

УДК [535 : 621.373.8 : 6]2-50

## ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ С МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА И УПРАВЛЯЕМЫМ СПЕКТРОМ ГЕНЕРАЦИИ

А. Г. Кузнецов

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1  
E-mail: leks.kuznecov@gmail.com*

Проведён обзор результатов исследования возможностей управления спектром генерации волоконных лазеров с модуляцией добротности резонатора. Рассмотрены различные схемы лазеров для получения выходного излучения с характеристиками, оптимизированными под конкретные применения: мощные импульсы для микрообработки материалов, пробный импульс в оптоволоконных сенсорных системах и др. Выяснен механизм уширения линии генерации и описаны методы, позволяющие осуществлять контроль спектра выходного излучения в полностью волоконных схемах лазера с модуляцией добротности резонатора. Реализованы перестройка частоты внутри линии усиления и генерация высших гармоник в нелинейных кристаллах.

*Ключевые слова:* волоконный лазер, модуляция добротности, активные световоды, фазовая самомодуляция, удвоение частоты.

**Введение.** Волоконная оптика (и нелинейная волоконная оптика, в частности) возникла в 1960–70-е годы, когда впервые начали применяться стеклянные световоды с относительно низкими потерями. Следует отметить, что первые световоды имели потери  $\sim 1000$  дБ/км, существенно ограничивавшие возможность их использования в линиях связи. Однако в процессе развития технологии потери были существенно уменьшены (до 20 дБ/км) [1], а дальнейший прогресс в оптоволоконной технике привёл к появлению оптических волокон с потерями около 0,2 дБ/км в спектральной области максимальной прозрачности кварцевого стекла ( $\sim 1,5$  мкм). Этот уровень ограничен в основном фундаментальными процессами рэлеевского рассеяния. Первоначально предполагалось, что световоды будут применяться главным образом в линиях связи для передачи информации на большие расстояния, однако по мере более глубокого исследования нелинейных эффектов в оптических световодах открылись качественно новые реализации оптоволокон. Перспективность использования световодов определяется их уникальными свойствами: низкими потерями и неизменностью размера поперечного сечения лазерного пучка на больших длинах распространения лазерного излучения по волокну, особыми дисперсионными характеристиками и возможностью как одномодового, так и многомодового режимов распространения лазерного излучения по световоду. Основные нелинейные явления (вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и рассеяние Манделъштама — Бриллюэна) были исследованы экспериментально и теоретически ещё в 1972 году [2, 3]. Эти работы стимулировали изучение других нелинейных явлений: параметрического четырёхфотонного смешения [4], фазовой самомодуляции (ФСМ) [5], оптически индуцированного двулучепреломления [6] и т. д.

Одним из результатов исследований в области нелинейной волоконной оптики стала возможность создания непрерывных и импульсных волоконных лазеров (см., например, [7] и цитируемую в ней литературу), которые имели ряд преимуществ перед классическими твердотельными и газовыми лазерами. Из преимуществ волоконных лазерных систем отметим следующие: волоконные лазеры имеют очень высокую (до  $\sim 80$  %) эффективность

преобразования излучения накачки в когерентное лазерное излучение благодаря большой длине их взаимодействия и малому диаметру световедущей сердцевины (обычно от 4 до 20 мкм); для обеспечения их работы не требуется водяного охлаждения, а достаточно воздушного; высокое качество выходного пучка ( $M^2 \sim 1,1-1,5$ ), определяемое волноводными свойствами оптоволокна, практически не зависит от мощности излучения. Немаловажными преимуществами также являются простота и надёжность волоконных лазеров: резонатор может быть полностью выполнен на основе волоконных элементов, а световедущее волокно компактно свёрнуто в кольца и изолировано от внешней среды, что исключает необходимость юстировки и постоянного обслуживания лазерной системы и в целом повышает стабильность работы при различных внешних условиях.

Существует несколько режимов генерации в волоконных лазерах, один из которых — импульсная генерация с помощью модуляции добротности резонатора. В англоязычной литературе такие лазеры принято называть Q-switched лазерами (Q — параметр добротности резонатора, switch — выключатель), и далее для краткости будем придерживаться данного термина. Эти лазеры применяются главным образом при обработке материалов и в качестве источника зондирующего излучения в сенсорных системах различного типа, в частности в лидарах для получения информации об удалённых объектах с помощью активных оптических систем, использующих явления отражения и рассеяния света в прозрачных и полупрозрачных средах, в рефлектометрах для измерения параметров волоконно-оптических линий и окружающей среды [8, 9]. Волоконные лазеры с модуляцией добротности способны генерировать импульсы от десяти до нескольких сотен наносекунд с высокой пиковой мощностью ( $\sim 10$  кВт и более), что наряду с высоким качеством пучка незаменимо при гравировке и резке различных материалов. Кроме того, иттербиевый волоконный Q-switched лазер, как и твердотельные лазеры на кристаллах, излучает на длине волны  $\sim 1,06$  мкм, что обеспечивает лучшее взаимодействие излучения с металлами, чем, например, CO<sub>2</sub>-лазер, излучающий на длине волны 10,6 мкм.

Таким образом, исследование импульсных волоконных лазеров с модуляцией добротности резонатора является актуальной задачей в условиях всё большего применения их в различных сферах. В предлагаемой работе проводится обзор исследований спектра генерации лазеров с модуляцией добротности резонатора и возможностей управления им, описываются типичные схемы для генерации импульсного излучения, а также различные эффекты, влияющие на параметры выходного излучения.

## 1. Элементы волоконного лазера с модуляцией добротности резонатора.

1.1. *Волоконные световоды.* В общем случае волоконный световод состоит из двух concentрических слоёв: ядра (сердцевина) и оптической оболочки. Показатель преломления оболочки немного меньше показателя преломления сердцевины, что обеспечивает распространение излучения в ядре за счёт полного внутреннего отражения. На рис. 1, а схематически показаны поперечное сечение и профиль показателя преломления световода. Такой световод характеризуется относительной разностью показателей преломления сердцевины и оболочки

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (1)$$

и нормированной частотой

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda}(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \frac{2\pi a}{\lambda}NA, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина волны;  $NA$  — числовая апертура;  $a$  — радиус ядра. Величина параметра  $V$  определяет количество мод, которое может распространяться по волокну. Известно [10],

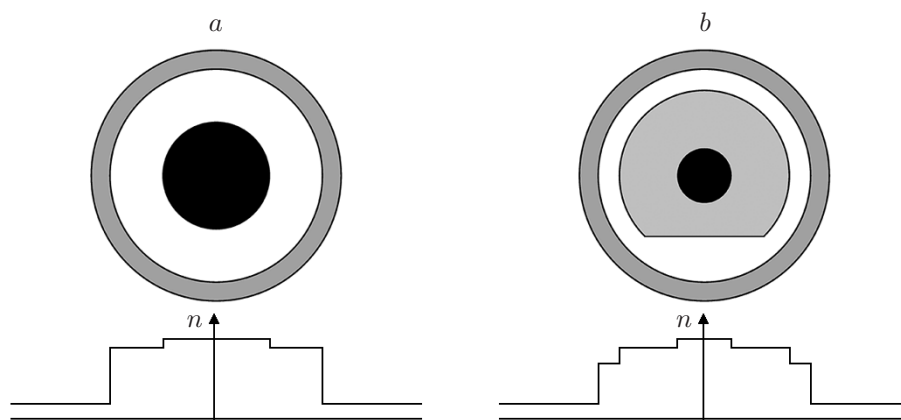


Рис. 1. Структура световода: *a* — волокно с одинарной оболочкой, *b* — волокно с двойной оболочкой

что при значении  $V \leq 2,405$  по световоду может распространяться только одна поперечная мода и такое волокно называется одномодовым. Как правило, одномодовые и многомодовые волокна различаются радиусом сердцевины: у стандартного телекоммуникационного волокна радиус сердцевины 2–4 мкм, в то время как у многомодового 25–50 мкм. Однако условие одномодовости для волокна с большой сердцевиной также можно выполнить, уменьшив величину числовой апертуры. Такие волокна называют волокнами с большим диаметром моды (LMA — Large Mode Area) и применяют главным образом в лазерной технике для уменьшения интенсивности в сердцевине и минимизации нелинейных эффектов, сохраняя при этом одномодовый режим. Недостатком этих волокон являются большие изгибные потери из-за маленькой числовой апертуры. Диаметр оболочки не критичен для характеристик волокна и подбирается таким образом, чтобы излучение не достигало границы. На сегодняшний день выпускаются волокна с радиусом оболочки от 60 до 200 мкм.

Мощные лазеры и усилители создаются на базе волокна с двойной оболочкой (рис. 1, *b*). Оно имеет многомодовую внутреннюю оболочку, по которой распространяется излучение накачки, и одномодовую легированную сердцевину, в которой накачка поглощается. Чтобы подавить моды накачки, имеющие малое перекрытие с сердцевиной, вторую оболочку выполняют в D-образном виде. С помощью таких волокон удаётся сформировать лазерный пучок высокого качества, в то время как качество пучка накачки может быть низким при достаточно большой мощности (до 100 Вт и более).

Для создания лазеров и усилителей сердцевину оптоволокна легируют ионами редкоземельных элементов (РЗЭ): Nd, Yb, Er, Ho, Tm и др. Эти ионы поглощают излучение накачки, как правило, в более коротковолновой области по сравнению с длиной волны лазера или усилителя и, возбуждаясь, переходят на метастабильный уровень. Наиболее распространёнными активными являются волокна, легированные эрбием ( $\text{Er}^{3+}$ ) и иттербием ( $\text{Yb}^{3+}$ ), каждый из которых имеет свой рабочий диапазон длин волн в областях 1,5 и 1 мкм соответственно.

В матрице стекла вследствие неоднородного уширения спектры поглощения и люминесценции ионов иттербия представляют собой довольно широкие непрерывные линии в диапазоне 0,9–1,1 мкм, причём в зависимости от длины волокна максимум спектральной линии излучения может смещаться [11]. Для ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в кварцевом световоде, легированном  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , существуют два пика поглощения с центрами на длинах волн 910 и 974 нм и два пика излучения с центрами на длинах волн 974 и 1036 нм (рис. 2 [12]).

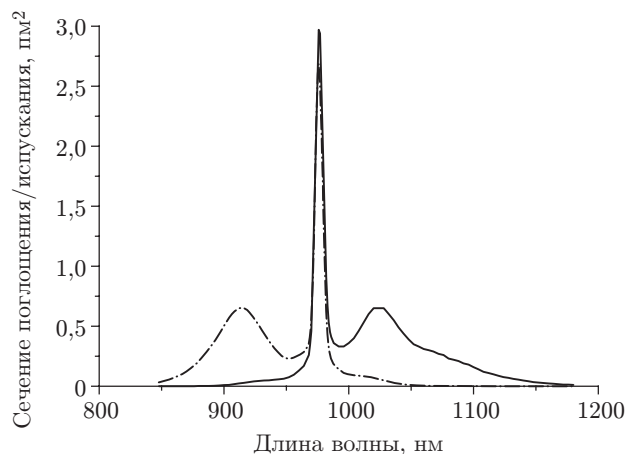


Рис. 2. Сечения испускания (сплошная кривая) и поглощения (штрихпунктирная кривая) ионов иттербия  $\text{Yb}^{3+}$  [12]

Для накачки волоконных лазеров и усилителей широко применяются лазерные диоды, как правило, на длине волны 976 нм, бурное развитие которых позволило значительно минимизировать размеры и увеличить выходную мощность. Помимо одномодовых лазерных диодов накачка волокон с одинарной оболочкой осуществляется, как упоминалось выше, многомодовыми диодами мощностью  $\sim 10$  Вт и более.

1.2. *Модуляторы интенсивности.* Ещё одним элементом, который используется для создания импульсных лазеров, является модулятор интенсивности [13]. Типов таких модуляторов много, однако наибольшее распространение получили акустооптический (АОМ) и электрооптический (ЭОМ) модуляторы. На рис. 3, *a* приведено устройство акустооптического модулятора. В АОМ лазерный пучок взаимодействует с высокочастотной ультразвуковой волной (около 100 МГц) внутри полированного кристалла или стекла (среда взаимодействия) [14]. Ориентируя специальным образом лазерный луч относительно звуковой волны, можно создать отражение пучка от фронта волны (так называемую брэгговскую дифракцию). Поэтому, когда звуковое поле присутствует, пучок отражается, в то время как в отсутствие звуковой волны луч проходит через среду. В качестве генератора звуковой волны обычно используется тонкая подложка ниобата лития, на которую подаётся высокочастотный электрический сигнал. Такой модулятор имеет коэффициент экстинкции

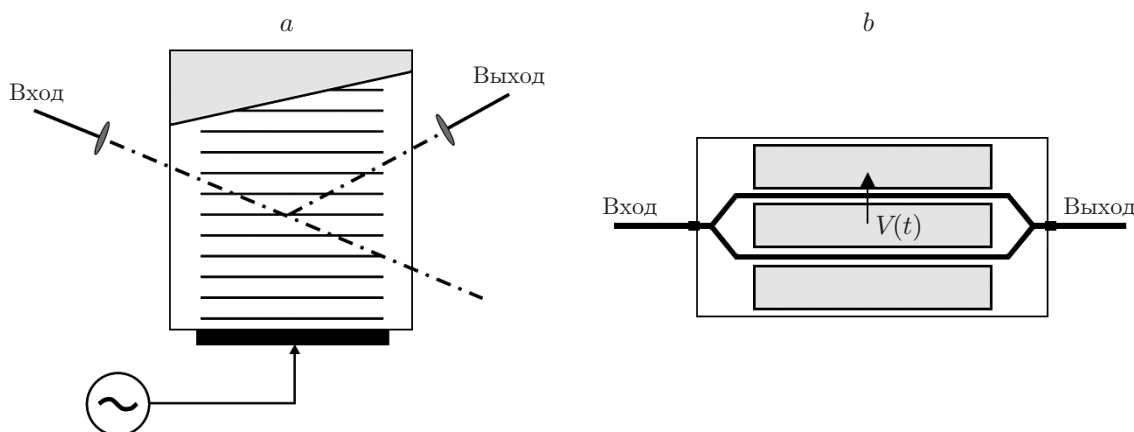


Рис. 3. Модуляторы интенсивности: *a* — акустооптический, *b* — электрооптический

более 40 дБ, оптические потери до 15 % и достаточно просто оснащается волоконными входом и выходом (пигтейлируется).

Электрооптический модулятор основан на схеме интерферометра Маха — Цандера, выполненном на подложке из кристалла  $\text{LiNbO}_3$  (рис. 3, *b*). Оптическое излучение заводится в модулятор по волокну с сохранением поляризации (РМ-волокно) и поворну разделяется по двум световодам. Когда напряжение на модулятор не подаётся, эти два сигнала суммируются на выходе в фазе и таким образом модулятор оказывается в открытом положении. Если же на него подать напряжение, вследствие электрооптического эффекта показатель преломления изменится и набег фазы в одном плече интерферометра приведёт к тому, что на выходе модулятора сигналы просуммируются деструктивно. Отличительной особенностью ЭОМ является очень маленькое время отклика (сотни пикосекунд), которое положительно влияет на характеристики импульсных лазеров с модуляцией добротности резонатора. Для сравнения типичное время отклика АОМ составляет около 10 нс. В то же самое время ЭОМ очень чувствительны к поляризации входного излучения, что мешает при создании, например, лазеров с неполяризованным выходным пучком. Немаловажную роль также играет и стоимость: цена АОМ намного ниже, и это объясняет тот факт, что АОМ гораздо чаще применяются при проектировании волоконных Q-switched лазеров.

Кроме этих двух наиболее распространённых модуляторов интенсивности в литературе упоминаются другие. Особый интерес представляют волоконные модуляторы. Один из методов модуляции — это создание механических потерь в волокне с помощью пережимания сердцевины световода. Такой модулятор описывается, например, в [15], где с помощью иглы, подсоединённой к пьезоэлектрическому преобразователю, управляемому от генератора напряжения, создавались микроизгибы в волокне и, как следствие, потери в нём. Недостатками этого модулятора являются очень большое время отклика (около 0,5 мс для создания потерь и 2,5 мс для восстановления пропускания), невозможность использования данной схемы в мощных лазерах, так как выделяющееся излучение на создаваемых микроизгибах может разрушить волокно, и ограниченный коэффициент экстинкции. Коэффициент пропускания модулятора в закрытом режиме составляет несколько процентов, что при большом уровне накачки резонатора достаточно для создания паразитной генерации между импульсами. Кроме того, до конца не изучен вопрос деградации волокна при длительном механическом высокочастотном воздействии.

1.3. *Волоконные брэгговские решётки как селектор частоты лазеров.* Волоконная брэгговская решётка (ВБР) представляет собой одномерную решётку показателя преломления с периодом  $\Lambda \sim 300\text{--}500$  нм (рис. 4), наведённую в сердцевине волокна ультрафиолетовым лазерным излучением за счёт фотомодификации её структуры на длине порядка 1 мм [16]. Основным свойством ВБР является узкополосное отражение излучения, распространяющегося вдоль волокна на так называемой брэгговской длине волны, которая определяется условием конструктивной интерференции пучков, отражённых от разных

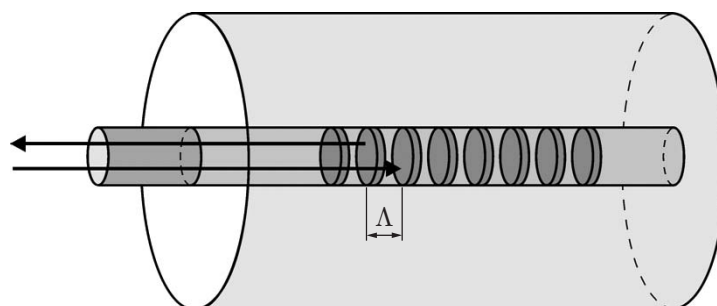


Рис. 4. Волоконная брэгговская решётка

слоёв:

$$\lambda_B = 2\Lambda(T^\circ, \varepsilon)n(T^\circ), \quad (3)$$

где  $n$  — показатель преломления сердцевины волокна;  $T^\circ$  — температура;  $\varepsilon$  — относительная деформация решётки.

Ширина спектра отражения волоконной решётки, которая обычно составляет менее 1 нм, зависит от длины и амплитуды модуляции показателя преломления. Наиболее узкие спектры, требующиеся, например, для создания одночастотных волоконных лазеров или для определённых волоконных фильтров, получаются у длинных решёток со слабой модуляцией показателя преломления. Широкие спектры отражения могут быть получены с помощью коротких решёток с большой амплитудой, а также с помощью неперидической структуры показателя преломления.

Так как длина волны максимума отражения зависит не только от периода решётки, но и от температуры и механического напряжения, брэгговская решётка может применяться в качестве температурного датчика, датчика деформации, лазерного зеркала с перестраиваемой длиной волны и т. д. Поперечные напряжения, которые могут создаваться сжатием решётки двумя плоскими пластинами, вызывают двулучепреломление, и, следовательно, решётка становится чувствительной к поляризации излучения.

**2. Принципы построения волоконных лазеров с модуляцией добротности резонатора.** 2.1. *Задающий лазер.* На основе оптоволокон можно создавать лазеры с различной конфигурацией резонатора. Существует множество конфигураций оптоволоконных лазеров, которые делятся на два типа: с линейным и кольцевым резонаторами. Каждый из этих резонаторов имеет свои преимущества и недостатки. В [17] исследованы различные резонаторы непрерывных эрбиевых лазеров и показано, как конфигурация резонатора влияет на характеристики выходного излучения. Естественно предположить, что при создании импульсных лазеров оптимальная конфигурация резонатора может отличаться от случая непрерывных лазеров. Рассмотрим схемы резонаторов более детально. На рис. 5, *a* приведена типичная схема импульсного волоконного лазера с линейным резонатором. Эта конфигурация в целом аналогична линейной схеме классического твердотельного лазера с резонатором Фабри — Перо, но вместо зеркал в данном случае используются волоконные брэгговские решётки со специально подобранными спектральными характеристиками, а в качестве активной среды выступает оптоволокно, легированное РЗЭ (Er, Yb и т. д.). Затвором могут выступать АОМ, ЭОМ либо любое другое устройство модуляции добротности. На выходе лазера устанавливается изолятор, предотвращающий отражение от

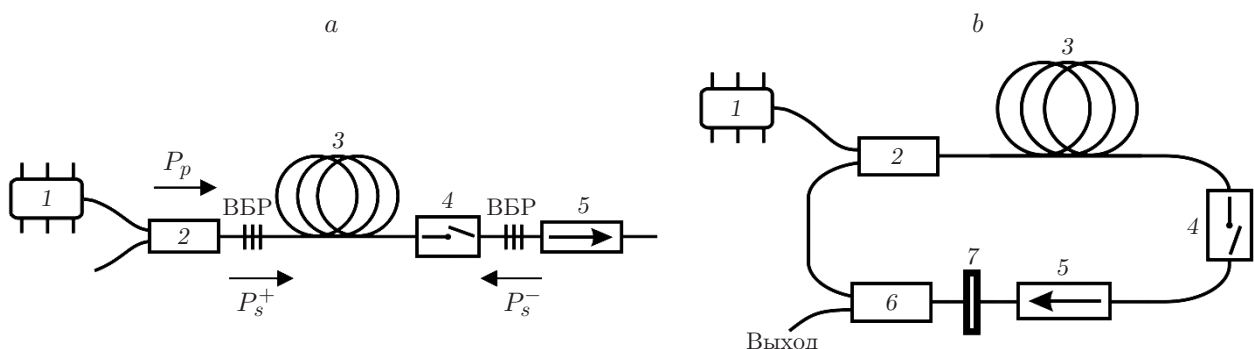


Рис. 5. Схемы Q-switched лазера: *a* — линейная, *b* — кольцевая. Обозначения: 1 — диодный лазер накачки на длине волны 980 нм, 2 — направленный ответвитель, 3 — активное эрбиевое или иттербиевое волокно, 4 — модулятор добротности, 5 — изолятор, 6 — волоконный ответвитель, 7 — спектральный фильтр

торца волокна обратно в резонатор, которое может приводить к различным нестабильностям работы лазера. Для накачки применяется лазерный диод, излучение которого с помощью спектрально-селективного ответвителя (WDM — Wavelength Division Multiplexer) заводится в резонатор. Как правило, в такого рода лазерах используются либо полностью волоконные элементы (WDM, брэгговские решётки и т. д.), либо пигтейлированные волокном. Так, например, пигтейлированные АОМ, ЭОМ и лазерные диоды широко представлены на рынке и успешно применяются для создания различных лазеров.

На рис. 5, *b* приведена простейшая схема импульсного лазера кольцевой конфигурации, в которой излучение распространяется в резонаторе по кольцу и с помощью волоконного ответвителя часть мощности выводится из лазера. Для того чтобы излучение было однонаправленным, в резонатор устанавливается волоконный изолятор. Существует множество модификаций данной схемы: со спектральными фильтрами на основе ВБР или тонких плёнок, с циркулятором и спектральным фильтром вместо изолятора и т. д.

Длительность импульса в условиях, когда время открытия затвора много меньше времени рождения импульса, определяется соотношением [18]

$$\tau = \tau_c \frac{r\eta(r)}{r-1-\ln r} = \frac{r\eta(r)}{r-1-\ln r} \frac{T}{\delta}, \quad (4)$$

где  $r$  — коэффициент начальной инверсии;  $\eta(r)$  — эффективность вывода;  $T = 2Ln/c$  — время обхода резонатора;  $n$  — показатель преломления активной среды;  $\delta$  — внутрирезонаторные потери при одном обходе в момент открытого затвора. В выражении для длительности импульса особую роль играет длина резонатора  $L$ : чем она меньше, тем короче импульс. Вследствие уменьшения длины активного волокна также падает и энергия, запасённая внутри резонатора между импульсами, что приводит к снижению мощности, поэтому требуется оптимально подобрать необходимую длину активного волокна. Для уменьшения длины резонатора за счёт пассивного волокна часто используют АОМ без волоконных входов [19], но это приводит к необходимости дополнительной юстировки, что в целом негативно сказывается на надёжности и стабильности лазера. Как видно, длительность импульса в большей степени определяется временем обхода, кроме этого на неё влияет в некоторой степени и время отклика модулятора, а также частота повторения.

Для модуляции добротности резонатора обычно применяют электрооптические либо акустооптические модуляторы с волоконными вводом и выводом излучения. Первоначально затвор закрыт и резонатор не замкнут, что не позволяет лазеру генерировать излучение. В это время излучение накачки поглощается в среде, создавая большую инверсию заселённости на лазерном переходе иона РЗЭ и, следовательно, усиление на резонансной частоте. Количество запасённой энергии обычно ограничивается спонтанным излучением, и если брать усиливающую среду с большим содержанием активных ионов либо с большой длиной, то можно запасти огромное количество энергии. Затем затвор открывается, добротность  $Q$  резонатора резко возрастает, а потери соответственно уменьшаются и из шумового спонтанного излучения за несколько обходов по резонатору формируется лазерное излучение большой мощности. Когда мощность внутри резонатора достигает мощности насыщения активной среды, коэффициент усиления уменьшается. Пик импульса достигается в момент, когда усиление становится равным потерям в резонаторе (рис. 6). Однако всё ещё большая мощность продолжает опустошать верхний уровень лазерного перехода иона РЗЭ, и в течение этого времени мощность импульса спадает до нуля. Таким образом, среда сама становится запирающим затвором.

Твердотельные лазеры с модуляцией добротности достаточно хорошо изучены, в частности исследовалась спектрально-временная динамика их генерации в различных схемах

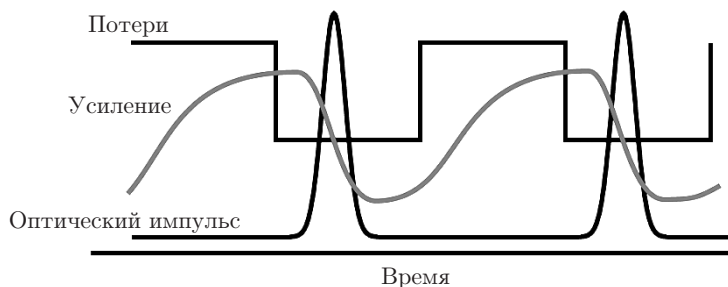


Рис. 6. Временная характеристика потерь и усиления в резонаторе лазера с модуляцией добротности

[20]. Работы по исследованию режимов генерации в волоконных лазерах с модуляцией добротности резонатора начаты в 1980-е годы, когда была построена модель формирования импульса в оптоволоконном резонаторе [18]. Тогда же были созданы первые волоконные Q-switched лазеры [21, 22], которые из-за своих характеристик, таких как слишком длинные импульсы (сотни наносекунд), небольшая пиковая мощность (не более нескольких ватт) и нестабильность работы, так и не смогли составить конкуренцию классическим твердотельным лазерам с модуляцией добротности резонатора. Причиной этого является тот факт, что в отличие от твердотельных лазеров волоконные имеют длинный резонатор (и, соответственно, большое количество мод), по которому распространяется излучение с высокой плотностью мощности, вследствие чего проявляются нелинейные эффекты, влияющие на такие выходные характеристики, как ширина спектра, длительность импульса, пиковая мощность и т. д. Далее были выполнены исследования влияния качества световодов на стабильность работы [23], созданы новые конфигурации лазеров [24, 25], в том числе и с эрбиевыми активными волокнами [26], однако во всех этих работах использовались элементы объёмной оптики, что существенно снижало надёжность лазеров.

Ситуация стала меняться в середине 1990-х годов, когда линейные оптические потери в стандартных оптических волокнах были многократно снижены, что позволило создавать относительно короткие резонаторы с большой добротностью. Кроме того, именно в это время происходит развитие и применение двух ключевых технологий: технологии записи волоконных брэгговских решёток (см., например, [27] и цитируемую в ней литературу) и технологии изготовления активных волокон с двойной оболочкой. Отпала необходимость в использовании объёмных (неволоконных) оптических элементов, что позволило создать полностью волоконные Q-switched лазеры. Варьируя параметры решётки показателя преломления, можно создавать волоконные зеркала (суть ВБР) с разной шириной спектра отражения (0,05–5 нм) и различными коэффициентами отражения (1–99,9 %), тем самым формируя полностью волоконный резонатор для нужной длины волны и нужной добротности. На рис. 7 приведены полученные в работе [28] узкий спектр и короткий импульс оптимизированного Q-switched лазера. С внедрением активных световодов с двойной оболочкой начали создаваться мощные одномодовые полностью волоконные лазеры, излучающие в области  $\sim 1$  мкм [29, 30], с накачкой в первую оболочку с помощью многомодовых лазерных диодов с волоконным выходом. Таким образом, была решена проблема эффективного ввода многомодового излучения накачки в волоконный световод без применения элементов стандартной неволоконной оптики, что особенно важно. Волоконный лазер с модуляцией добротности резонатора впервые полностью описан в [31]. В данной работе создан кольцевой эрбиевый лазер с акустооптическим модулятором добротности, имеющим волоконные ввод и вывод излучения, в конфигурации задающего осциллятора с усилителем (MOPA — Master Oscillator with Power Amplifier), который генерировал очень короткие на тот момент импульсы (23 нс) с пиковой мощностью более 2 кВт при частоте повторения импульсов



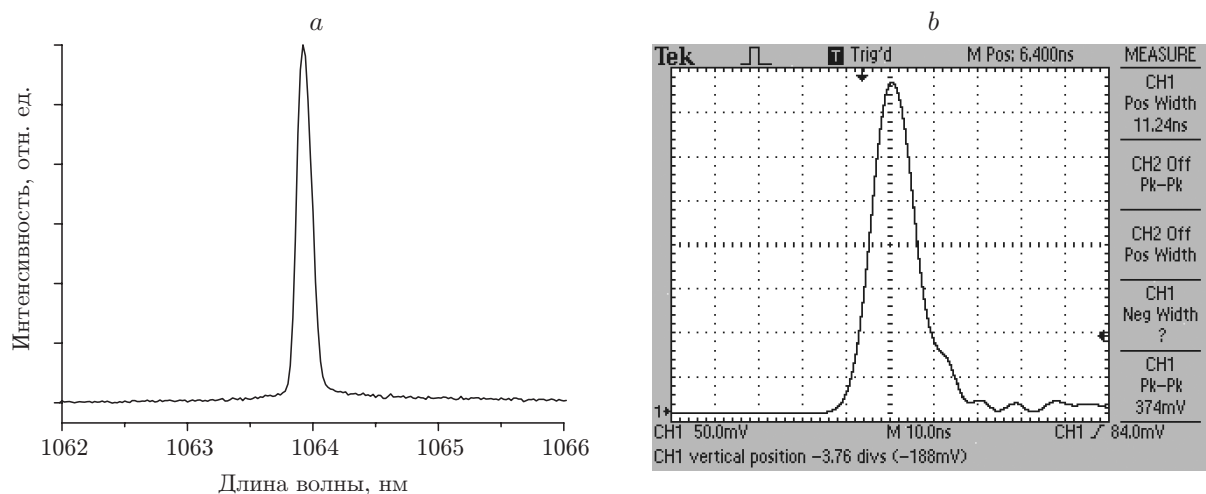


Рис. 7. Выходные характеристики лазера, полученные в работе [28]: спектр (а) и импульс (b)

500 Гц. Однако у этого лазера есть существенный недостаток — не реализована спектральная фильтрация излучения, и можно предположить, что выходной спектр излучения достаточно широк. Отличительная особенность большинства первых волоконных лазеров с модуляцией добротности резонатора — наличие множественных импульсов со спадающей амплитудой, идущих после основного импульса. Этому эффекту посвящено много работ (например, [32, 33]), в которых была построена модель формирования импульсов и выяснено, что вторичные пики являются следствием многократного усиления одного и того же импульса, проходящего несколько раз по резонатору. Как правило, множественные пики проявляются в лазерах с длинными резонаторами и для их подавления требуется существенная оптимизация параметров усиливающей среды.

Оптимизация волоконных лазеров с модуляцией добротности отнюдь не ограничивается выбором оптимальной конфигурации схемы резонатора и расчётом длины резонатора и активного волокна. Важным элементом Q-switched лазера, требующим детального рассмотрения, является модулятор добротности, от которого во многом зависят выходные характеристики излучения. В ранних работах в качестве такого затвора использовался, как правило, ЭОМ либо АОМ с объёмной оптикой, куда с помощью системы коллиматоров фокусировалось излучение. Исследовалась также пассивная модуляция (см., например, [34]), однако наряду с преимуществами (насыщающийся поглотитель более дешёв по сравнению с активными модуляторами) эта техника имела и ряд недостатков: невозможность управления импульсами, необходимость тщательного расчёта коэффициента отражения выходного зеркала, и т. д. Кроме того, при модуляции с помощью насыщающегося полупроводникового зеркала (SESAM — Semiconductor Saturable Absorber Mirror) высока вероятность его повреждения, так как внутрирезонаторная пиковая мощность достаточно большая. Последняя проблема недавно успешно решена с применением модуляторов на базе волоконных насыщающихся поглотителей [35]. Одним из методов, описанных в данном обзоре, является использование в резонаторе помимо главного активного волокна (легированного  $\text{Nd}^{3+}$ ) дополнительного волокна (легированного  $\text{Cr}^{4+}$ ), которое имеет пик поглощения на длине волны лазерного излучения и безызлучательную релаксацию. Существуют также и другие способы создания пассивной модуляции, например путём помещения дополнительного активного волокна в свой внутренний резонатор на другой длине волны, отличной от основного лазерного излучения. Данные механизмы модуляции добротности позволили реализовать лазеры с длительностью импульсов от 50 нс до 1 мкс и пиковой мощностью до нескольких киловатт. К недостаткам можно отнести зависимость

частоты повторения, длительности и пиковой мощности от мощности накачки (в отличие от активной модуляции, где можно задавать фиксированную частоту повторения при данной пиковой мощности), а также недостаточно короткий импульс.

На сегодняшний день в большинстве коммерческих Q-switched лазеров используется активная модуляция различными устройствами, в том числе и принципиально нового типа, например на основе волоконных ответвителей с переменным коэффициентом деления сигнала или модуляции двулучепреломления в волокне с сохранением поляризации [36–38], которые уступают по стабильности работы и выходным характеристикам широко распространённым АОМ и ЭОМ с волоконным вводом и выводом излучения.

2.2. *Перестройка частоты генерации.* Благодаря широкой линии усиления в волоконных лазерах есть возможность создавать источники лазерного излучения с перестраиваемой длиной волны. В работе [28] продемонстрирован импульсный лазер с плавной перестройкой длины волны генерации с помощью ВБР. Решётка помещалась в узкую феррулу и аксиально сжималась с помощью прецизионной подвижки. Диапазон перестройки длины волны составил 1062–1080 нм. Особенностью разработанного лазера является зависимость длительности импульса от длины волны генерации, которая приведена на рис. 8. Этот эффект связан с уменьшением коэффициента усиления резонатора при перестройке в длинноволновую область спектра, где сечение излучения иттербия заметно уменьшается по сравнению с максимальным значением на длине волны 1064 нм. Небольшой гистерезис этой зависимости при перестройке длины волны отражения решётки вверх и вниз вдоль спектра может быть связан с особенностью её механической деформации. Таким образом, был продемонстрирован волоконный импульсный Q-switched лазер с контролем спектра и возможностью перестройки длины волны генерации.

2.3. *Усилитель мощности.* Для получения больших значений пиковой мощности и энергии импульса обычно применяются оптические усилители. Наиболее удобной и надёжной является полностью волоконная схема «задающий лазер — усилитель мощности».

Несмотря на то что порог разрушения оптоволокна составляет около  $100 \text{ ГВт/см}^2$  из-за малой площади сердцевины, по которой распространяется свет, оптическая плотность мощности может легко превысить это значение. Тогда в мощных усилителях используются волокна с увеличенным диаметром сердцевины (от 20 мкм) и двойной оболочкой. В работе [39], для того чтобы завести в оболочку волокна излучение накачки от нескольких многомодовых диодов, применялся коммерчески доступный объединитель накачки, который позволил использовать четыре диода мощностью 8 Вт каждый. Так как числовая

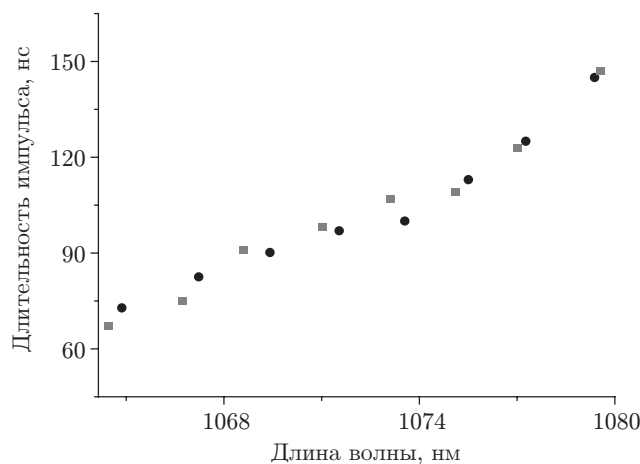


Рис. 8. Зависимость длительности импульса от длины волны лазерной генерации (● — перестройка вверх, ■ — перестройка вниз)

апертура сердцевины данного волокна составляет 0,06, то оно не является строго одномодовым ( $V$ -фактор равен 3,54). Для обеспечения одномодового режима работы усилителя активное волокно сворачивалось в кольца диаметром  $\sim 10$  см, что создавало дополнительные потери для мод высших порядков, потери же фундаментальной моды изменялись незначительно. Средняя мощность усиленного излучения для  $\sim 20$  Вт накачки составила 470 мВт при 1 кГц, что соответствует усилению 18,9 дБ; при этом максимальная пиковая мощность — около 10 кВт, в то время как средняя мощность при частоте повторения 100 кГц превышала 10 Вт.

Известно [40], что при прохождении импульса задающего лазера через волоконный усилитель его спектр значительно уширяется, это может быть важным при проведении фундаментальных исследований, таких как преобразование частоты, и для практических применений. Поэтому рассмотрение данного вопроса вынесено в отдельный раздел.

2.4. *Спектр генерации волоконного лазера с модуляцией добротности в схеме «задающий лазер — усилитель мощности».* Существует несколько основных механизмов уширения спектральных линий лазерной генерации, описывающих процессы в непрерывных и импульсных волоконных лазерах. Представление спектрального уширения когерентного излучения, например последовательности спектрально ограниченных импульсов лазера с синхронизацией мод, обычно рассматривается в рамках обобщённого нелинейного уравнения Шрёдингера [41]. Численный расчёт временной эволюции импульса, включающий как линейные эффекты (дисперсию), так и нелинейные, из которых наиболее важна фазовая самомодуляция, позволяет описать эффекты уширения спектра, в частности генерацию суперконтинуума в волокнах, имеющего большое практическое значение [42, 43].

Для частично когерентного или полностью некогерентного излучения, состоящего из большого количества продольных мод резонатора со случайной фазой каждой моды (что типично для непрерывных волоконных лазеров и лазеров с модуляцией добротности линейного резонатора Фабри — Перо) [7], описание спектра достаточно сложно, поскольку во временной области такое излучение является набором коротких стохастических импульсов с постоянной средней мощностью (для непрерывного лазера) либо с огибающей в виде наносекундного импульса (для лазера с модуляцией добротности резонатора). В [44] впервые было аналитически представлено турбулентное уширение спектра вследствие четырёхволнового смешения в длинном ВКР-лазере с непрерывным излучением, которое не подходит для случая импульсных лазеров с большой пиковой мощностью и коротким резонатором, где влиянием дисперсии можно пренебречь и вклад в уширение спектра дают уже другие нелинейные процессы, требующие нового подхода к данной проблеме.

Для описания задающего осциллятора с модуляцией добротности обычно применяется модель некогерентного импульсного излучения, т. е. в генерацию выходит много мод, не синхронизованных по фазе. Спектральное уширение такого импульса в волоконном усилителе обычно оценивается качественно с помощью аналитического выражения для спектральной ширины [40]. Выражение было получено в работе [45], где рассматривалось уширение спектра импульсов в квазимонохроматическом приближении (ширина спектра и длительность импульса связаны соотношением неопределённости — так называемый спектрально ограниченный импульс). В этом случае уширение определяется ФСМ в приближении, когда влиянием дисперсии групповых скоростей можно пренебречь. Фазовая самомодуляция вызывает набег фаз, зависящий от интенсивности, тогда как форма импульса во времени остаётся неизменной. Уширение спектра происходит вследствие зависимости интенсивности и соответственно набег фазы от времени, что означает сдвиг мгновенной оптической частоты от центральной частоты  $\omega_0$  при перемещении вдоль импульса. В работах [46, 47] показывается существенное расхождение экспериментальной ширины спектра импульсных волоконных лазеров с теорией [40]. Главная причина упомянутых расхождений, по всей видимости, связана с использованием модели спектрально

ограниченных импульсов, что, очевидно, неприменимо для волоконных лазеров с модуляцией добротности резонатора.

Альтернативный подход развит в [48], где описывается модель расчёта спектрального уширения за счёт самомодуляции фазы для стохастических мод лазерного излучения. В этом случае предполагается, что импульс имеет прямоугольный профиль огибающей интенсивности по времени с наполнением случайными короткими импульсами. При распространении по волокну происходит самомодуляция фазы такого случайно изрезанного импульса, что приводит к существенному спектральному уширению первоначального сигнала. Авторы этой работы получили аналитическую формулу, которая в принципе позволяет численно рассчитать форму уширенного спектра в случае прямоугольного импульса входного сигнала. Использование в [48] прямоугольной формы импульса и специальной функции для описания спектра не позволило сравнить расчёт с экспериментальными данными.

В работе [49] впервые была построена модель уширения некогерентных наносекундных импульсов. В этом случае поле импульса представляется в виде огибающей  $P(t)$ , заполненной шумовой составляющей, и для некогерентного импульса имеется дельта-коррелированная по частотам статистика. Вследствие ФСМ происходит набег фазы, что эквивалентно изменению мгновенной частоты моды. Форма выходного спектра вычисляется из спектральной формы входного сигнала и временной формы импульса по формуле

$$I_{\text{out}}(\omega) = G \int dt P(t) \int d\tau \frac{K_{\text{in}}(\tau) e^{i\omega\tau}}{[1 + (\nu\gamma L_a P(t))^2 (1 - |K_{\text{in}}(\tau)|^2)]^2}, \quad (5)$$

где  $G$  — усиление сигнала;  $\gamma$  — нелинейность среды, в которой распространяется излучение;  $K_{\text{in}}(\tau)$  — корреляционная функция спектра импульса в предположении случайной фазы мод;  $L_a$  — длина усилителя;  $\nu$  — фактор уширения.

В данной работе проведены расчёт и сравнение спектров на выходе усилителя с реально полученными спектрами. Характер уширенных спектров двухмасштабный, в то время как центральная область спектра изменяется незначительно, «крылья» вносят существенный вклад в итоговую спектральную ширину и имеют экспоненциальный вид. При использовании для вычисления формы импульса, описываемой гиперболическим секансом, возможно значительное упрощение вычислений и формула (5) принимает вид

$$I_{\text{out}}(\omega) = G \int d\tau \frac{K_{\text{in}}(\tau) e^{i\omega\tau} [1 + 1/2(\nu\gamma L_a P_0)^2 (1 - |K_{\text{in}}(\tau)|^2)]}{[1 + (\nu\gamma L_a P_0)^2 (1 - |K_{\text{in}}(\tau)|^2)]^{3/2}}. \quad (6)$$

На рис. 9 приведены в сравнении экспериментальные и рассчитанные спектры на выходе усилителя. Так как в случае использования в формуле (5) временной огибающей импульса в виде гиперболического секанса двойной интеграл упрощается, то расчёт целесообразно выполнять по формуле (6).

На рис. 10 дана среднеквадратичная ширина выходного из усилителя спектра для импульсов с формой, описываемой гауссовой функцией и гиперболическим секансом, в сравнении с экспериментальным импульсом. Видно, что обе модели имеют достаточно хорошее согласие с экспериментом. Существенное различие проявляется лишь при малых мощностях, где шумовой фон и спонтанное излучение могут вносить вклад в измеряемые значения. Расхождение при высоких мощностях можно связать с насыщением усиления. Следует отметить, что модель для спектрально ограниченных импульсов [40] даёт намного меньшие значения ширины.

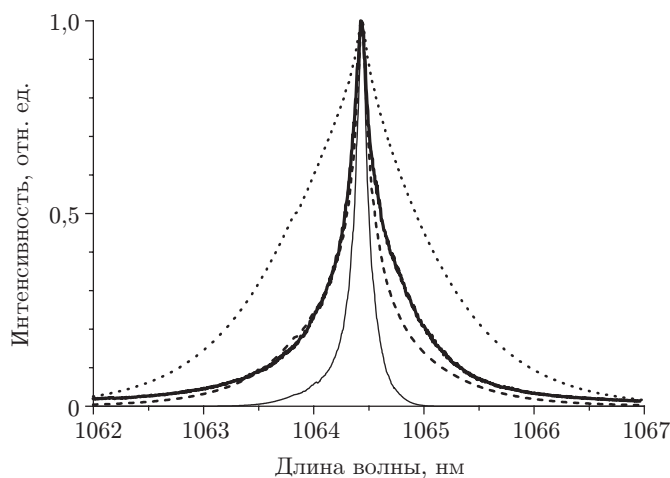


Рис. 9. Спектры волоконного лазера при пиковой мощности импульсов 4 кВт: спектр на входе (тонкая сплошная кривая) и на выходе усилителя (жирная сплошная кривая) в сравнении с расчётом для прямоугольной формы импульса (пунктирная кривая) и для гиперболического секанса по формуле (6) (штриховая кривая)

### 3. Оптимизация излучения волоконных лазеров с модуляцией добротности резонатора для конкретных применений. 3.1. Обработка материалов.

Одной из областей применения импульсных лазеров с модуляцией добротности резонатора является микрообработка материалов, где лазерные установки должны удовлетворять определённым критериям как по уровню мощности, так и по другим параметрам. В настоящее время для обработки материалов используются в основном классические твердотельные и  $\text{CO}_2$ -лазеры, технология которых достаточно хорошо отработана. Однако в последние годы всё большее распространение получают волоконные лазеры, имеющие лучшую стабильность, компактность, отличное качество пучка и т. д.

Наиболее распространённой технологией с применением промышленных лазеров является гравировка, т. е. нанесение изображений на рабочие поверхности с большой точностью. Процесс лазерной гравировки сопровождается последовательными физическими процессами: поглощение излучения, нагрев до точки плавления  $T_{\text{пл}}$ , плавление после по-

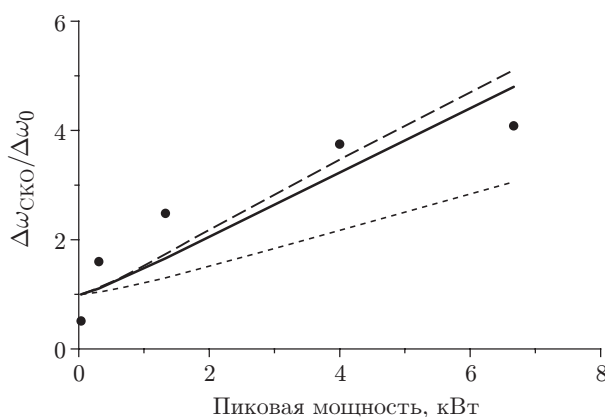


Рис. 10. Спектральные уширения импульсов в зависимости от выходной пиковой мощности: спектрально ограниченный импульс (пунктирная линия), эксперимент (кружки), гауссова форма (штриховая линия), гиперболический секанс (сплошная линия)

глощения скрытой теплоты плавления  $L_{пл}$ , нагрев до температуры испарения (кипения)  $T_{исп}$ , испарение после поглощения скрытой теплоты испарения  $L_{исп}$ , движения фронта испарения внутрь материала со скоростью  $V_0$ . Сформулируем основные критерии лазера, предназначенного для обработки материалов. Очевидно, что для требуемого качества микрообработки лазер должен обладать определёнными параметрами. Мощность излучения лазера должна обеспечить нагревание поверхности до  $T \leq 10000$  К в зависимости от материала (так, для вольфрама  $T = 5600$  К). Типичный минимум плотности мощности, который требуется для гравировки, например, стали составляет  $\sim(3 \cdot 10^6)$  Вт/см<sup>2</sup> или фокального пятна 100 мкм — 1 кВт пиковой мощности. Если пиковой мощности недостаточно, то в месте гравировки происходит неполное удаление жидкой фазы и качество обработки существенно снижается. Длина волны должна лежать в области большой поглощательной способности материала (в видимой — для металлов и других конструктивных материалов, ИК-области — для стекла, ультрафиолетовой — для полимеров и т. д.), зависящей от оптических характеристик материала. Длительность импульса определяет [50]: глубину проплавленного слоя ( $x_{пл} \sim \sqrt{a\tau}$ , где  $a$  — коэффициент теплопроводности), величину давления отдачи паров ( $P_{и} \sim W/\tau$ ,  $W$  — энергия импульса), величину термомеханических напряжений ( $F \sim \sqrt{\tau}$ ), эффект экранирования падающего излучения парами, стабильность размеров облучаемой площадки (нестабильность  $\sim \sqrt{\tau}$ ), стабильность пороговой плотности мощности (также зависит от размера облучаемой зоны). Тогда можно заключить, что чем меньше длительность импульса, тем качество микрообработки будет выше. Частота следования импульсов влияет главным образом на температуру материала, которая меняется после окончания каждого импульса, и средняя температура с понижением частоты следования может также снижаться. Таким образом, есть оптимальная частота следования импульсов, когда материал достаточно сильно разогревается, и в момент прихода импульса сравнительно малой мощности происходит плавление и испарение вещества. И наконец, ещё один параметр — это качество выходного пучка. Для большинства применений лазерный пучок должен иметь гауссов профиль распределения интенсивности с параметром  $M^2 \sim 1$ . Пример гравировки волоконным Q-switched лазером показан на рис. 11 [51].

Одним из лидеров по производству мощных волоконных лазеров с модуляцией добротности резонатора для микрообработки материалов является фирма "IPG Photonics" и её российский филиал НТО «ИРЭ-Полус». Эта компания предлагает волоконные лазеры серии YLP с длиной волны 1070 нм [52] с длительностью импульса от 40 до 500 нс (частота повторения 20–400 кГц), при этом средняя мощность может достигать 200 Вт. Такие лазеры оптимизированы для микрообработки материалов, микрогравировки, резки металлов и т. д., однако их излучение из-за слишком широкого спектра нельзя использо-

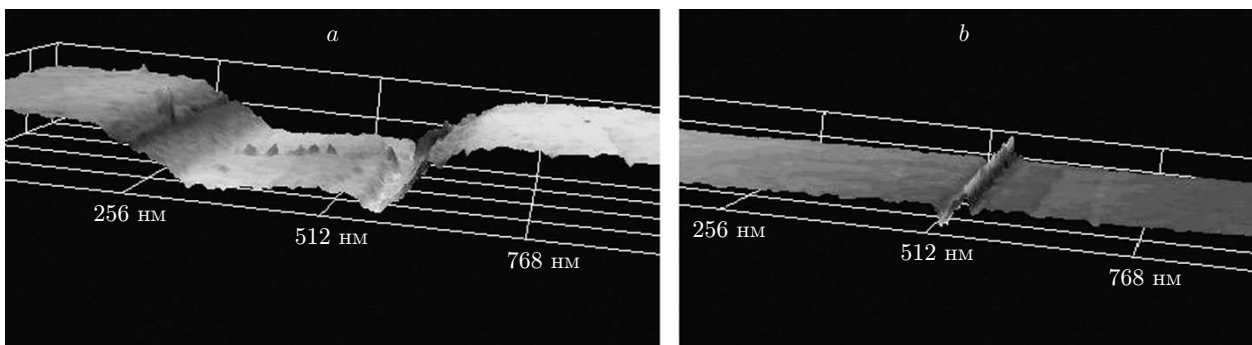


Рис. 11. Фотографии гравировки стекла марки С4: *a* — 1 м/мин (глубина 16 мкм); *b* — 5 м/мин (глубина 11 мкм)

вать для генерации второй и третьей гармоник (ГВГ и ГТГ), которые необходимы для работы с материалами, имеющими пик поглощения в видимой и УФ-областях спектра. Генерация гармоник излучения Q-switched лазеров позволила бы существенно расширить их возможности, однако работы в этом направлении в литературе практически не описаны.

3.2. *Генерация высших гармоник.* Излучение инфракрасного лазера хорошо поглощается органическими материалами, однако для обработки меди, стали и т. д. из-за неоптимальной длины волны излучения требуются огромные мощности. Решение этой проблемы состоит в использовании для обработки металлов ультрафиолетового лазера с длиной волны 250–350 нм. На такой длине волны большинство широко применяемых металлов обладают коэффициентом поглощения более 50 % и легко испаряются при достаточной мощности излучения. Кроме того, ультрафиолетовое излучение очень перспективно для обработки всевозможных полимерных материалов, причём большая энергия фотонов, составляющая в этой области спектра 3,5–7 эВ, вызывает разрушение химических связей и удаление полимерного материала не только за счёт его испарения, но и вследствие процесса фотохимического разрушения.

Другое преимущество ультрафиолетового лазера состоит в малом диаметре сфокусированного луча. Например, лазерный луч с длиной волны 355 нм может быть сфокусирован в пятно диаметром  $\leq 10$  мкм. Это позволяет напрямую формировать таким лучом переходные отверстия диаметром менее 50 мкм, в то время как для CO<sub>2</sub>-лазера диаметр пятна фокусировки составляет обычно около 70 мкм, что требует обязательного применения специальных масок для формирования луча необходимого диаметра.

Обычно для генерации гармоник используются гибридные схемы типа «твердотельный (полупроводниковый) задающий лазер + волоконный усилитель» [53] либо непрерывный узкополосный задающий волоконный лазер с последующей амплитудной модуляцией и усилением в широкоапертурном волокне [54]. Полностью волоконная схема может дать ряд преимуществ в сравнении с гибридными, в частности, благодаря тому, что волоконные лазеры имеют более широкую линию усиления [7] чем лазеры на кристаллах или полупроводниках, в пределах которой возможна плавная перестройка длины волны излучения при относительной простоте и высокой стабильности. В этом случае при больших пиковых мощностях возникают нелинейные эффекты, приводящие к заметному уширению спектра (см. разд. 2.4), что снижает эффективность удвоения частоты излучения волоконных лазеров.

Поскольку удвоение частоты генерации волоконных лазеров с модуляцией добротности неэффективно, получение третьей гармоники в УФ-спектре с высоким коэффициентом преобразования также затруднено и публикаций в этом направлении практически нет. В работе [55] с помощью оптимизации параметров излучения мощного иттербиевого лазера с модуляцией добротности удалось существенно сузить спектр и таким образом повысить эффективность преобразования частоты. Для ГВГ был выбран кристалл КТР длиной 5 мм, в котором выполнялся II тип синхронизма (*eo*), а для ГТГ — кристалл LBO длиной 10 мм с тем же типом синхронизма.

Для фокусировки использовалась простая схема с одной фокусирующей линзой с фокусным расстоянием 30 мм (рис. 12), когда перетяжка пучка перекрывает оба кристалла, расположенных близко друг к другу в одном термостате.

Так как в задающем лазере применялась узкополосная ВБР, его спектр был намного уже ширины синхронизма кристаллов КТР и LBO ( $\sim 1$  нм для первой гармоники), однако после прохождения усилителя спектр излучения значительно уширился вследствие нелинейных процессов, так что крылья линии выходили из области синхронизма. Для снижения влияния нелинейных эффектов с использованием предусилителя была снижена пиковая мощность без изменения энергии импульса. На рис. 13 приведены форма усиленных импульсов и соответствующие им спектры для четырёх разных длительностей в диапазоне

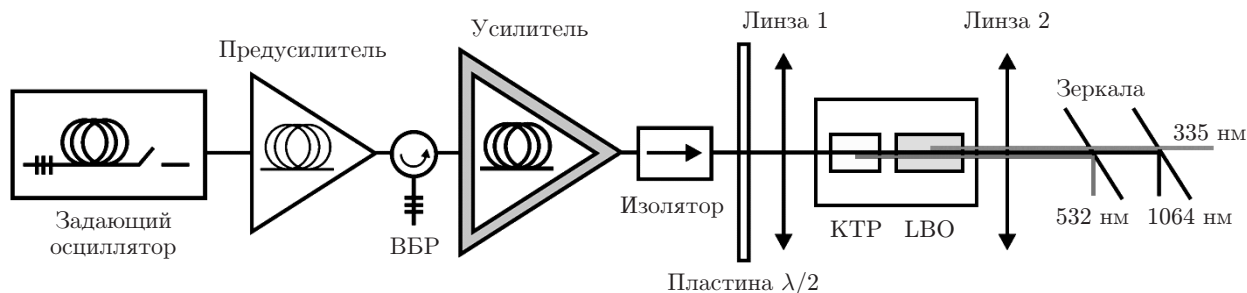


Рис. 12. Схема эксперимента по удвоению и утроению частоты

15–100 нс. Видно, что с уменьшением длительности импульса при заданной энергии (т. е. с увеличением пиковой мощности) происходит значительное падение плотности мощности в центральной части спектра с перекачкой энергии в крылья линии за пределы области синхронизма, что приводит к снижению эффективности ГВГ и ГТГ. В этом случае генерация высших гармоник идёт по степенному закону и падение пиковой мощности также значительно снижает эффективность преобразования. Очевидно, что при такой схеме лазера существует оптимальная длительность импульса, при которой, с одной стороны, спектр будет узкий, а с другой — пиковая мощность останется высокой. При этом оптимальная длительность импульса для ГВГ и ГТГ разная, так как первый процесс идёт по квадратичному закону, а второй — по кубическому. В оптимальных условиях, когда спектр всё ещё достаточно узкий, а пиковая мощность высокая, при энергии ИК-импульсов  $\sim 0,3$  мДж энергия импульсов второй гармоники составила более 60 мкДж, а третьей — более 8 мкДж при частоте повторения 1 кГц.

Таким образом, была продемонстрирована возможность относительно эффективных ГВГ и ГТГ с полностью волоконным источником ИК-излучения на основе иттербиевого лазера с модуляцией добротности резонатора. Показано, что значительное уширение изначально узкого спектра излучения задающего волоконного осциллятора при достижении высокой пиковой мощности в волоконном усилителе является главной причиной, ограни-

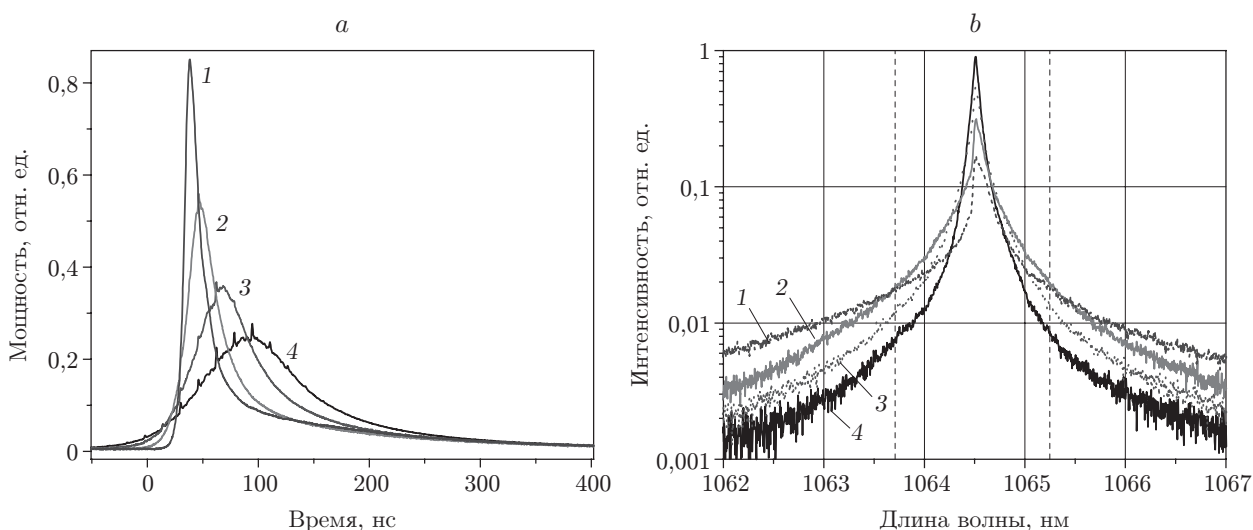


Рис. 13. Выходные характеристики лазера: *a* — импульсы различной длительности (кривая 1 — 15, 2 — 30, 3 — 60, 4 — 100 нс) на полувысоте; *b* — соответствующие им спектры (вертикальными пунктирными линиями показана ширина синхронизма кристалла КТР)



чивающей эффективность генерации гармоник.

3.3. *Сенсорные системы.* Что касается возможных применений Q-switched лазеров — они отнюдь не ограничиваются микрообработкой и гравировкой материалов. В последние годы с развитием техники волоконных сенсоров такие лазеры становятся неотъемлемой частью сенсорных установок. Оптоволоконные сенсорные системы вызывают огромный интерес как в научной, так и в прикладной сферах. Это связано, прежде всего, с тем, что волоконные схемы позволяют измерять температуру, давление, деформации и другие параметры окружающей среды и внешних воздействий без подключения датчиков к линиям электропередачи. Последнее особенно важно для отраслей, связанных с горючими и взрывоопасными материалами, например в угле-, нефте- и газодобыче и др. Кроме того, сенсоры на основе оптоволокна достаточно компактны, не требуют систематического обслуживания и очень устойчивы к химическому воздействию. Волоконные датчики температуры также могут применяться в системах пожарной сигнализации различных сооружений. Необходимым критерием волоконного датчика является его надёжность и долговременная стабильность работы, что, в свою очередь, требует полностью волоконной схемы. Также для зондирования тестового волокна нужны достаточно короткие импульсы с высокой пиковой мощностью и со специально подобранными спектральными характеристиками. Волоконные лазеры с модуляцией добротности резонатора должны быть сконструированы так, чтобы удовлетворить всем этим требованиям.

Одним из перспективных волоконных датчиков является температурный сенсор на основе комбинационного рассеяния (КР) света в оптоволокне. Известно, что КР сопровождается заметным изменением частоты рассеиваемого спектра: если источник испускает монохроматический свет, то в спектре рассеянного излучения обнаруживаются дополнительные линии, число и расположение которых тесно связаны с молекулярным строением вещества. Так как соотношение интенсивностей антистоксовой и стоксовой компонент КР зависит от температуры, то, регистрируя его продольное распределение рефлектометрическим методом, можно проводить измерения температуры на протяжении всего волокна.

В работе [56] удалось создать полностью волоконный датчик температуры на основе комбинационного рассеяния импульсов, генерируемых эрбиевым лазером с модуляцией добротности (рис. 14). Для фильтрации полезного сигнала использовались соединённые последовательно направленные волоконные ответвители. Лазерные импульсы с частотой 1,2 кГц заводятся в оптоволоконную линию ("Corning" SMF-28) длиной 7 км, состоящую

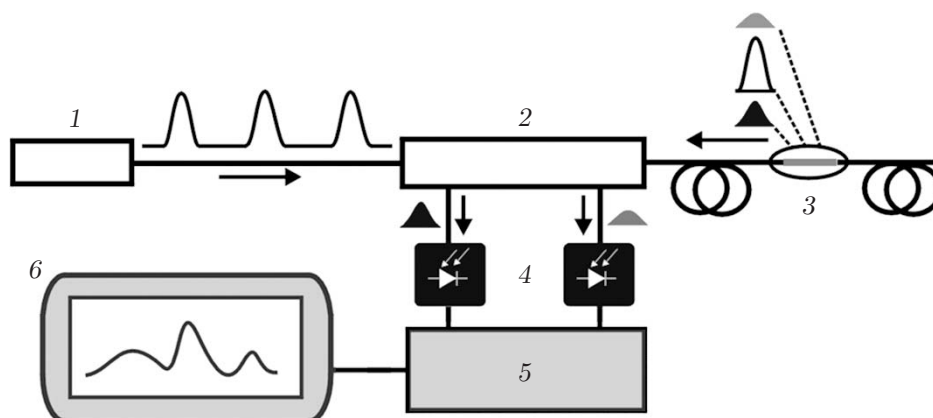


Рис. 14. Схема регистрации КР: 1 — импульсный лазер; 2 — система фильтрации оптического сигнала; 3 — чувствительное волокно  $\sim 7$  км; 4 — фотодиоды, регистрирующие соответствующие компоненты рассеяния; 5 — АЦП; 6 — устройство обработки сигнала и расчёта температуры (компьютер)

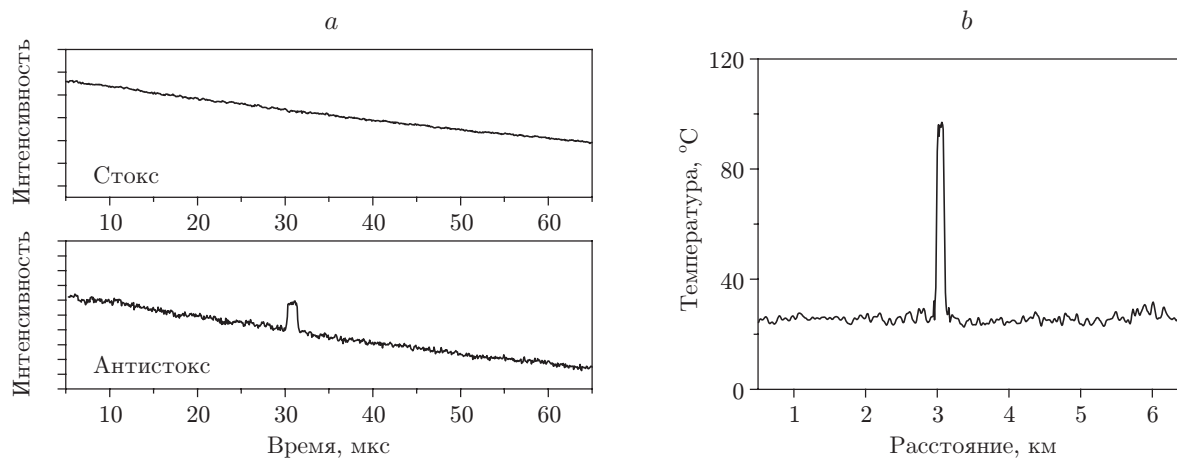


Рис. 15. Регистрируемые данные КР датчика: *a* — временные зависимости интенсивностей рассеяния стоксовой и антистоксовой компонент; *b* — рассчитанное распределение температуры вдоль волокна

из двух катушек по 3,5 км. Часть волокна длиной 250 м, находящаяся между двумя катушками, нагревается до температуры  $\sim 100$  °С. Комбинационное рассеяние в обратном направлении, проходя через спектральный фильтр, разделяется на стоксовую и антистоксовую компоненты и перенаправляется на два фотодиода с полосой 10 МГц. Аналоговый сигнал с фотодиодов поступает на АЦП и далее на компьютер, где эти сигналы обрабатываются и вычисляется температура. Пример измеренного температурного профиля вдоль волокна приведён на рис. 15.

В работе [57] проводится сравнение двух распространённых типов датчиков: распределённого датчика температуры на основе КР и точечного датчика температуры на основе волоконных брэгговских решёток. Продемонстрировано, что метод рефлектометрии комбинационного рассеяния лучше подходит для условий протяжённых линий, в которых существенна пространственная непрерывность измерений вдоль всей линии, например в противопожарных системах, тогда как метод ВБР-датчиков обладает преимуществами в случаях, когда необходима высокая точность и пространственная локализация измеряемых значений температуры, например в турбогенераторах.

**Заключение.** Из приведённого обзора работ следует, что волоконные лазеры с модуляцией добротности резонатора очень перспективны в таких сферах, как микрообработка материалов, гравировка, сенсорные системы и т. д. Иттербиевые лазеры с активной модуляцией добротности генерируют излучение с хорошим качеством пучка ( $M^2 \sim 1,1$ ), с высокой пиковой и средней мощностью, что наряду с высокой стабильностью делает их незаменимыми в области микрогравировки.

Показано, что спектром волоконных лазеров можно управлять и оптимизировать его под конкретные применения. Так, используя брэгговскую решётку и оптимизируя пиковую мощность при сохранении энергии импульса, можно достаточно эффективно генерировать высшие гармоники излучения, что делает возможным переход в УФ-область спектра, где находится максимум поглощения таких материалов, как стекло и кремний. Ключевым моментом, влияющим на эффективность преобразования частоты является фазовая само-модуляция, которая приводит к уширению спектра и ограничивает мощность генерации высших гармоник.

Используя лазеры с модуляцией добротности с контролем спектра, также можно создавать различные типы волоконно-оптических датчиков. Одним из них является распределённый датчик температуры на основе комбинационного рассеяния света, позволяющий

проводить измерения вдоль линии длиной до 10 км с пространственным разрешением до 1 м и температурным разрешением в несколько градусов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kao K. C., Hockham G. A.** Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies // Proc. IEE. 1966. **113**, N 7. P. 1151–1158.
2. **Ippen E. P., Stolen R. H.** Stimulated Brillouin scattering in optical fibers // Appl. Phys. Lett. 1972. **21**, N 11. P. 539–540.
3. **Smith R. G.** Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering // Appl. Opt. 1972. **11**, N 11. P. 2489–2494.
4. **Stolen R. H.** Phase-matched stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides // IEEE Journ. Quant. Electron. 1975. **11**, N 3. P. 100–103.
5. **Ippen E. P., Shank C. V., Gustafson T. K.** Self-phase modulation of picosecond pulses in optical fibers // Appl. Phys. Lett. 1974. **24**, N 4. P. 190–192.
6. **Stolen R. H., Ashkin A.** Optical Kerr effect in glass waveguides // Appl. Phys. Lett. 1973. **22**, N 6. P. 294–296.
7. **Digonnet M. J. F.** Rare Earth Fiber Lasers. N. Y.: Marcel Dekker, 2001. 659 p.
8. **Middleton W. E. K., Spilhaus A. F.** Meteorological Instruments. University of Toronto, 1953. 286 p.
9. **Young M.** Optics and Lasers: Including Fibers and Optical Waveguides. N. Y.: Springer, 2000. 498 p.
10. **Стерлинг Д. Д.** Волоконная оптика. М.: Лори, 1998. 195 с.
11. **Курков А. С., Дианов Е. М.** Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // Квантовая электроника. 2004. **34**, № 10. С. 881–900.
12. **Paschotta R., Nilsson J., Barber P. R. et al.** Lifetime quenching in Yb doped fibers // Opt. Commun. 1997. **136**, N 5–6. P. 375–378.
13. **Звелто О.** Принципы лазеров. М.: Мир, 1990. 559 с.
14. **Окоси Т., Окамото К., Оцу М. и др.** Волоконно-оптические датчики. Л.: Энергоатомиздат, 1991. 256 с.
15. **Huang D.-W., Liu W.-F., Yang C. C.** Q-switched all-fiber laser with an acoustically modulated fiber attenuator // IEEE Photon. Technol. Lett. 2000. **12**, N 9. P. 1153–1155.
16. **Kashyap R.** Fiber Bragg Gratings. San Diego, USA: Academic Press, 1999. 458 p.
17. **Babin S. A., Vlasov A. A., Kablukov S. I. et al.** An interrogator for fiber Bragg sensor array based on the tunable erbium fiber laser // Laser Phys. 2007. **17**, N 11. P. 1340–1344.
18. **Gaeta C. J., Digonnet M. J. F., Shaw H. J.** Pulse characteristics of Q-switched fiber lasers // Journ. Lightwave Technol. 1987. **5**, N 12. P. 1645–1651.
19. **Wang Y. X., Yang D. Z., Jiang P. P. et al.** Linearly polarized Q-switched pulse Yb fiber laser with average output power over 10 W // Laser Phys. Lett. 2009. **6**, N 6. P. 461–464.
20. **Фолин К. Г., Гайнер А. В.** Динамика свободной генерации твердотельных лазеров. Новосибирск: Наука, 1979. 264 с.
21. **Alcock I. P., Tropper A. C., Ferguson A. I. et al.** Q-switched operation of a neodymium-doped monomode fiber laser // Electron. Lett. 1986. **22**, N 2. P. 84–85.
22. **Mears R. J., Reekie L., Poole S. B. et al.** Low threshold tunable CW and Q-switched fiber laser operating at 1.55  $\mu\text{m}$  // Electron. Lett. 1986. **22**, N 3. P. 159–160.
23. **Stone D. H.** Effects of axial nonuniformity in modeling Q-switched lasers // Journ. Quant. Electron. 1992. **28**, N 10. P. 1970–1973.

24. **Morkel P. R., Jedrzejewski K. P., Taylor E. R. et al.** Short-pulse, high-power Q-switched fiber laser // *Photon. Technol. Lett.* 1992. **4**, N 6. P. 545–547.
25. **Abdulhalim I., Pannell C. N., Reekie L. et al.** High power, short pulse acousto-optically Q-switched fibre laser // *Opt. Commun.* 1993. **99**, N 5–6. P. 355–358.
26. **Myslinski P., Chrostowski J., Koningstein J. A. et al.** High power Q-switched erbium doped fiber laser // *Journ. Quant. Electron.* 1992. **28**, N 1. P. 371–377.
27. **Othonos A., Kalli K.** *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing.* London: Artech House, 1999. 422 p.
28. **Kuznetsov A. G., Babin S. A.** Q-switched fiber lasers with spectral control for various applications // *Proc. of the 18th International Laser Physics Workshop (LPHYS'09).* Barcelona, Spain, July 13, 2009. P. 639.
29. **Po H., Snitzer E., Tumminelli L. et al.** Double clad high brightness Nd fiber laser pumped by GaAlAs phased array // *Proc. of the Optical Fiber Communications Conference.* Houston, USA. OSA Technical Digest. 1989. Vol. 5. Paper PD7.
30. **Курков А. С., Карпов В. И., Лаптев А. Ю. и др.** Высокоэффективный волоконный лазер с накачкой в оболочку на основе иттербиевого световода и волоконной брэгговской решетки // *Квантовая электроника.* 1999. **27**, № 23. С. 239–240.
31. **Roy P., Pagnoux D., Mouneu L. et al.** High efficiency 1.53  $\mu\text{m}$  all-fibre pulsed source based on a Q-switched erbium doped fibre ring laser // *Electron. Lett.* 1997. **33**, N 15. P. 1317–1318.
32. **Wang Y., Xu C.-Q.** Understanding multipulse phenomena in actively Q-switched fiber lasers // *Opt. Lett.* 2004. **29**, N 10. P. 1060–1062.
33. **Adachi S., Koyamada Y.** Analysis and design of Q-switched erbium-doped fiber lasers and their application to OTDR // *Journ. Lightwave Technol.* 2002. **20**, N 8. P. 1506–1511.
34. **Degnan J. J.** Optimization of passively Q-switched lasers // *Journ. Quant. Electron.* 1995. **31**, N 11. P. 1890–1901.
35. **Kurkov A. S.** Q-switched all-fiber lasers with saturable absorbers // *Laser Phys. Lett.* 2011. **8**, N 5. P. 335–342.
36. **Shi W., Leigh M. A., Zong J. et al.** High power all-fiber-based narrow-linewidth single-mode fiber laser pulses in the C-band and frequency conversion to THz generation // *IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Electron.* 2009. **15**, N 2. P. 377–384.
37. **Leigh M., Shi W., Zong J. et al.** Compact, single-frequency all-fiber Q-switched laser at 1  $\mu\text{m}$  // *Opt. Lett.* 2007. **32**, N 8. P. 897–899.
38. **Joeng Y., Kim Y., Liem A. et al.** Q-switching of Yb<sup>3+</sup>-doped fiber laser using a novel micro-optical waveguide on microactuating platform light modulator // *Opt. Express.* 2005. **13**, N 25. P. 10302–10309.
39. **Kuznetsov A. G., Babin S. A.** Q-switched fiber laser with spectral control for frequency doubling // *Laser Phys.* 2010. **20**, N 5. P. 1266–1269.
40. **Агравал Г.** *Нелинейная волоконная оптика.* М.: Мир, 1996. 323 с.
41. **Haus H. A.** Mode-locking of lasers // *IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Electron.* 2000. **6**, N 6. P. 1173–1185.
42. **Dudley J. M., Genty G., Coen S.** Supercontinuum generation in photonic crystal fibers // *Rev. Mod. Phys.* 2006. **78**, N 4. P. 1135–1184.
43. **Smirnov S. V., Ania-Castañón J. D., Ellingham T. J. et al.** Optical spectral broadening and supercontinuum generation in telecom applications // *Opt. Fiber Technol.* 2006. **12**, N 2. P. 122–147.
44. **Babin S. A., Churkin D. V., Ismagulov A. E. et al.** Four-wave-mixing-induced turbulent spectral broadening in a long Raman fiber laser // *JOSA B.* 2007. **24**, N 8. P. 1729–1738.

45. **Pinault S. C., Potasek M. J.** Frequency broadening by self-phase modulation in optical fibers // JOSA B. 1985. **2**, N 8. P. 1318–1319.
46. **Horiuchi R., Saiki K., Adachi K. et al.** High-peak-power second-harmonic generation of single-stage Yb-doped fiber amplifiers // Opt. Rev. 2008. **15**, N 3. P. 136–139.
47. **Feldman S. F., Staver P. R., Lotshaw W. T.** Observation of spectral broadening caused by self-phase modulation in highly multimode optical fiber // Appl. Opt. 1997. **36**, N 3. P. 617–621.
48. **Manassah J. T.** Self-phase modulation of incoherent light revisited // Opt. Lett. 1991. **16**, N 21. P. 1638–1640.
49. **Kuznetsov A. G., Podivilov E. V., Babin S. A.** Spectral broadening of incoherent nanosecond pulses in a fiber amplifier // JOSA B. 2012. **29**, N 6. P. 1231–1236.
50. **Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Зуев И. В. и др.** Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. М.: Машиностроение, 1985. 496 с.
51. **Кузнецов А. Г.** Волоконный иттербиевый лазер с модуляцией добротности резонатора для микрообработки материалов // Матер. конф. «Фотоника и оптические технологии». Новосибирск, 10–12 фев. 2010. С. 18.
52. **YLP Series 0.1 to 2 mJ Pulsed Ytterbium Fiber Lasers** // IPG Photonics. URL: [http://www.ipgphotonics.com/apps\\_mat\\_q-YPL\\_Series\\_2mj.htm](http://www.ipgphotonics.com/apps_mat_q-YPL_Series_2mj.htm) (дата обращения: 3.04.2013).
53. **Popov S. V., Chernikov S. V., Taylor J. R.** 6-W average power green light generation using seeded high power ytterbium fibre amplifier and periodically poled KTP // Opt. Commun. 2000. **174**, N 1–4. P. 231–234.
54. **Liu A., Norsen M. A., Mead R. D.** 60-W green output by frequency doubling of a polarized Yb-doped fiber laser // Opt. Lett. 2005. **30**, N 1. P. 67–69.
55. **Denisov A. V., Kuznetsov A. G., Kharenko D. S. et al.** Frequency doubling and tripling of a fiber Q-switched laser // Laser Phys. 2011. **21**, N 2. P. 277–282.
56. **Кузнецов А. Г., Бабин С. А., Шелемба И. С.** Распределенный волоконный датчик температуры со спектральной фильтрацией направленными волоконными ответвителями // Квантовая электроника. 2009. **39**, № 11. С. 1078–1081.
57. **Бабин С. А., Кузнецов А. Г., Шелемба И. С.** Сравнение методов измерения распределения температуры с помощью брэгговских решёток и комбинационного рассеяния света в оптических волокнах // Автометрия. 2010. **46**, № 4. С. 70–77.

*Поступила в редакцию 3 апреля 2013 г.*

---