

УДК 537.525

## СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕР С ВЧ ВОЗБУЖДЕНИЕМ: ПОСТОЯННО-ТОКОВАЯ АНАЛОГИЯ И ПОДОБИЕ

В. В. Соковиков

*Исходя из постоянно-токовой аналогии ВЧ разряда рассмотрены вопросы масштабирования мощности  $P$  генерации СО<sub>2</sub> лазеров щелевого типа с ВЧ возбуждением. Показано, что  $P$  не зависит от аспектного отношения электродов.*

В работах [1] получены экспериментальные данные о параметрах щелевых СО<sub>2</sub> лазеров с ВЧ возбуждением, позволяющие подойти к вопросу о возможности их масштабирования. В отличие от лазеров с разрядом постоянного тока в цилиндрических трубках, соотношения подобия между параметрами, которых хорошо известны [2, 3], теория подобия щелевых лазеров не разработана.

Метод ВЧ возбуждения имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционными. Его использование для возбуждения отпаянных волноводных СО<sub>2</sub> лазеров с диффузионным теплообменом позволило создать компактные приборы, имеющие широкий круг применений.

Однако мощность всех этих лазеров, как и газоразрядных лазеров, питаемых постоянным током, масштабируется по длине лазера. Мощность же излучения с единицы длины разрядной трубки  $P_l$ , несмотря на многочисленные усилия исследователей, не превышает рекордную мощность, достигнутую в лазерах, питаемых постоянным током, и составляет около 1 Вт/см. Поэтому дальнейшее повышение мощности возможно только путем увеличения длины резонатора, что очевидно сводит на нет преимущества в компактности лазера с ВЧ возбуждением.

Сразу же заметим, что ограничение на максимально достижимую мощность генерации с единицы длины лазерной трубки (вдоль распространения луча) является принципиальным. Это связано с тем, что мощность излучения с единицы объема, равная

произведению показателя усиления слабого сигнала  $g_0$  на параметр насыщения активной среды  $I_s$ , обратно пропорциональна квадрату радиуса трубки при любом механизме уширения [4].

Для того, что достичь больших мощностей генерации и сохранить при этом компактность прибора, в последнее время выявилось два пути. Первый состоит в использовании связки волноводных трубок (круглого или квадратного сечения) в едином многопроходном резонаторе [5]. Второй путь принципиально иной: он состоит в создании лазера с узким щелевым разрядом между электродами с большой площадью [1]. Разряд может быть реализован как в форме параллелепипеда, так и в коаксиальной камере, в узком зазоре между цилиндрическими электродами. Наиболее эффективным является объединение обоих этих подходов в одном приборе [6].

Вопрос о масштабировании лазеров в виде связки трубок не вызывает трудностей – это есть фактически разновидность классического масштабирования по длине трубки (состоящей из нескольких секций). Далее мы покажем, как осуществить переход к масштабированию щелевых лазеров.

Давно известно, что как в  $Ne - He$  лазере [7], так и в  $CO_2$  лазере [8] показатель усиления  $g_0$  обратно пропорционален диаметру разрядных трубок  $d$ . Такая зависимость обусловлена тем, что, используя трубки разных диаметров, сохраняют постоянным параметр  $pd$ . А поскольку уширение в приведенных работах было доплеровское, то, естественно, и наблюдалась зависимость  $g_0 \sim p \sim 1/d$ . В случае же, например, столкновительного уширения  $g_0$  от  $d$  не зависит [9]. Поэтому при переходе к масштабированию щелевых систем следует исходить не из закона преобразования  $g_0$ , а из закона преобразования мощности, излучаемой единицей объема активной среды  $g_0 I_s$ .

Но прежде укажем еще на одно обстоятельство, затрудняющее обобщение на интересующий нас случай. Дело в том, что щелевые разряды не только имеют нестандартную конфигурацию, но и являются высокочастотными, а вопрос подобия ВЧ разрядов (даже в цилиндрических трубках) хотя и обсуждался в литературе, но крайне скупо. Поэтому следует попытаться найти аналогию тех и других разрядов, чтобы теория подобия была для них единой.

Одним из основополагающих определений подобия разрядов (мы не касаемся сейчас остальных, но указанное ни одному из них не противоречит) является следующее: два разряда подобны, если у них совпадают функции распределения частиц по скоростям [10]. Поэтому если установить, что функции распределения (ФР) частиц в разряде постоянного тока и в ВЧ разряде одинаковы, то такие разряды можно считать подоб-

ными. Однако, поскольку ФР в ВЧ разряде определяется двумя параметрами -  $E_0/p$  и  $\omega/p$ , то сделать простое сопоставление с разрядом постоянного тока представляется затруднительным. Поскольку в рассматриваемых случаях частота изменения поля  $\omega$  намного меньше частоты столкновений  $\nu_0$ , можно воспользоваться представлением постоянно-токовой аналогии ВЧ разряда [11]. Смысл последнего состоит в том, что ФР в переменном поле  $E = E_0 \sin \omega t$  совпадает с ФР в постоянном поле, напряженность которого равна

$$E_{eff} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega/\nu_c)^2}}.$$

Разделив это соотношение на  $p$ , легко убедиться, что наличие в уравнении Больцмана параметра  $E = E_{eff}$  фактически эквивалентно наличию параметров  $E_0/p$  и  $\omega/p$ , поскольку  $\nu_c \propto p$ .

Переходим теперь к рассмотрению щелевых разрядов с ВЧ возбуждением. Для того, чтобы аналогия с разрядами постоянного тока была наиболее явной, рассматриваем случай доплеровского уширения (напомним, что инвариантность произведения  $g_0 I_s d^2$  не зависит от механизма уширения [4]).

Если трубка имеет квадратное сечение со стороной  $d$ , то, как и в случае цилиндрической трубки,  $g_0 \sim 1/d$  и  $I_s \sim 1/d$ . Но если сечение представляет собой прямоугольную щель, ширина одной из сторон которой  $w$  в  $n$  раз превышает межэлектродное расстояние (величина  $n = w/d$  носит название аспектного отношения), то теперь, поскольку ширина пучка (и активной среды) выросла в  $n$  раз, то и  $P_l$  должна вырасти в  $n$  раз, хотя  $g_0$  и  $I_s$  остались прежними (поскольку свойства активной среды не изменились).

Мы видим, что если мощность с единицы длины трубки квадратного сечения  $P_l$  не зависит от  $d$ , то мощность с единицы длины камеры прямоугольного сечения также не зависит от  $d$ , но в  $n$  раз превышает  $P_l$ . Следовательно, полная мощность равна  $P = P_l w l / d$ .

Подвергнув эту формулу преобразованию аффинного подобия [12]:

$$w \rightarrow \tilde{w} = k_w w, \quad l \rightarrow \tilde{l} = k_l l, \quad d \rightarrow \tilde{d} = k_d d,$$

имеем:  $\tilde{P} = (k_l k_w / k_d) P$ , т.е. безразлично, за счет какого из трех коэффициентов масштабирования повышать мощность генерации. Если по отношению к уменьшению толщины щели ( $k_d < 1$ ) это интуитивно ясно, то заключение о принципиальной независимости мощности от аспектного отношения электродов снимает ограничения на

дальнейшую компактификацию приборов. Единственным, но практически преодолемым препятствием является здесь обеспечение достаточного теплообмена.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Hall D. R., Baker J. *Laser Focus World*, **25**, No. 10, 77 (1989).
- [2] Виттеман В. *CO<sub>2</sub> лазер*, Мир, М., 1990.
- [3] Алейников В. С., Масычев В. И. *Лазеры на окиси углерода. Радио и связь*, М., 1990.
- [4] Лоткова Э. Н., Соковиков В. В. *Квант. электр.*, **10**, 1026 (1983).
- [5] Hill C. A., Monk P., Hall D. R. *IEEE J. of Quantum Electronics*, **QE-23**, 1968 (1987).
- [6] Yelden E. F., Seguin. H. J. J. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 693 (1991).
- [7] Gordon E. I., White A. D. *Appl. Phys. Lett.*, **3**, 199 (1963).
- [8] Антропов Е. Т. и др. *IEEE J. of Quantum Electronics*, **QE-4**, 790 (1976).
- [9] Degnan J. J. *Appl. Phys.*, **11**, 1 (1976).
- [10] Margenau H. *Phys. Rev.*, **73**, 326 (1948).
- [11] Лебедев Ю. А. *Низкотемпературная плазма.*, т. 3. *Химия плазмы*. Новосибирск, 1991, с. 199.
- [12] Рухадзе А. А., Соболев Н. Н., Соковиков В. В. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 2, 37 (1991).

Поступила в редакцию 10 декабря 1992 г.