

09;13

Предельные энергетические характеристики CO_2 -лазера с механической модуляцией добротности

© А.Н. Малов, А.М. Оришич

Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск
E-mail: malex@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 14 октября 2013 г.

Экспериментально показана возможность применения механической модуляции добротности в CO_2 -лазерах с конвективным охлаждением газа и самофильтрующим резонатором для генерации импульсно-периодического излучения вплоть до частоты 120 kHz. Установлено, что при малых частотах пиковая мощность лимитируется только временем включения добротности резонатора, которое должно быть меньше характерной длительности первого пика генерации CO_2 -лазера. При больших частотах 40–120 kHz наблюдаемое уменьшение пиковой мощности с частотой обусловлено ограничениями релаксационных процессов, т.е. скоростями заселения верхнего и опустошения нижнего лазерных уровней.

В настоящее время активно исследуются проблемы передачи энергии в сверхзвуковой поток с целью управления его газодинамическими характеристиками [1]. В этом плане большой интерес вызывает исследование возможности создания в сверхзвуковом потоке теплового следа в виде квазистационарного плазменного образования, изучение его свойств, устойчивости и влияния на распространение волн. Подобные плазменные структуры ранее не исследовались. Для их создания необходимо проведение разработки и исследования специальных импульсно-периодических высокочастотных CO_2 -лазеров.

Учитывая, что радиус плазменного облака R_0 зависит от его энергии Q в виде $R_0 \propto (Q)^{1/3}$ [2] и квазистационарный плазменный след возникает при соприкосновении плазмоидов на стадии изобарического остывания, т.е. должно выполняться соотношение $f_{cr} = d/V$, $d = 2R_0 = B(Q)^{1/3}$ и из $I_{cr} = Qf_{cr}$ получим связь критической мощ-

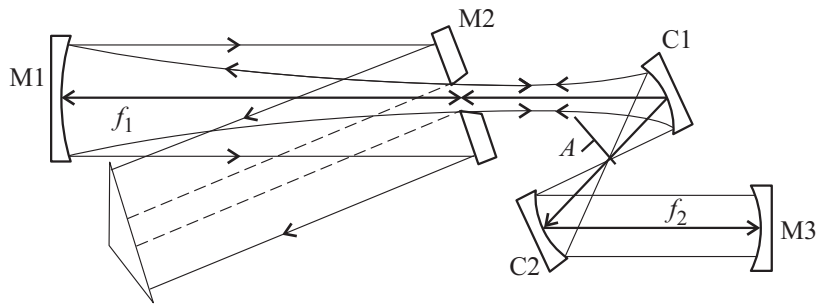


Рис. 1. Схема самофильтрующего резонатора с модуляцией добротности. M1, M3 — зеркала резонатора, M2 — выходное зеркало, C1, C2 — цилиндрические зеркала телескопа, A — диск модулятора, f_1 — расстояние между зеркалами M1–M2, f_2 — расстояние между зеркалами M2–M3.

ности лазера I_{cr} , частоты следования импульсов f_{cr} и скорости сверхзвукового потока V : $I_{cr} \approx f^4 V^3 / B^3$. Здесь использовано $B = \text{const}$.

В работе [3] показано, что при скорости потока воздуха 500 m/s (число Маха $M = 2$) формирование плазмоидов лазерным излучением со средней мощностью порядка 4 kW и частотой следования импульсов до 70 kHz не приводит к формированию объединенного плазменного теплового следа. Проведенная оценка показывает, что для выполнения условия слияния плазменных облаков в сверхзвуковом потоке наиболее перспективно увеличивать частоту следования импульсов. При этом параметры отдельного импульса (в частности, пиковая мощность) должны обеспечивать формирование плазмы в воздухе и эффективное поглощение энергии излучения.

Это обуславливало необходимость создания импульсно-периодических лазеров с частотой свыше 100 kHz на уровне средней мощности не ниже 4 kW, с высокой скоростью нарастания интенсивности излучения.

В данной работе рассмотрены предельные энергетические характеристики импульсно-периодического CO₂-лазера с конвективным охлаждением газа и механической модуляцией добротности. Лазер создан на основе непрерывного CO₂-лазера [4] и обеспечивает получение частоты следования импульсов до 120 kHz при средней мощности генерации до 4.5 kW. Использован самофильтрующий неустойчивый резонатор

(рис. 1), образованный сферическими зеркалами М1, М3 и выходным зеркалом М2. Многопроходная оптическая схема обеспечивает вывод энергии излучения из двух разрядов с объемом активной среды $1000 \times 80 \times 100 \text{ mm}^3$ каждый. Скорость газа около 50 m/s направлена перпендикулярно оптической оси резонатора и электрическому полю разряда. Использована типичная для данного типа лазеров смесь газов $1 : 7 : 8 = \text{CO}_2 : \text{воздух} : \text{He}$ при полном давлении 16 Torr [4]. Характерный размер разряда в направлении потока составлял порядка 100 mm . При типичной частоте следования импульсов 100 kHz за время между импульсами $10 \mu\text{s}$ газ сдвигался на расстояние около 0.5 mm , т. е. обмен газа определял только его температуру на входе в разрядный промежуток. На формирование импульсов излучения влияли только непрерывно возбужденные и релаксационные процессы. Учитывая многопроходную схему резонатора, в формировании импульса излучения принимает участие среда, находящаяся в разной стадии возбуждения (рис. 1).

В самофильтрующем неустойчивом резонаторе имеется рабочее плечо длиной $f_2 = 8.5 \text{ m}$ и плечо обратной связи длиной $f_2 = 2 \text{ m}$. В этом плече луч имеет в M раз меньший диаметр и в $M^2/2 - 1$ раз меньше мощности в выходном пучке (здесь $M = f_1/f_2 = 4.25$ — коэффициент увеличения резонатора). Плечо обратной связи удобно для установки в нем механического модулятора добротности резонатора, который включает в себя два вогнутых цилиндрических зеркала равной кривизны С1, С2 и диск со щелями. В фокальной плоскости телескопа (С1, С2) создается протяженная перетяжка, длина которой равна 8 mm (несфокусированный диаметр пучка), а поперечный размер определяется радиусами кривизны зеркал телескопа и равен приблизительно $\Delta z = 200 \mu\text{m}$. Подобная конструкция позволяет изменять в широком диапазоне частоту следования импульсов, скважность, форму импульса генерации за счет изменения частоты вращения диска, ширины щели, количества щелей и состава смеси рабочих газов. В работе используются диски с количеством щелей 40, 120, 300, 400 и 600, что позволило получить максимальную частоту следования импульсов до 120 kHz при максимальной частоте вращения диска $f = 200 \text{ Hz}$. Ширина щели составляла 1 mm для диска с 40 и 120 щелями и 0.5 mm для диска с 300, 400 и 600 щелями. При рабочей частоте вращения (200 Hz) и диаметре диска $D = 220 \text{ mm}$ его линейная скорость равнялась 1.38 mm/s и время прохождения щели 1 и 0.5 mm через ось резонатора составляло 7.2 и $3.6 \mu\text{s}$ соответственно.

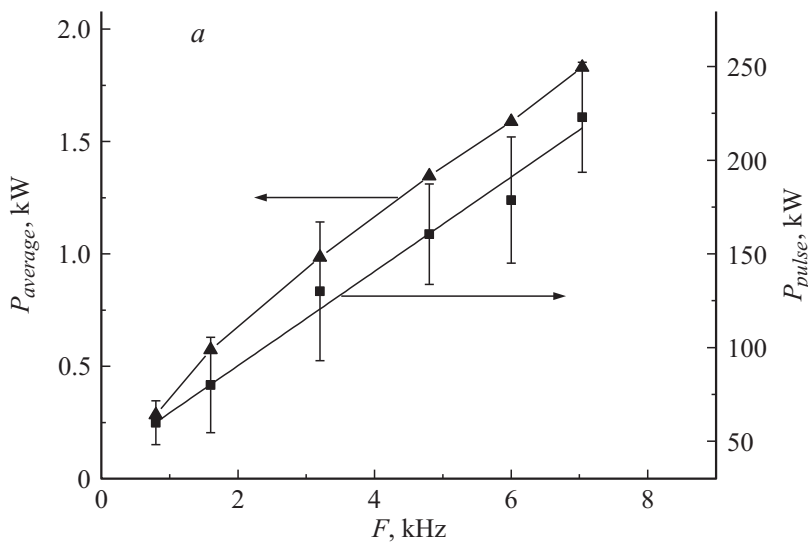


Рис. 2. Зависимости средней и импульсной мощности генерации лазера от частоты следования импульсов для разного количества щелей на диске модулятора: *a* — 40 щелей, *b* — 400 щелей, *c* — 600 щелей.

На рис. 2 представлены зависимости средней $P_{average}$ и импульсной P_{pulse} мощности в зависимости от частоты следования импульсов для трех дисков с 40, 400 и 600 щелями. Отметим, что для каждого диска изменение частоты обусловлено изменением частоты вращения диска в интервале $f = 17.6\text{--}200$ Hz. При изменении числа щелей от 40 до 400 средняя мощность $P_{average}$ растет с частотой (рис. 2, *a, b*), однако если для диска с 40 щелями рост практически линейный, то при 400 щелях наблюдается насыщение. При 600 щелях (рис. 2, *c*) величина $P_{average}$ выходит на квазистационарное значение и даже наблюдается некоторое снижение на максимальной частоте. Значения средней мощности $P_{average}$ в зависимости от максимальной частоты, достигаемой для каждого диска, представлены на рис. 3. Видно, что существует оптимальная частота следования импульсов порядка 70 kHz при использовании диска с 400 щелями, при которой получена максимальная средняя мощность $P_{average}$. Отметим, что в

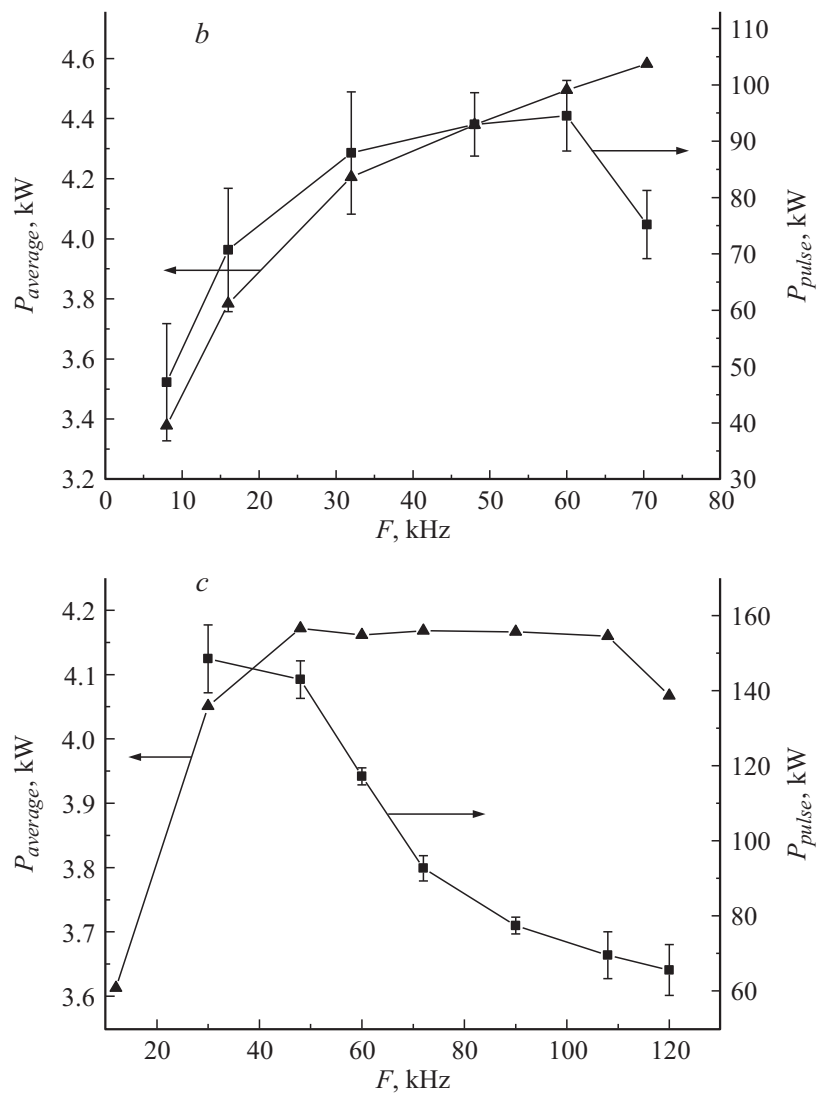


Рис. 2 (продолжение).

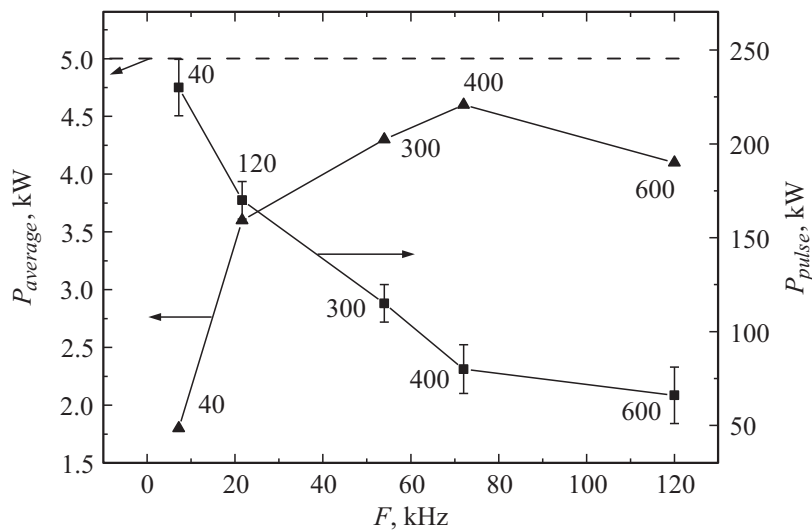


Рис. 3. Зависимость средней и импульсной мощности генерации лазера от частоты следования импульсов для разного количества щелей на диске модулятора при максимальной частоте следования импульсов. Цифры около экспериментальных точек обозначают количество щелей на диске. Штриховая линия — мощность лазера в непрерывном режиме.

непрерывном режиме (диск остановлен и излучение проходит сквозь щель) мощность лазера равна 5 kW. Таким образом, в оптимальном импульсно-периодическом режиме средняя мощность приблизительно на 10% меньше непрерывной.

Зависимость максимальной импульсной мощности P_{pulse} от частоты отличается от $P_{average}$. Если при малой частоте (40 щелей) P_{pulse} также возрастает с увеличением скорости вращения диска (частоты следования импульсов, рис. 2, *a*), то уже при 400 щелях (рис. 2, *b*) величина P_{pulse} достигает максимума и начинает уменьшаться с ростом частоты следования импульсов. При большом числе щелей — 600 (рис. 2, *c*), наблюдается монотонное уменьшение максимальной импульсной мощности P_{pulse} с ростом частоты следования импульсов.

Основные зависимости средней и импульсной мощности от частоты в конечном итоге обусловлены релаксационными потерями энергии

возбуждения азота и асимметричной моды CO_2 во время выключения добротности резонатора (перекрытия излучения). Для полного анализа временных и энергетических характеристик импульсно-периодического лазера необходимо решать совместную нестационарную задачу динамики заселенности колебательных мод и излучения в резонаторе, что является отдельной задачей (см., например, [5]). Здесь ограничимся лишь качественным анализом.

Для диска с 40 щелями расстояние между ними составляло $z = 16.25 \text{ mm}$. Время перекрытия резонатора изменялось от $1.3 \cdot 10^{-3}$ до $1.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ при увеличении частоты следования импульсов (0.7–7.0 kHz). Оценка времени колебательной релаксации в теплоэнергии асимметричной моды CO_2 согласно данным работы [6] дает значение $0.5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$, т.е. как раз сравнимо с временем перекрытия резонатора. Следовательно, этого времени оказывается достаточно не только для установления равновесного усиления в активной среде после прохождения предыдущего импульса излучения, но и для релаксации энергии. Рост частоты импульсов позволял все более полно использовать энергию возбуждения и снижать роль релаксационных потерь. Это обстоятельство обуславливало, по-видимому, рост средней мощности с увеличением частоты. При увеличении частоты свыше 20–30 kHz происходит насыщение роста средней мощности и в интервале частот 40–120 kHz мощность изменяется слабо, в пределах 10%, и не зависит от числа щелей в диске (рис. 2, b, c).

На пиковую мощность могло влиять два обстоятельства. Во-первых, длительное время перекрытия излучения от $1.3 \cdot 10^{-3}$ до $1.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ при увеличении частоты следования импульсов (0.7–7.0 kHz) позволяло накопить энергию на верхнем уровне $\text{CO}_2(001)$ и максимально опустошить нижний уровень. Оценки согласно [6] дают характерное время передачи энергии от азота на верхний уровень генерации $\text{CO}_2(001)$ $\tau(\text{N}_2 \rightarrow \text{CO}_2(001)) = 50 \cdot 10^{-6} \text{ s}$. Время релаксации энергии с нижнего уровня генерации $\text{CO}_2(100)$ на $\text{CO}_2(020)$ составляет порядка $2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$, и передача энергии с $\text{CO}_2(010)$ в тепло около $30 \cdot 10^{-6} \text{ s}$. Таким образом, при малом количестве щелей времени для релаксационных процессов, по-видимому, более чем достаточно. Основным фактором, влияющим на пиковую мощность в этом случае, является время открытия резонатора, т.е. время включения добротности $\Delta t_{res} = \frac{\Delta z}{\pi D f}$. Величина Δt_{res} изменяется от 1.6 до $0.16 \mu\text{s}$ при увеличении частоты вращения с 17 до 176 Hz. При малой скорости время включения добротности

существенно превышало длительность характерного для импульсного СО₂-лазера первого пика излучения, которая в нашем случае была порядка $0.3 \mu\text{s}$. Это приводит к существенному снижению мощности, особенно при малых скоростях вращения диска. Например, при одинаковой частоте следования импульсов $f = 7 \text{ kHz}$ и максимальной скорости вращения диска 176 Hz (40 щелей) пиковая мощность достигает 250 kW (рис. 2, *a*, рис. 3), тогда как при той же частоте следования импульсов и малой частоте вращения диска 17 Hz (400 щелей) пиковая мощность уменьшается до 50 kW (рис. 2, *b*).

Однако на больших частотах влияние времени включения добротности ослабевает и большее влияние на P_{pulse} оказывает второй фактор, связанный с незавершенностью релаксационных процессов. В эксперименте замедление роста P_{pulse} по сравнению с ростом $P_{average}$ проявляется уже при временном интервале между импульсами порядка $\Delta t \approx 30 \mu\text{s}$ ($f \approx 30 \text{ kHz}$). Пиковая мощность резко уменьшается с ростом частоты при $\Delta t \leq 15 \mu\text{s}$ ($f \approx 60 \text{ kHz}$) (рис. 2, *b*). Причем этот эффект не зависел от числа щелей и наблюдался при частоте $f > 50 \text{ kHz}$ для диска с 600 щелями (рис. 2, *c*) и для $f > 60 \text{ kHz}$ для диска с 400 щелями (рис. 2, *b*). Из приведенных оценок характерных времен релаксации энергии в СО₂-лазере можно сделать вывод, что наблюдаемое в эксперименте существенное снижение максимальной мощности с ростом частоты следования импульсов в интервале 30–120 kHz обусловлено как ограничением времени передачи энергии с азота, так и затруднением опустошения деформационной моды молекулы СО₂.

Таким образом, в работе экспериментально показана возможность применения механической модуляции добротности в СО₂-лазерах с конвективным охлаждением газа и самофильтрующим резонатором для генерации импульсно-периодического излучения вплоть до частоты 120 kHz.

Установлено, что при малых частотах пиковая мощность лимитируется только временем включения добротности резонатора, которое должно быть меньше характерной длительности первого пика генерации СО₂-лазера. При больших частотах 40–120 kHz наблюдаемое уменьшение пиковой мощности с частотой обусловлено ограничениями релаксационных процессов, т.е. скоростями заселения верхнего и опустошения нижнего лазерных уровней. Скорости данных процессов зависят только от давления рабочего газа, которое в данном типе объемного разряда ограничено проблемами его устойчивости.

Экспериментально полученные параметры излучения определяют предельные энергетические характеристики достижения высоких частот в CO₂-лазерах с конвективным охлаждением газа, поперечной прокачкой и механической модуляцией добротности.

Список литературы

- [1] Гаранин А.Ф., Третьяков П.К., Чиркашенко В.Ф., Юдинцев Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. Механика жидкости и газа. 2001. № 5. С. 186–193.
- [2] Кабанов С.Н., Маслова Л.И., Терехова Т.Ф., Трухин В.А., Юров В.Т. // ЖТФ. 1990. Т. 60. С. 37–41.
- [3] Малов А.Н., Оришич А.М. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. С. 843–847.
- [4] Афонин Ю.В., Гольшев А.П., Иванченко А.И., Малов А.Н., Оришич А.М., Филев В.Ф., Печурин В.А., Шулятьев В.Б. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. С. 307–310.
- [5] Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г., Егоров А.Б. // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. С. 753–757.
- [6] Веденов А.А. Физика электроразрядных CO₂-лазеров. М.: Энергоиздат, 1982. 19 с.