

В. Н. КАРНЮШИН, член-корреспондент АН СССР Р. И. СОЛОУХИН

О КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ СО₂-ЛАЗЕРА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Интенсивный рост исследований, посвященных разработке мощных электроразрядных СО₂-лазеров, и достижения последних лет в этой области в значительной мере связаны с практическим осуществлением двух новых типов лазерных систем: 1) стационарных лазеров с быстрой прокачкой рабочей смеси для предотвращения перегрева активной среды в области разряда и 2) импульсных лазеров с высоким (порядка или больше атмосферного) давлением рабочей среды, возбуждаемой быстрым разрядом после слабой предварительной ионизации разрядного промежутка.

Конкретные варианты лазерных систем обоих типов характеризуются значительным разнообразием рабочих параметров и вспомогательных физических процессов, используемых для обеспечения требуемой степени однородности активной среды при высокой скорости накачки (см., например, обзорные работы (1-3)). Можно отметить, однако, ряд особенностей, общих для всех лазерных систем в пределах каждого из двух названных классов и связанных в той или иной мере с проблемами, стоящими на пути их дальнейшего усовершенствования. Так, например, для импульсных СО₂-лазеров с высоким давлением рабочего газа, кроме общих традиционных технических трудностей осуществления однородного по объему быстрого разряда, типичной является своеобразная форма импульса генерации, состоящего, как правило, из короткого ($\leq 10^{-7}$ сек.) начального выброса и последующего длинного ($\sim 10^{-6}$ сек.) «хвоста», содержащего до 50% энергии лазерного излучения. Возможность регулирования временного хода и длительности генерации при этом практически отсутствует. Для лазерных систем непрерывного действия существует ряд проблем, связанных с осуществлением однородного разряда в газовом потоке. Простые оценки показывают, что при типичных параметрах проточных электроразрядных СО₂-лазеров (давление смеси ~ 10 тор, сечение газодинамического канала $\sim 2 \cdot 10^2$ см², лазерный к.п.д. $\sim 15\%$, температура газа на выходе из зоны разряда $\sim 600^\circ$ К) для получения выходной мощности генерации $\sim 10^3$ вт требуется скорость прокачки $\sim 5 \cdot 10^3$ см/сек. При таких высоких скоростях потока осуществление поперечного разряда становится довольно сложной задачей, вследствие чего в ряде случаев применяются схемы с продольным разрядом в около- или сверхзвуковом потоке рабочего газа.

Для дальнейшего развития мощных стационарных СО₂-лазеров несомненный интерес представляют поиски конструкций, объединяющих достоинства указанных двух типов лазерных систем. Ниже рассматривается один из вариантов такой комбинированной лазерной системы.

Ряд ограничений, связанных с необходимостью быстрой прокачки газовой смеси, можно преодолеть, заменив потоковое движение газа относительно разряда перемещением зоны разряда относительно рабочей смеси. При этом длительность разряда в каждой фиксированной области пространства следует определять из условия ограничения по нагреву газа до температуры, заметно влияющей на выходную мощность генерации, в то время как локальная скорость прокачки должна обеспечивать смену рабочей среды к моменту повторного зажигания разряда в данной области. В этих условиях характерная для лазеров с конвективным охлаждением

прямая зависимость предельной мощности накачки от локальной скорости уже не имеет места и высокий уровень лазерной мощности может быть достигнут при сравнительно низкой линейной скорости прокатки.

Возможная принципиальная схема лазерной установки указанного типа представлена на рис. 1. Азимутальное перемещение области разряда и генерации осуществляется за счет последовательного включения и выключения расположенных по окружности разрядных промежутков, общее число которых выбирается исходя из требуемой величины лазерной мощности при данной радиальной скорости прокатки газа. Так, например, при

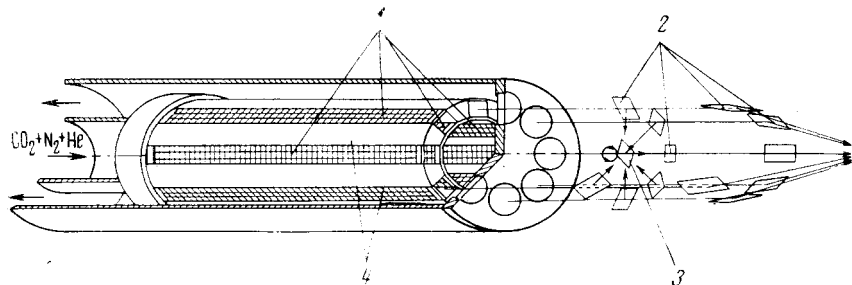


Рис. 1. 1 — сетчатые электроды, 2 — система внешних зеркал, 3 — вращающееся зеркало, 4 — изолятор

размерах разрядного промежутка $1 \times 1 \times 50$ см³, скорости потока 10^3 см/сек и продолжительности разряда в каждом промежутке 100 мсек. характерное время смены рабочей среды будет составлять $\sim 10^{-3}$ сек., а число разрядных промежутков, необходимое для поддержания квазистационарного режима генерации, оказывается порядка 10. Выходная мощность генерации в этих условиях может достигать $5 \cdot 10^4$ вт при плотности рабочего газа 10^{19} см⁻³ и типичном энергоусеке ~ 50 дж/литр·атм. Пространственное совмещение лазерных пучков от отдельных разрядных промежутков в нужной области можно осуществить либо посредством системы внешних зеркал 2, либо с помощью общего зеркала 3, вращающегося синхронно с перемещением разряда.

Отметим, что импульсный режим существенно облегчает условия работы зеркал и выходных окон каждого резонатора. Дополнительным достоинством такой схемы является возможность варьирования режима работы в широких пределах — от импульсного (при одновременном включении всех разрядных промежутков), до квазистационарного или импульсно-периодического с регулируемой скважностью. Очевидно, что область применения подобных многорезонаторных систем ограничена кругом задач, в которых не предъявляются высокие требования к спектральной чистоте лазерного излучения.

Обсудим несколько подробнее характер разряда в каждом промежутке. Оптимальные с точки зрения эффективности накачки значения напряженности электрического поля (~ 10 в/см·тор) оказываются примерно вдвое меньшими, чем требуемые для поддержания самостоятельного разряда. Поэтому при достаточно больших (порядка атмосферного) давлениях рабочего газа более предпочтительным является режим несамостоятельного газового разряда с внешним источником ионизации. В качестве примера использования такого разряда для накачки CO₂-лазера можно указать работы (4, 5), в которых для объемной ионизации разрядного промежутка применялись соответственно электронный пучок и последовательность коротких высоковольтных импульсов. Комбинированный разряд указанного типа позволяет независимо варьировать концентрацию электронов (определяемую мощностью источника ионизации) и их среднюю энергию (определяемую напряженностью основного электрического поля), что позволяет уп-

равлять длительностью импульса генерации, сохраняя оптимальными условия возбуждения верхнего лазерного уровня.)

Нагрев и расширение газа в зоне разряда может привести к ухудшению однородности среды. Приведем простые оценки величин, характеризующих указанный эффект. Радиус кривизны луча R связан с градиентом показателя преломления n известным соотношением $R^{-1} = |\nabla(\ln n)|$. Полагая $|\nabla(\ln n)| = (n-1)/r \sim 10^{-4}/r$, где $r \sim 1$ см — характерный размер области разряда, получим $R \sim 10^4$ см. При длине разрядного промежутка $l = 10^2$ см угол поворота луча l/R будет составлять $\sim 0,5^\circ$, а соответствующее боковое смещение оказывается величиной порядка поперечных размеров разряда и резонатора. С учетом этих обстоятельств особый интерес представляют два «предельных» режима работы рассматриваемой схемы, определяемые соответственно соотношениями $t_r \ll t_s$ и $t_r \gg t_s$, где t_r — длительность разряда в отдельном промежутке, t_s — время распространения звуковой волны на расстоянии порядка r . В первом случае разряд происходит практически при постоянной начальной плотности газа, во втором среда остается однородной в процессе медленного расширения. Для указанных выше размеров разрядного промежутка характерное значение t_s составляет около 10 мсек.

В заключение остановимся кратко на вопросах, связанных с проблемой устойчивости разряда. Наибольшую опасность для разряда рассматриваемого типа представляет перегревно-ионизационная неустойчивость^(6, 7). Развитие этой неустойчивости происходит, по-видимому, следующим образом. Ряд случайных процессов, включая термодинамические флуктуации, может привести к увеличению электронной концентрации в некоторой области разряда. Соответствующее увеличение концентрации возбужденных молекул в этой области приводит к двум важным последствиям. Во-первых, уменьшаются неупругие потери энергии электронов, вследствие чего коэффициент ионизации возрастает. Во-вторых, увеличивается скорость колебательно-поступательной дезактивации возбужденных молекул, в результате чего температура газа в зоне флуктуации растет быстрее, чем в окружающих участках среды. Последующее расширение газа также сопровождается возрастанием величины коэффициента ионизации, что в свою очередь обеспечивает дальнейший рост электронной концентрации. Нарастание плотности тока в области начальной флуктуации приводит в конечном счете к образованию дуги или к быстрому пробою в газе, если ток разряда не ограничен сопротивлением внешней цепи.

Приведем количественный оценочный анализ развития неустойчивости в условиях «медленного» разряда ($t_r \gg t_s$). Обозначая соответственно через N , N^* и N_3 полную концентрацию смеси и парциальные концентрации CO_2 (010) и He, получим соотношение $c_p N \frac{dT}{dt} \approx k^* N^* N_3 \varepsilon$, где c_p — средняя на одну частицу поступательно-вращательная теплоемкость, k^* — константа скорости дезактивации, $\varepsilon = 1,33 \cdot 10^{-20}$ дж — энергия колебательного кванта. Начальный размер области флуктуации предполагается достаточно малым, так что давление в ее пределах остается практически постоянным в процессе развития неустойчивости.

Учитывая, что N и N_3 одинаково зависят от температуры, получим $\frac{dT}{dt} = Ak^* N^*$, где $A = N_{30} \varepsilon / (N_0 c_p) = \text{const}$. Температурная зависимость k^* в области $T = (300-1000)^\circ \text{K}$ имеет вид^(8, 9) $k^* = 4,8 \cdot 10^{-11} \exp(-6,1 = w^{-1/2})$ ($\text{см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$), где $w = T/T_0$, $T_0 = 300^\circ \text{K}$. Величина N^* не может существенно изменяться в процессе развития неустойчивости, так как относительная доля возбужденных молекул в условиях лазерного разряда оказывается довольно большой. Для оценки можно положить $N^* = N_0^* = \text{const}$ в области неустойчивости и $N^* \sim N \sim T^{-1}$ в области устойчивого разряда.

Комбинируя приведенные соотношения и переходя к безразмерным переменным, получим закон изменения температуры для каждого из этих случаев в виде

$$\frac{dw}{d\tau} = 3,62 \cdot 10^2 (N_0^*/N_{10}) \varphi \exp(-6,1 w^{-1/2}),$$

где $\varphi = w^{-1}$ для нормальной и $\varphi = 1$ для неустойчивой области разряда; здесь $\tau = N_{10} k_0^* t$ — безразмерное время, N_{10} — начальная концентрация CO_2 , N_0^* и k_0^* — начальные значения N^* и k^* . Числовой коэффициент в правой части соответствует составу смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 5$.

Аналитическое решение полученного уравнения содержит интегральную показательную функцию и не дает зависимости $w(\tau)$ в явном виде. Графики этой зависимости представлены на рис. 2. Условным критерием полного развития неустойчивости можно считать $w' = 2w$ (моменты $\tau_1 \approx 5,7$ и $\tau_2 \approx 3,7$ на рис. 2). При этом в области неустойчивости может реализоваться режим самостоятельного разряда и система становится нечувствительной к действию внешнего источника ионизации. Ясно, что для предотвращения перегрева выключения разряда следует производить несколько раньше указанного момента. Как видно из приведенных на рис. 2 данных, температура газа в зоне устойчивого разряда к этому времени успевает возрасти до значений $\geq 600^\circ \text{K}$. Это означает, что фактическая длительность импульса накачки и генерации будет обычным образом ограничиваться теплоемкостью лазерной среды.

Приведенный анализ относился к случаю первоначально однородного разряда. Очевидно, что наличие сильной начальной неоднородности существенно увеличивает скорость развития перегретой неустойчивости. Соответствующие оценки можно легко получить, сравнивая ход кривых w_1 и w_2' на рис. 2.

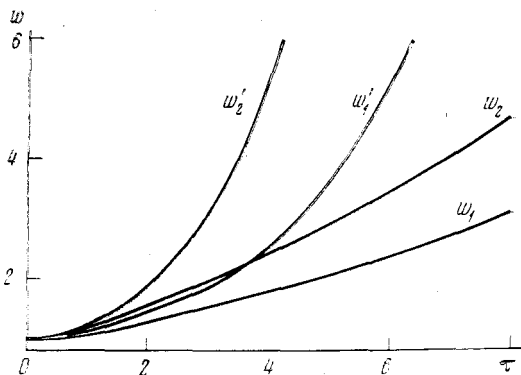


Рис. 2. Зависимость $w(\tau)$ в равновесной области (w_1, w_2) и в области неустойчивости (w_1', w_2') при $N_0^*/N_{10} = 0,2$ (w_1, w_1') и $N_0^*/N_{10} = 0,3$ (w_2, w_2')

Институт теоретической и прикладной механики
Сибирского отделения Академии наук СССР
Новосибирск

Поступило
6 VI 1974

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. Н. Карнюшин, Р. И. Солоухин, Физика горения и взрыва, т. 8, № 2, 163 (1972).
- ² И. Б. Ковш, Зарубежная радиоэлектроника, № 3, 86 (1973).
- ³ A. J. Demaria, Proc. IEEE, v. 61, № 6, 731 (1973).
- ⁴ Е. П. Велихов, С. А. Голубев и др., ЖЭТФ, т. 65, в. 2 (8), 543 (1973).
- ⁵ A. E. Hill, Appl. Phys. Lett., v. 22, № 12, 670 (1973).
- ⁶ G. Ecker, W. Kröll, O. Zöller, Phys. Fluids, v. 7, № 12, 2001 (1964).
- ⁷ Е. П. Велихов, И. В. Новобраццев и др., ДАН, т. 205, № 6, 1328 (1972).
- ⁸ R. L. Taylor, S. Bitterman, Rev. Mod. Phys., v. 41, № 1, 26 (1969).
- ⁹ Б. Ф. Гордиев, А. И. Осипов и др., УФН, т. 108, в. 4, 655 (1972).