

07

© 1991

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ CO_2 ЛАЗЕР С ДИФфуЗИОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ, НАКАЧИВАЕМЫЙ КОМБИНИРОВАННЫМ РАЗРЯДОМ

А.Ф. В и т ш а с, А.Н. К у ш к о,
Л.П. М е н а х и н, А.М. С о р о к а,
В.В. Ч у л к о в

Лазеры на колебательно-вращательных переходах молекул с диффузионным охлаждением активной среды вследствие простоты конструкции являются одним из основных типов технологических лазеров [1]. Для повышения мощности излучения газовых лазеров с конвективным охлаждением среды используют комбинированные разряды [2, 3], в которых большая часть энергии вкладывается в течение рекомбинационного распада плазмы при относительно небольших E/p (E — напряженность электрического поля, p — давление газа), а импульсный разряд с высоким E/p используется для создания высокой степени ионизации. Данная работа посвящена выяснению возможности применения техники комбинированного разряда для управления накачкой CO_2 лазера, работающего в режиме диффузионного охлаждения. В простом по конструкции лазере удалось обеспечить условия по поддержанию несамостоятельного объемного разряда, что позволило реализовать оптимальные по E/p условиям возбуждения активной среды CO_2 лазера и импульсно-периодический режим работы с управляемой длительностью импульса излучения более 10^{-4} с и частотой повторения импульсов 10^2 – 10^3 Гц.

Ионизация среды лазера осуществлялась с помощью емкостного разряда [4]. Разрядная трубка помещалась между обкладками конденсатора, образованного электродами из медной фольги, наклеенными на внешнюю поверхность трубки, шириной равной ее диаметру симметрично с двух сторон трубки. На электроды подавались пакеты из 3–10 импульсов длительностью 0.1 мкс, амплитудой 2–10 кВ. Частота следования пакетов импульсов 30–100 Гц, частота следования импульсов в пакете $f_n = 10^4$ Гц. На торцах трубки в ее расширительной части установлены электроды основного разряда в виде полых медных цилиндров диаметром, равным внутреннему диаметру трубки l , к которым прикладывалось постоянное напряжение $U_p = 4$ –8 кВ. Трубка заполнялась смесью углекислого газа, азота и гелия в отношении 1:9:20, давление газа 0.035–0.1 атм. В экспериментах использовались технически чистые газы.

При наложении импульсного напряжения U_i более 2 кВ в трубке зажигался разряд. На рис. 1 представлены типичные зависимости тока разряда I_p от U_p для различных значений U_i .

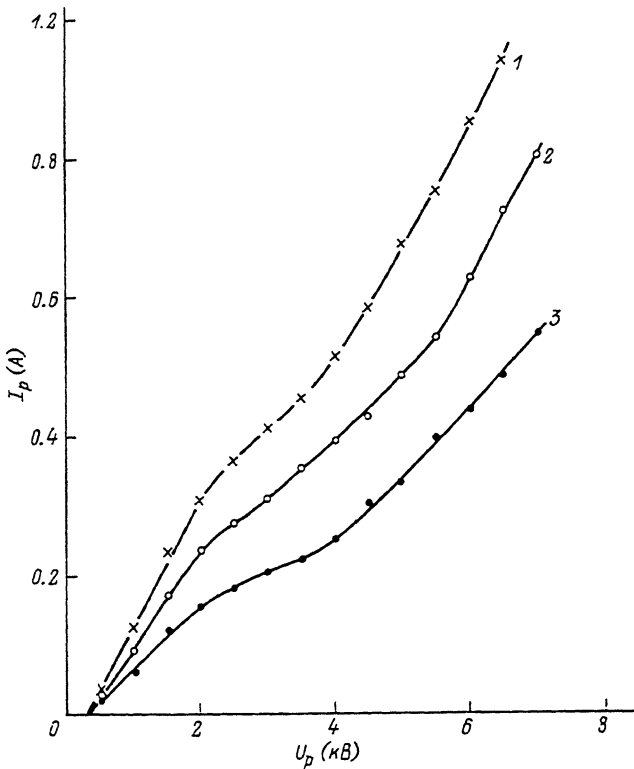


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика разряда $l = 3.15$ см, $p = 0.075$ атм, 1 - $U_i = 5$ кВ, 2 - $U_i = 7$ кВ, 3 - $U_i = 9$ кВ.

Из рис. 1 видно, что вольтамперные характеристики близки к прямым, сопротивление разряда является функцией U_i . Это свидетельствует о несамостоятельной форме разряда. При $I_p \rightarrow 0$ $U_p \sim 300$ В, что близко к величине нормального катодного падения напряжения.

При превышении некоторой величины U_p визуально наблюдалось формирование в трубке ярко светящегося шнура. На рис. 2 приведены зависимости предельной величины удельного энерговклада в однородную форму разряда W_{np} от U_i для различных значений p и l . Приведенные на рис. 2 данные свидетельствуют о том, что при давлении газа менее 0.1 атм за импульс вкладывается 200-600 Дж/л атм, что достаточно для эффективной работы CO_2 лазера. Период повторения пакетов импульсов выбран больше характерного времени остывания газа. Это позволило реализовать частотно-импульсный режим работы CO_2 лазера с диффузионным охлаждением среды. Трубка помещалась между полупрозрачным

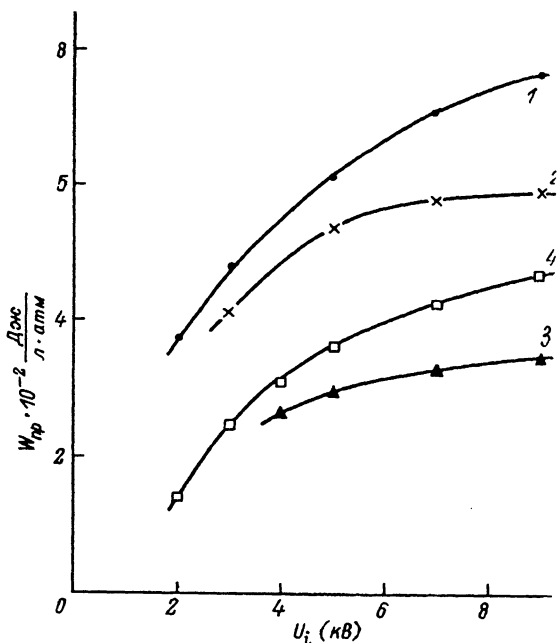


Рис. 2. Зависимость предельного энерговклада $W_{пр}$ от U_i длительность пакета 1 мс, частота повторения пакетов 30 Гц, $l = 1.6$ см, 1 - $p = 0.035$ атм, 2 - $p = 0.05$ атм, 3 - $p = 0.1$ атм; 4 - $l = 3.15$ см, $p = 0.05$ атм.

зеркалом из $ZnSe$ и непрозрачным из меди. При давлении газа 30 Тор величина средней мощности излучения с единицы длины трубки составила 50 Вт/м (импульсная мощность 500 Вт/м).

Импульсная мощность излучения лазера определяется мощностью накачки, которая в несамостоятельном разряде ограничена величиной концентрации электронов n_e . Оценим среднее значение \bar{n}_e для комбинированного разряда, предполагая разряд однородным. В течение ионизирующего импульса для n_e имеем

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha \frac{I}{eS}, \quad (1)$$

где α - первый коэффициент Таунсенда, I - ток в цепи емкостного разряда, e - заряд электрона, S - площадь электродов.

Уравнение для электрической цепи разряда имеет вид

$$\frac{dU}{dt} + \frac{I}{C} = 0, \quad (2)$$

где U - напряжение на плазме, C - емкость, $C \approx \frac{\epsilon S}{2d}$, ϵ - диэлектрическая проницаемость материала, из которого изготовлена трубка, d - толщина стенки трубки.

В начальный момент времени при плотности плазмы n_{en} к электродам прикладывается напряжение U_i .

Интегрируя (1)-(2), имеем

$$n_e - n_{en} = - \frac{\epsilon}{2ed} \int_{U_i}^U dU. \quad (3)$$

Используя обычную для d аппроксимацию [5] $\frac{d}{P} = A e^{-B \frac{P}{\epsilon}}$, имеем в конце ионизирующего импульса ($n_e = n_{e0}$, $U \approx 0$)

$$n_{e0} - n_{en} = A \frac{\epsilon U_i P}{2ed} F(x), \quad (4)$$

где $F(x) = e^{-x} + x E_i(-x)$, $x = \frac{B P d}{U_i}$.

В паузе между импульсами длительность $T = 1/f_n$ плазма распадается по рекомбинационному закону от n_{e0} до n_{en} ; $n_{e0}/n_{en} = 1 + \beta n_{e0} T$ (β - коэффициент рекомбинации). После нескольких импульсов между ионизацией и рекомбинацией устанавливается равновесие, характеризующееся соотношением

$$\frac{\beta n_{e0}^2}{f_n + \beta n_{e0}} = A \frac{\epsilon U_i P}{2ed} F(x). \quad (5)$$

Для средней плотности электронов в пакете имеем при $\beta n_{e0} T \gg 1$

$$\bar{n}_e = \frac{1}{\beta T} \ln \left(1 + \beta T A \frac{\epsilon U_i P}{2ed} F(x) \right), \quad (6)$$

при $\beta n_{e0} T \ll 1$

$$\bar{n}_e \approx \sqrt{\frac{1}{\beta T} A \frac{\epsilon U_i P}{2ed} F(x)}. \quad (7)$$

Возможность достижения высоких импульсных мощностей в комбинированном разряде ограничена несколькими причинами. Увеличение \bar{n}_e за счет увеличения частоты следования импульсов и напряжения U_i ограничено предельными характеристиками коммутатора в цепи емкостного разряда. Некоторое увеличение \bar{n}_e может быть достигнуто за счет уменьшения β путем повышения степени чистоты газа и поверхности трубки. (В работе путем повышения чистоты поверхности трубки удалось достичь $\beta = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$). Увеличить \bar{n}_e можно за счет геометрических факторов. Из (4) следует, что в трубках из более тонкого

диэлектрика можно достичь больших значений n_e . Однако d ограничена, поскольку стенка трубки должна выдерживать перепад давлений между окружающей средой и разрядом. Цилиндрическая геометрия канала в этом отношении более предпочтительна, чем, например, прямоугольная, которая использовалась в [4], где толщина стенки составляла 1 см. Это обстоятельство, на наш взгляд, позволило в данной работе при $d = 2$ мм получить максимальную величину $n_{e0} \sim 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³, что более чем на порядок превышает n_{e0} в [4].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г о л у б е в В.С., Л е б е д е в А.Ф. // Физические основы технологических лазеров. М.: Высшая школа, 1987.
- [2] R e i l l y J.P. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 8. P. 3411-3416.
- [3] H i l l A.E. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 22. N 12. P. 670-673.
- [4] Г е н е р а л о в А.Н., З и м а к о в В.П., К о с ы н - к и н В.Д., Р а й з е р Ю.П., Р о й т е н б у р г Д.И. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. В. 9. С. 431-435.
- [5] D u t t o n J. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V. 4. N 3. P. 577-856.

Поступило в Редакцию
25 апреля 1991 г.