

Высокочастотный импульсно-периодический режим излучения в мощных широкоапертурных лазерах

В.В.Аполлонов, В.В.Кийко, В.И.Кислов, А.Г.Суздальцев, А.Б.Егоров

Предложен и экспериментально реализован способ получения импульсно-периодического режима работы в мощных широкоапертурных лазерах. В таком режиме излучение лазера представляет собой последовательность импульсов с длительностью 0.1–1 мкс и частотой повторения несколько десятков килогерц. Выполнен теоретический анализ основных закономерностей импульсного режима и проведена полномасштабная апробация предложенного способа на стендовом газодинамическом лазере, подтвердившая выводы теоретического анализа. Экспериментально продемонстрирована возможность реализации импульсно-периодического режима в мощных широкоапертурных лазерах без снижения средней мощности излучения.

Ключевые слова: газодинамический лазер, широкоапертурный резонатор, модуляция добротности.

1. Введение

В настоящее время растет интерес к лазерам высокой мощности (50–100 кВт), используемым при решении многих исследовательских и производственных задач. Имеющиеся источники мощного излучения работают только в непрерывном или квазинепрерывном низкочастотном (до 300 Гц) импульсно-периодическом режиме с большой длительностью импульса (десятки микросекунд). Создание лазеров, работающих в высокочастотном (десятки килогерц) импульсном режиме с малыми длительностями импульсов (сотни наносекунд – единицы микросекунд), или перевод имеющихся лазеров в такой режим позволит расширить область применения мощных лазеров, увеличить эффективность их использования в несколько десятков раз и реализовать качественно новые эффекты. [1] Например, уменьшить плазменное экранирование при взаимодействии излучения с веществом, снизить тепловую дефокусировку излучения на длинных трассах, повысить эффективность энергосъема в широкоапертурных лазерах и т. п.

Однако при выходных мощностях, превышающих несколько киловатт, формирование нестационарных режимов генерации, основанных на высокочастотной модуляции резонатора, сталкивается с рядом трудностей, которые обусловлены большими апертурами элементов резонатора и соответственно лазерного пучка, а также высокой плотностью мощности.

Известные в настоящее время устройства, предназначенные для модуляции потерь резонатора, условно можно разделить на несколько классов: оптико-механические, акустооптические, электрооптические и самопроектирующиеся. Реально в мощных лазерах могут быть

использованы только оптико-механические устройства, представляющие собой движущиеся прозрачные или зеркальные апертуры. Остальные типы модуляторов содержат элементы проходной оптики.

В десятимикронном диапазоне все оптические материалы имеют достаточно высокий (до нескольких процентов) коэффициент поглощения, что приводит к значительному тепловыделению и, в конечном итоге, к быстрому разрушению этих элементов. Применение внутрирезонаторных дисковых модуляторов в мощных технологических лазерах ограничено выходной мощностью в несколько сотен ватт, т.к. из-за большой плотности мощности внутри резонатора на краях апертур модулятора возникает плазма и происходит его разрушение или экранирование пучка. Так, мощность исследованного в работе [2] CO₂-лазера (выходная мощность 5 кВт в непрерывном режиме), переведённого в импульсно-периодический режим с помощью механического полноапертурного модулятора, снизилась на два порядка. Более перспективным представляется путь, предложенный в работе [3], – модуляция не потерь резонатора, а коэффициента усиления активной среды. В этой работе модуляция усиления активной среды кислородно-иодного лазера осуществлялась путем наложения мощного внешнего импульсного магнитного поля. Однако при этом возникли труднопреодолимые проблемы, связанные с масштабированием установки для больших объемов активной среды, а также с повышением частоты модуляции и контраста импульсов. В работе [3] авторы смогли обеспечить максимальную частоту модуляции в 10 кГц и только в серии из нескольких сотен импульсов. Это привело к уменьшению выходной мощности в импульсно-периодическом режиме по сравнению с непрерывным почти на порядок. Наиболее предпочтительными представляются методы модуляции коэффициента усиления активной среды при инжекции внешнего сигнала [4].

В настоящей работе рассматривается новый способ модуляции коэффициента усиления активной среды широкоапертурных лазеров путем самоинъекции излу-

В.В.Аполлонов, В.В.Кийко, В.И.Кислов, А.Г.Суздальцев, А.Б.Егоров. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул.Вавилова, 38; e-mail: vapollo@kapella.gpi.ru

ния. Этот метод может быть применен для получения импульсно-периодического режима в области средней мощности порядка 100 кВт. Цель данной работы – теоретическое обоснование и экспериментальная реализация импульсно-периодического режима генерации газодинамического CO₂-лазера.

2. Обоснование схемы резонатора

В лазерах с высокой средней мощностью из-за большого поперечного сечения активной среды используются, как правило, резонаторы неустойчивой конфигурации. В резонаторах такого типа значительное влияние на характеристики выходного излучения могут оказывать маломощные пучки, инжектируемые извне [4, 5].

Одним из способов реализации режима управления является самоинжекция излучения – вывод из резонатора и возвращение обратно части излучения после изменения его пространственно-временных характеристик. Переход в режим нестационарной генерации достигается путем модуляции мощности самоинжектируемого пучка. Ранее были исследованы варианты лазеров с самоинжекцией излучения непосредственно в околоосевую область резонатора [4], однако, как показал анализ, для эффективного управления резонатором лазера с непрерывной накачкой, в отличие от схем регенеративного усиления в импульсных системах [6], мощность инжектируемого в приосевую область пучка должна быть сопоставима с выходной мощностью лазера.

Самоинжекция части выходного излучения через периферию резонатора является более эффективной: за счет большего числа проходов при возвращении к приосевой области резонатора инжектируемая мощность значительно увеличивается и становится преобладающей в формировании выходного излучения.

Впервые роль периферийного излучения исследовалась в [4]. Было установлено, что в случае традиционного резонатора роль сходящихся к оси резонатора волн невелика, поскольку их источником является узкая область на краю выходного зеркала, относительная площадь которой мала и соответственно мала мощность инжектируемой в резонатор управляющей волны. Эта волна имеет большую расходимость, и реально в процессе генерации лазера принимает участие только ее малая часть (порядка $1/N_F$, где $N_F \gg 1$ – число Френеля).

Влияние инжектируемой волны на характеристики резонатора может быть увеличено посредством согласования фазы пучка с конфигурацией резонатора и роста мощности возвращаемого излучения. При этом направление распространения и кривизна волнового фронта инжектируемого пучка должны быть согласованы с конфигурацией резонатора так, чтобы после достаточно большого числа проходов через резонатор инжектируемый пучок концентрировался вблизи оптической оси резонатора и трансформировался в расходящуюся волну, формирующую выходное излучение. Энергия инжектируемого пучка должна быть такой, чтобы после его прихода на ось резонатора она превышала энергию насыщения активной среды. Экспериментальные результаты исследования влияния такого типа самоинжекции на генерацию в стационарном режиме приведены в [5].

Схема установки, реализующей импульсно-периодическую самоинжекцию излучения, представлена на рис. 1. Вывод излучения из резонатора осуществляется за кра-

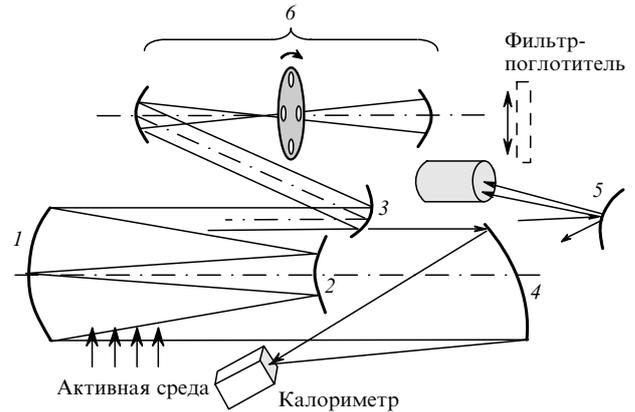


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1, 2 – зеркала неустойчивого резонатора; 3 – зеркало-ответвитель; 4 – поворотное зеркало; 5 – отклоняющее зеркало; 6 – система формирования инжектируемого пучка.

ями зеркала 2, зеркало-ответвитель 3 направляет часть выходного пучка в систему формирования инжектируемого пучка 6; с помощью этого же зеркала пучок, обработанный в системе 6, где он модулируется по мощности и приобретает требуемое фазовое распределение, возвращается в резонатор. Описанная схема была реализована в газодинамическом CO₂-лазере со следующими параметрами: длина активной среды $L_a = 1.2$ м, ненасыщенный коэффициент усиления $g_0 = 0.6$ м⁻¹, время пролета активной среды через резонатор $\tau = 0.92 \times 10^{-4}$ с, время релаксации $\tau_r = 2.76 \times 10^{-4}$ с, время полного оборота резонатора $\tau_c = 4.2 \times 10^{-9}$ с, время жизни люминесценции $\tau_{lum} = 5$ с, коэффициент увеличения резонатора $M = 1.45$, диаметр выходной апертуры лазера $a = 0.08$ м.

Резонатор лазера составлен из двух сферических зеркал прямоугольной формы, обеспечивающих геометрический коэффициент увеличения 1.45. Активная среда перемещается перпендикулярно оптической оси резонатора. Все приводимые в дальнейшем теоретические и экспериментальные результаты представлены для лазера с приведенными выше параметрами.

3. Теоретическая модель лазера и результаты численного анализа

Для первоначального теоретического рассмотрения генерации газодинамического лазера с неустойчивым резонатором с модуляцией прозрачности воспользуемся модифицированной системой балансных уравнений [7]. При выводе уравнений было выполнено пространственное усреднение коэффициента усиления активной среды по объему генерации. Предполагалось, что коэффициент усиления однородно насыщается, уменьшаясь по поперечной координате от своего максимального значения (на входе активной среды в резонатор) до некоторого минимального ненулевого значения (на выходе из резонатора). Итоговые уравнения приведены к форме, совпадающей с формой системы уравнений в случае квазистационарного режима генерации:

$$\frac{dK}{dt} = \frac{2K}{\tau} \ln \frac{K_0}{K} - \frac{K[1 + I + (\tau_r/\tau_{lum})K]}{\tau_r}, \quad (1)$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{I}{\tau_c} (K - \delta) + \eta \frac{\tau_r}{\tau_{lum} \tau_c} K,$$

где $K_0 = 2L_{ag_0}$ – усредненное ненасыщенное усиление за полный обход резонатора; $K = 2L_{ag}$ – усредненное насыщенное усиление за полный обход резонатора; $I = J/J_s$; J – усредненная по объему интенсивность; J_s – интенсивность насыщения; t – текущее время; $\delta = \delta_0(1 + \Delta(v))$ – потери на полный проход; $\delta_0 = -\ln(|\gamma^2|)$; $\Delta(v)$ – модулирующая функция; ν – частота модуляции; η – доля мощности спонтанного излучения, остающаяся в резонаторе после его полного обхода.

Первое из уравнений в (1) является уравнением колебательной кинетики [8] для заранее возбужденной однокомпонентной (нижний рабочий уровень не заселен) активной среды газодинамического CO₂-лазера. Второе уравнение описывает формирование излучения при проходе через резонатор. Характеристики активной среды и излучения усреднены по объему, поэтому уравнения не содержат пространственных производных и зависят только от времени.

Для определения условий, обеспечивающих импульсно-периодический режим работы, система уравнений (1) рассматривалась в приближении теории возмущений по малым параметрам

$$\frac{\Delta I}{I_s}, \quad \frac{\Delta K}{\delta_0}, \quad \frac{\Delta \delta}{\delta_0},$$

где ΔI – амплитуда отклонения интенсивности выходного излучения от стационарного значения; $I_s = 2(\tau_r/\tau) \times \ln(K_0/\delta_0) - 1$ – нормированная интенсивность выходного излучения при стационарной генерации; ΔK – амплитуда отклонения коэффициента усиления от стационарного значения; $\Delta \delta$ – амплитуда модуляции прозрачности; $\delta = \delta_0 + \Delta \delta \cos \omega t$; ω – круговая частота. Последняя связана с введенной выше частотой модуляции ν обычным способом: $\omega = 2\pi\nu$.

В данном приближении

$$\frac{\Delta I}{I_s} = (\omega_{res}\tau/2)^2 \left\{ \frac{(\omega\tau/2)^2 + 1}{(\omega\tau/2)^2 + [(\omega\tau/2)^2 - (\omega_{res}\tau/2)^2]^2} \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

$$\frac{\Delta I}{I_s} = \frac{\Delta\delta\tau}{\tau_c} \left\{ \frac{(\omega\tau/2)^2 + 1}{(\omega\tau/2)^2 + [(\omega\tau/2)^2 - (\omega_{res}\tau/2)^2]^2} \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где $\Delta I_s = (\Delta\delta/\delta_0)(\tau_r/\tau)$ – квазистационарные флуктуации интенсивности (при $\omega \rightarrow 0$); $\omega_{res} \approx (I_s\delta_0/\tau_c\tau_r)^{1/2}$ – резонансная круговая частота.

Для перехода в импульсно-периодический режим необходимо выполнение двух условий: флуктуации прозрачности должны быть достаточно быстрыми, поскольку в противном случае мощность выходного излучения будет изменяться квазистационарно, и значение ΔI должно быть достаточно большим, чтобы интенсивность излучения модулировалась до уровня, близкого к нулевому.

Первое условие удовлетворяется при $\nu \geq 2/\tau$, второе – при

$$\frac{\Delta I}{I_s} \geq 1 \rightarrow \Delta\delta \geq \frac{\tau_c}{\tau} \left\{ \frac{(\omega\tau)^2 + [(\omega\tau)^2 - (\omega_{res}\tau)^2]^2}{(\omega\tau)^2 + 1} \right\}^{1/2}.$$

Для исследованного лазера $\nu_{res} \approx 100$ кГц, и импульсно-периодический режим реализуется при $\nu > 20$ кГц, $\Delta\delta/\delta_0 > 0.02$.

Резонансное поле можно представить как суперпозицию двух волн – обычной расходящейся и сходящейся,

которая трансформируется в расходящуюся волну при некогерентном сложении в околоосевой области резонатора. Прозрачность δ резонатора с самоинжекцией лазерного излучения с учетом дифракционного преобразования сходящейся волны в расходящуюся в приосевой области резонатора определяется соотношениями

$$\delta = 1 - |\gamma^2|, \quad |\gamma^2| = \frac{1}{M^2} + \frac{s}{|\gamma^{4N}|}, \quad (4)$$

где

$$N \approx \ln \left[\frac{a^2}{\lambda L_r} \left(1 - \frac{1}{M} \right) + 1 \right] / 2 \ln M$$

– число проходов, необходимых инжектируемому в резонатор пучку для попадания в область приосевого дифракционного преобразования; $s = S/\pi a^2$ – относительная площадь инжектируемого пучка; S – площадь инжектируемого пучка; λ – длина волны излучения.

На рис.2 представлены результаты расчета прозрачности резонатора в зависимости от доли возвращаемого в резонатор пучка. Видно, что амплитуда модуляции потерь резонатора достигает 30% – 50% потерь опорного резонатора (без самоинжекции) при мощности возвращаемого в резонатор пучка около 5% от мощности выходного пучка. Такой модуляции потерь достаточно для обеспечения импульсно-периодического режима работы.

Для получения количественных оценок режимов работы лазера с самоинжекцией рассматривались энергетические и временные характеристики лазера с указанными выше параметрами. Система уравнений (2) была исследована численно методом Рунге–Кутты. На рис.3 представлены временные зависимости мощности выходного излучения при нескольких значениях частоты и глубины модуляции; геометрический коэффициент увеличения резонатора $M = 1.45$. Результаты расчетов находятся в качественном согласии с представлениями о динамике квантовых процессов, происходящих в лазерах [8].

Численные расчеты показали, что при частотах модуляции до 20–25 кГц импульсы мощности выходного излучения повторяют импульсы модуляции по форме и длительности (рис.3,а). При увеличении глубины модуляции прозрачности выше критического значения в пределах длительности импульса модуляции появляются отдельные пики мощности, общее число которых (4–8) близко к отношению резонансной частоты к частоте

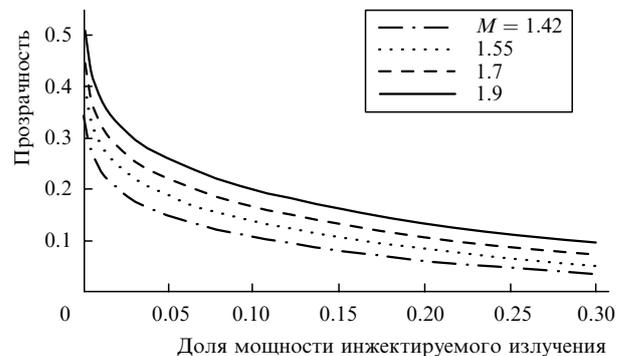


Рис.2. Зависимости прозрачности резонатора лазера от доли мощности инжектируемого в резонатор излучения при разных значениях коэффициента увеличения резонатора M .

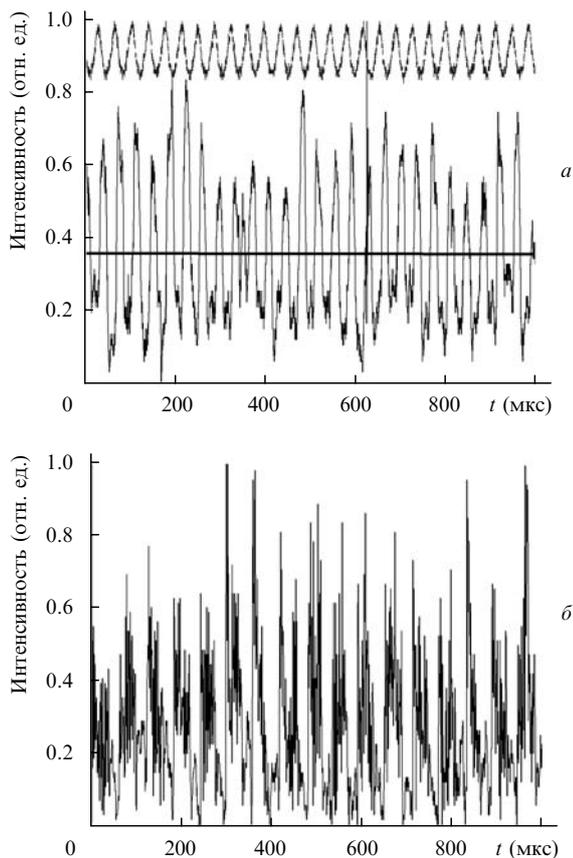


Рис.4. Временные структуры выходного излучения лазера при глубине модуляции $\sim 3\%$ и частоте модуляции ~ 27 кГц (вверху – модулирующий сигнал, внизу – выходной сигнал лазера) (а) и при глубине модуляции $\sim 7\%$ и частоте модуляции ~ 25 кГц (б).

шающей 5% от постоянного уровня сигнала. Осциллограммы излучения лазера с модуляцией излучения представлены на рис.4. При частоте модуляции около 27 кГц и глубине модуляции 2%–3% реализуется квазистационарный режим модуляции (рис.4,а), при котором в излучении лазера наблюдаются флуктуации интенсивности, согласующиеся с модулирующим сигналом, с приблизительно трехкратным отклонением мощности генерации от средней величины. Данный режим хорошо согласуется с режимом работы, представленным на рис. 3,а. При увеличении глубины модуляции до 7%–8% наблюдался переход лазера в импульсно-периодический режим работы (рис.4,б). При этом генерация происходила в виде пакета из 5–10 импульсов в пределах одного цикла открытия модулятора. Длительность отдельного импульса составляла около 200 нс. Следует отметить, что длительность зарегистрированного импульса ограничивалась полосой пропускания измерительного тракта, составляющей, как указывалось выше, 50 МГц. Амплитуды отдельных импульсов превышали среднее значение в 6.5–11 раз. Данный режим хорошо согласуется с режимом, рассчитанным по формулам (1) и представлен-

ным на рис.3,б. Следует отметить, что средняя мощность излучения в импульсно-периодическом режиме была равна средней мощности излучения в непрерывном режиме генерации лазера.

Технические характеристики использовавшегося модулятора (максимальная частота модуляции 33 кГц) не позволили реализовать высокочастотные режимы модуляции, соответствующие представленным на рис.3,в. Хорошее согласие экспериментальных и теоретических результатов для частот до 25–30 кГц говорит об адекватности предложенной модели и о возможности использования данного метода для перевода непрерывного лазера в режим работы, аналогичный режиму модуляции добротности при более высоких частотах.

5. Заключение

В работе теоретически и экспериментально продемонстрирована возможность перевода мощного широкоапертурного CO_2 -лазера в режим импульсно-периодической генерации путем самоинъекции промодулированной части выходного излучения без снижения средней выходной мощности излучения по отношению к стационарному режиму генерации. При этом пиковая мощность излучения может более чем на порядок превышать среднюю мощность выходного излучения. Экспериментально получена импульсно-периодическая модуляция с длительностью импульса от 200 нс до 1 мкс с пиковой мощностью более 100 кВт и средней мощностью излучения, совпадающей с мощностью стационарной генерации (10 кВт). Применимость предложенного метода перевода лазера в импульсно-периодический режим генерации ограничивается только порогом оптического пробоя на апертуре модулятора, который в исследованной схеме лазера достигается при средней выходной мощности порядка 100 кВт.

Авторы выражают глубокую признательность правительству Москвы и ОАО «Московский комитет по науке и технологиям» за финансовую помощь и поддержку работы. Авторы также выражают особую благодарность А.В.Иванову, П.Д.Журавлеву, В.Б.Федотову и А.Н.Голыкову за предоставление технической базы и помощь в проведении экспериментов.

1. Prokhorov A.M. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3574**, 2 (1999).
2. Husmann A., Niessen M., Grumbel F., Kreutz E.W., Poprawe R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3343**, 759 (1998).
3. Hager G.D., Anderson B., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4065**, 646 (2000).
4. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* (М.: Наука, 1990).
5. Вагин Ю.С. *Труды ФИАН*, **113**, 115 (1979).
6. Apollonov V.V., Alcock A.J., Baldis H.A., Corcum P.V., Taylor R.S. *Opt. Lett.*, **5**, 333 (1980).
7. Бреев В.В. и др. *Энергетические диаграммы и исследование характеристик быстропотоковых стационарных CO_2 -лазеров* (М.: изд. ИАЭ им. И.В.Курчатова, 1982).
8. Ханин Я.И. *Динамика квантовых генераторов* (М.: Сов. радио, 1975).