

УДК 621.373.826

ГЕНЕРАЦИЯ ГЛАДКИХ МИКРОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ИТТЕРБИЕВОМ ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ

В. Г. Воронин, О. Е. Наний, Я. В. Ся, А. В. Вуколов, В. И. Хлыстов

(кафедра оптики и спектроскопии)

E-mail: editor@lightwave-russia.com

Экспериментально реализована и исследована активная акустооптическая модуляция добротности иттербиевого волоконного лазера с двойной оболочкой. Осуществлен импульсно-периодический режим генерации гладких длинных импульсов (2 мкс). Оценены параметры генерируемой последовательности лазерных импульсов. На основе численного моделирования дано объяснение основных закономерностей исследованного режима генерации.

Введение

Иттербиевые волоконные лазеры с двойной оболочкой представляют большой практический интерес как источники накачки для комбинационных (ВКР) лазеров и усилителей [1–5]. В настоящей работе исследовался режим активной модуляции добротности иттербиевого волоконного лазера. Волоконные лазеры отличаются от лазеров с объемными резонаторами существенно большей длиной резонатора, которая достигает нескольких десятков метров. Это определяет большое время затухания поля в резонаторе и некоторые особенности динамики генерации. Большая длина резонатора позволяет реализовать в волоконных лазерах импульсные режимы генерации с относительно большой длительностью импульсов. Отметим, что получение регулярной последовательности импульсов с микросекундной длительностью в обычных лазерах требует применения специальных систем отрицательной обратной связи или сложных алгоритмов модуляции добротности резонатора. В настоящей работе реализован режим вынужденной модуляции добротности в иттербиевом волоконном лазере с двойной оболочкой.

Схема эксперимента

Установка, схема которой приведена на рис. 1, аналогична использовавшейся в работе [4], за исключением того, что в нашем эксперименте выходной конец волоконного лазера оканчивался градиентной линзой 4. Это позволило существенно

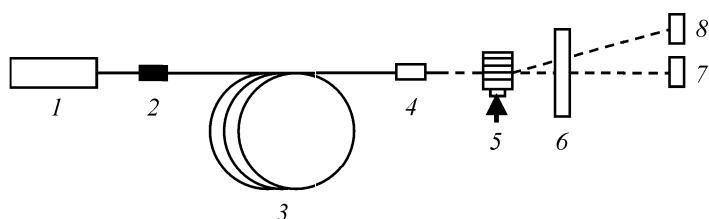


Рис. 1. Оптическая схема установки: 1 — полупроводниковый лазер накачки ($\lambda = 978$ нм) с волоконным выходом; 2 — брэгговская решетка; 3 — иттербиевый световод с двойной оболочкой (30 м); 4 — градиентная линза; 5 — акустооптический модулятор; 6 — внешнее зеркало; 7 — фотоприемник; 8 — фотоприемник

уменьшить расходимость излучения и исключить из оптической схемы с модулятором добротности коллимирующую линзу. Измерения показали, что расходимость излучения составила 0.003 рад, что значительно меньше апертуры волоконного световода, равной 0.17 рад.

В качестве акустооптического модулятора (АОМ) 5 использовалась кварцевая пластина, на которую подавался сигнал частоты 50 МГц в импульсно-периодическом режиме с регулируемой частотой и скважностью (диапазон частот от 15 до 50 кГц). В первый порядок отклонялось 80% интенсивности излучения, падающего на модулятор. Время включения и выключения модулятора составляло 0.1 мкс.

Излучение, прошедшее через акустооптический модулятор, частично отражалось от дополнительного внешнего зеркала 6 с коэффициентом отражения $R = 40\%$. Расстояние от внешнего зеркала до градиентной линзы было равно 85 мм. При отъюстированном зеркале излучение попадало обратно в волокно. Таким образом, внешнее зеркало являлось дополнительным элементом лазерного резонатора.

Результаты эксперимента

Ватт-амперная характеристика лазера, измеренная при работе с градиентной линзой в непрерывном режиме без внешнего зеркала, представлена на рис. 2. Максимальная мощность P_{cont} , полученная при работе волоконного лазера в непрерывном режиме составляла 0.18 Вт.

На рис. 3, в представлена типичная осциллограмма импульсов в режиме модуляции добротности P_{pulse} , полученная с помощью цифрового двулучевого запоминающего виртуального осциллографа типа АСК-3151. Измерения показали, что длительность импульса генерации в режиме модулированной добротности на уровне $P_{\text{max}}/2$ составляла 2 мкс. Из рис. 3, в следует также, что имеет место большая временная задержка импульса (длительностью порядка 10 мкс) относительно момента выключения АОМ.

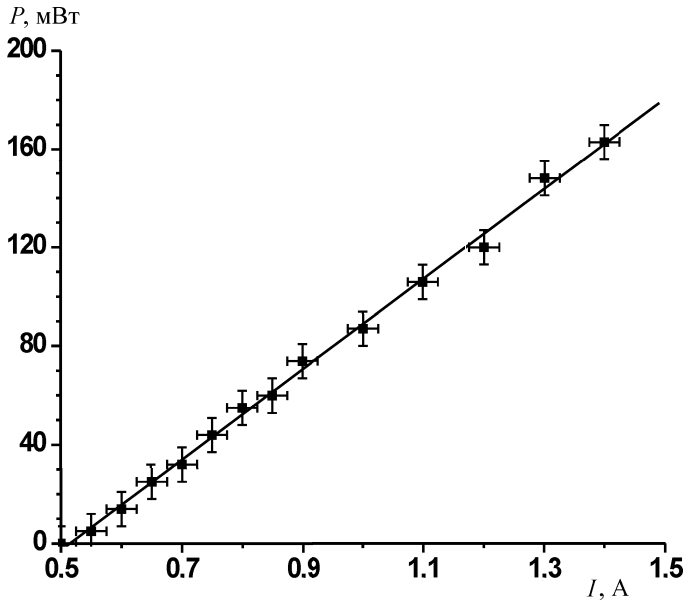


Рис. 2. Ватт-амперная характеристика иттербиевого лазера на выходе градиентной линзы

Помимо частоты работы модулятора в эксперименте менялась скважность подаваемых на АОМ импульсов. При этом оказалось, что время задержки импульса τ_{del} зависит от промежутка времени, в течение которого АОМ выключен. На рис. 4 приведен соответствующий график. Из него видно, что задержка меняется в пределах 10.5–17.5 мкс.

И, наконец, на рис. 5 приведена экспериментально полученная зависимость отношения P_{pulse}/P_{cont} от частоты (P_{pulse} — максимальная импульсная мощность в режиме модуляции добротности при непрерывной накачке, P_{cont} — мощность генерации лазера в непрерывном режиме без внешнего зеркала при той же накачке). Из рис. 5 следует, что в диапазоне частот от 15 до 50 кГц пиковая мощность импульса, которая по нашим оценкам составляла 0.5 Вт, может быть увеличена в 5–15 раз по сравнению с мощностью исходного лазера в непрерывном режиме.

Обсуждение результатов

Анализ полученных результатов проводился на основе известных кинетических уравнений для четырехуровневого лазера с учетом особенностей установки [6]:

$$\frac{d\beta}{dt} = [x\beta_p - \beta] \frac{1}{\tau} - \Phi\beta \frac{c\sigma}{V}, \quad (1)$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left\{ \left[e^{2l\beta} e^{-2\alpha L} R(t) - 1 \right] \Phi + \xi \right\} \frac{c}{2nL}, \quad (2)$$

где β — усредненное по длине активного образца значение коэффициента усиления, $x = W/W_p$ — отношение скорости накачки к пороговому значению скорости накачки, $\beta_p = 9 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ — пороговое значение коэффициента усиления, $\sigma = 0.25 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2$ — поперечное сечение вынужденного перехода между лазерными уровнями [6], $\tau = 10^{-3} \text{ с}$ — время релаксации верхнего уровня [7], Φ — усредненное

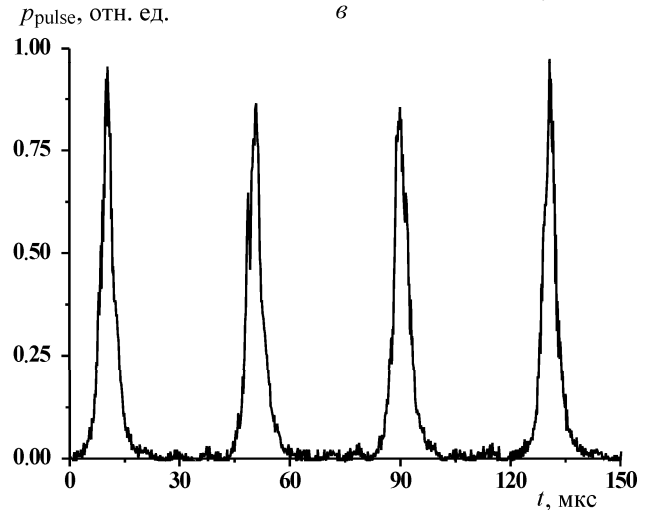
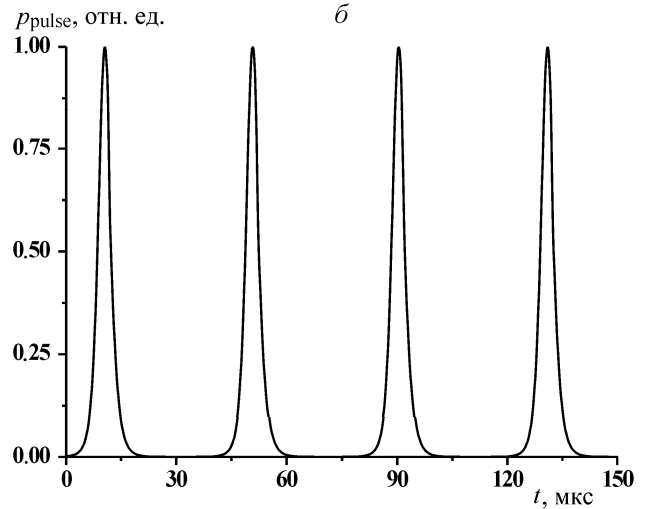
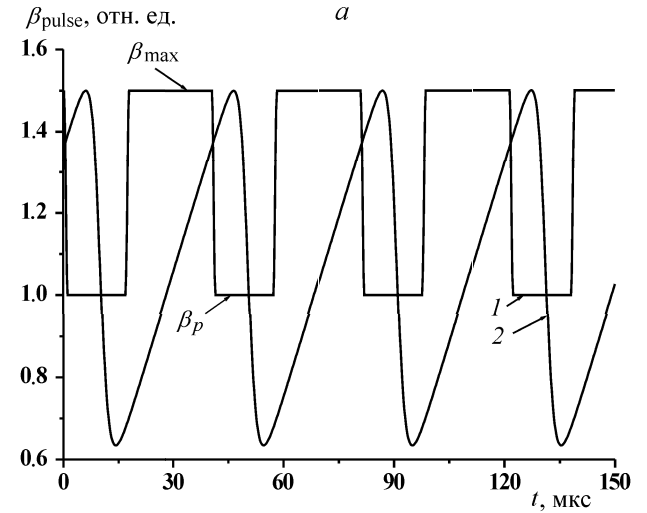


Рис. 3. Временные зависимости порога генерации и коэффициента усиления (а, кривые 1 и 2 соответственно) и осциллограммы импульсов (б — теоретическая и в — экспериментальная). Период цикла работы АОМ $T = 40.4$ мкс, длительность выключенного состояния АОМ $\tau = 16.8$ мкс, ток накачки полупроводникового лазера $I = 0.74$ А

по длине резонатора число фотонов, $\xi = 1$ — член, характеризующий спонтанное излучение, $e^{-2\alpha L} = 0.86$ — потери излучения волоконного лазера при двойном обходе резонатора, $V = \frac{\pi r_0^2}{2} L = 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}^3$ — эффективный объем

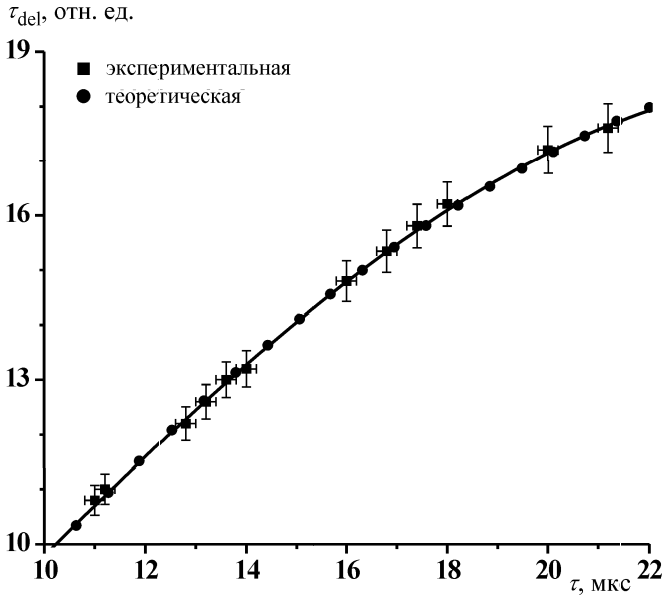


Рис. 4. Зависимость задержки импульса τ_{del} от длительности выключенного состояния АОМ τ

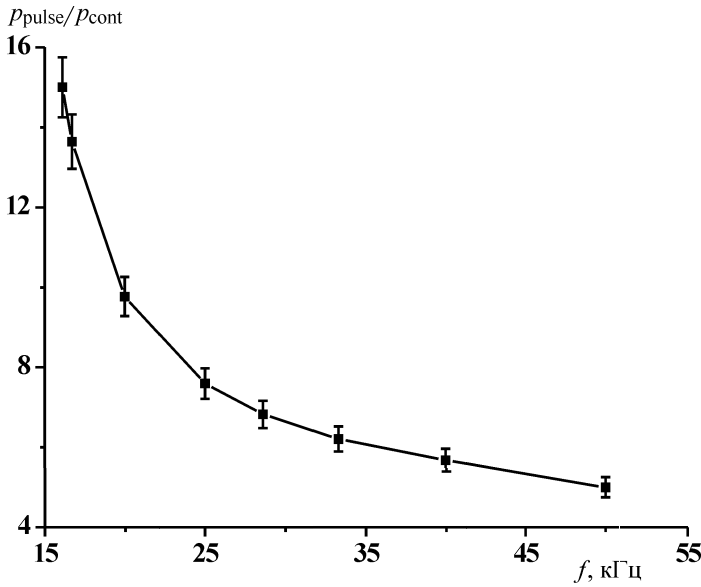


Рис. 5. Зависимость отношения P_{pulse}/P_{cont} от частоты модуляции. Для получения максимальной импульсной мощности подбирался оптимальный ток накачки

моды резонатора, $L = (30 + 2)$ м — длина резонатора (30 м — длина легированного волокна, 2 м — технологический отрезок волокна), $l = 10$ м — длина активного участка волокна, $R(t)$ — коэффициент отражения составного выходного отражателя, образованного несколькими отражающими поверхностями: выходной гранью градиентной линзы и внешним зеркалом, между которыми расположен акустооптический модулятор. В общем случае $R(t)$ меняется во времени из-за изменения коэффициента пропускания АОМ по закону $R(t) = (\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}T(t))^2$, где R_1 — коэффициент отражения от торца градиентной линзы, R_2 — коэффициент отражения, определяемый внешним зеркалом и параметрами АОМ, $T(t)$ — функция изменения состояния АОМ.

Она аппроксимировалась следующим выражением:

$$T(t) = \begin{cases} T_2 + \frac{1}{2} \left\{ 1 + \sin \frac{\pi(t - mT - 0.5\tau_1)}{\tau_1} \right\} (T_1 - T_2), & mT \leq t < mT + \tau_1, \\ T_1, & mT + \tau_1 \leq t < mT + \tau, \\ T_1 + \frac{1}{2} \left\{ 1 + \sin \frac{\pi(t - (mT + \tau) - 0.5\tau_2)}{\tau_2} \right\} (T_2 - T_1), & mT + \tau \leq t < mT + \tau + \tau_2, \\ T_2, & mT + \tau + \tau_2 \leq t < (m + 1)T, \end{cases} \quad (3)$$

где T — период модуляции добротности, τ_1, τ_2 — передний и задний фронты включения и выключения добротности соответственно, $T_1 = 1$ — модулятор выключен, $T_2 = 0.2$ — модулятор включен.

Расчет отношения порогов при включенном и выключенном АОМ, произведенный на основе соотношений (4) и (5):

$$(\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2T})^2 e^{-2\alpha L} e^{2\beta_p l} = 1, \quad (4)$$

$$(\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2T_2})^2 e^{-2\alpha L} e^{2\beta_{max} l} = 1, \quad (5)$$

дал величину отношения $\beta_{max}/\beta_p \cong 1.5$.

Верхнее равенство (4) относится к случаю, когда АОМ выключен, нижнее (5) — когда АОМ включен.

На рис. 3, а показаны пороговые уровни лазера (кривая 1). За единицу принят пороговый уровень лазера β_p с внешним зеркалом (АОМ выключен). При включенном модуляторе (низкая добротность резонатора, пороговый уровень $\beta_{max}/\beta_p \cong 1.5$) излучение полупроводникового лазера осуществляет накачку волоконного лазера. При этом инверсная населенность и, следовательно, усиление в волоконном лазере нарастает так, как показано на рисунке (кривая 2).

Оценим длительность импульса τ_{pulse} по уровню $P_{max}/2$ в режиме модулированной добротности. Положив, что за время импульса в уравнении (1) члены, отвечающие за накачку и спонтанное излучение, меняются мало и ими можно пренебречь [8], получим:

$$\tau_{pulse} = \tau_c \frac{(\beta_{max}/\beta_p)\eta_E}{(\beta_{max}/\beta_p) - \ln(\beta_{max}/\beta_p) - 1}, \quad (6)$$

где $\tau_c = 0.18$ мкс — время жизни фотона в резонаторе, $\eta_E = 0.6$ — коэффициент использования инверсии.

Отсюда длительность импульса $\tau_{pulse} = 1.6$ мкс, что на 20% отличается от экспериментально измеренной величины 2 мкс.

Что касается оценки величины задержки импульса относительно момента выключения модулятора, то анализ показал, что приближения, сделанные в уравнении (1), приводят к слишком большим погрешностям. Поэтому уравнения (1) и (2) с учетом (3) решались численным методом, без использования приближений, упомянутых при выводе выражения (6), для нескольких параметров генери-

руемой последовательности. Вычислялись изменения во времени коэффициента усиления, задержка импульса после выключения АОМ, длительность импульса. Последние два параметра сравнивались с экспериментально полученными значениями. Во всех случаях наблюдалось хорошее соответствие экспериментальных и расчетных результатов (с точностью не хуже 5%). В качестве примера на рис. 3 представлены рассчитанные временные зависимости коэффициента усиления (рис. 3, а, кривая 2) и импульса генерации (рис. 3, б).

На рис. 4 представлена задержка максимума импульса относительно момента выключения АОМ в зависимости от τ — длительности выключенного состояния АОМ. Из рис. 4 следует, что экспериментальные и теоретические точки хорошо ложатся на плавную кривую задержки. Сопоставление рис. 3 и 4 показывает, что при увеличении τ в момент выключения АОМ величина превышения накачки над порогом уменьшается, что и приводит к увеличению задержки импульса. При численном моделировании было также получено хорошее (в пределах точности 5%) совпадение теоретической и экспериментальной длительности импульса (рис. 3, б, в).

И, наконец, характер зависимости, представленной на рис. 5, объясняется тем, что мощность импульса для разных частот модуляции добротности оставалась постоянной, так как она определялась соотношением порогов при включенном и выключенном модуляторе. В то же время с увеличением частоты модуляции (уменьшения периода) требовался больший ток накачки, что соответствовало увеличению мощности в непрерывном режиме и уменьшению отношения $P_{\text{pulse}}/P_{\text{cont}}$.

Выводы

Таким образом, в работе экспериментально реализован импульсно-периодический режим активной модуляции добротности иттербиевого волоконного

лазера с двойной оболочкой при непрерывной накачке полупроводниковым лазером.

Получены импульсы длительностью 2 мкс в диапазоне частот 15–50 кГц и пиковой мощностью, превышающей мощность в непрерывном режиме от 5 до 15 раз.

Применение градиентной линзы позволило существенно упростить установку: исключить коллимирующую оптику и прецизионное трехкоординатное юстировочное устройство.

Установлено, что приближение короткого импульса генерации, часто используемое для описания режима модуляции добротности, неприменимо в случае относительно длинных микросекундных импульсов, характерных для волоконных лазеров.

Оценки параметров генерируемой последовательности лазерных импульсов и результаты численного моделирования позволили объяснить основные закономерности исследованного режима генерации.

Литература

1. Zenteno L. // J. Lightwave Technol. 1993. **11**. P. 1435.
2. Курков А.С., Карпов В.И., Лантев А.Ю. и др. // Квант. электроника. 1999. **27**, № 3. С. 239.
3. Курков А.С., Дианов Е.М., Парамонов В.М. и др. // Квант. электроника. 2000. **30**, № 9. С. 791.
4. Воронин В.Г., Наний О.Е., Туркин А.Н. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2002. № 2. С. 46 (Moscow University Phys. Bull. 2002. N 2. P. 60).
5. Sabinin N.K., Gladyshevskii M.A., Leontiev K.G. et al. // Technical Digest, Conference on Lasers, Applications, and Technologies (LAT). Moscow, June 22–27, 2002. P. 74.
6. Pask H.M., Carman R.J., Hanna D.C. // IEEE J. Quantum Electron. 1995. **1**, N 1. P. 2.
7. Krupke W.F. // IEEE J. Selected Topics Quantum Electron. 2000. **6**, N 6. P. 1287.
8. Звелто О. Принципы лазеров. М., 1990. С. 243, 297.

Поступила в редакцию
18.06.04