

Нестационарные условия генерации перестраиваемых Рамановых частот

М. Г. Гроздан, Л. Н. Павлов, К. В. Стаменов, П. Г. Хаджийски

(Резюме)

Исследовано вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) в абсолютном спирте при двух характерных режимах возбуждения — монохроматическом и шумовом, с учетом существенных нестационарных процессов. Проведен теоретический анализ интенсивности и ширины спектра стоксовой компоненты в условиях квазистатистического и нестационарного режима. Экспериментально определены коэффициент усиления ВКР $g = 4,1$ см/ГВт и пороговая мощность $I_p \sim 1,7$ ГВт/см² при монохроматической накачке. С помощью лазера на красителе осуществлена перенастройка первой стоксовой компоненты. Зарегистрированный спектр ВКР при монохроматическом и шумовом возбуждении хорошо согласуется с теорией. Получены количественные оценки для использования перестраиваемых Рамановых частот при исследовании нелинейных эффектов в парах металлов и газах.

Об оптимальных условиях работы ТЕА СО₂-лазера с двойным разрядом в присутствии ксилола

М. Д. Петрова, В. Й. Стефанов, Х. И. Христов

Институт электроники, Институт математики и механики БАН, София

Экспериментально и теоретически исследованы усиление и выходная мощность в модифицированном ТЕА СО₂-лазере типа Дюменшина, работающего в присутствии ксилола при атмосферном давлении. С использованием подходящей схемы питания получен стабильный тлеющий разряд. Предложен метод решения системы кинетических уравнений, описывающих динамику лазера.

Одним из способов получения стабильного гомогенного разряда в ТЕА СО₂-лазере при повышенном давлении газовой смеси является ионизация ультрафиолетовым светом легко ионизируемых примесей в объеме разряда, таких как ксилол, трипропиламин и др. В работах [1—6] эти примеси добавлялись к газовой смеси ТЕА СО₂-лазера с протоком газа. Для получения импульсного ультрафиолетового излучения использовались различные вспомогательные разряды.

В настоящей работе даются результаты исследования непроточного модифицированного ТЕА СО₂-лазера с двойным разрядом типа Дюменшина [7], работающего при атмосферном давлении. В качестве легко ионизируемой примеси использовались пары технического ксилола. Экспериментально и теоретически найдены оптимальные условия работы лазера. Иссле-

довано влияние состава рабочей смеси газов при атмосферном давлении на коэффициент усиления среды и на выходную мощность лазера.

Для нахождения оптимальных условий работы лазера нами использовались теоретическая модель и система кинетических уравнений, предложенные в работе [8]. Влияние ксилдола пренебрегалось. Ввиду больших значений параметров, которые делают решение системы невозможным, мы предлагаем использовать следующий метод решения.

Поскольку условие $N_c / 0$ всегда выполняется, тогда как N_n может принимать значение 0, вводим безразмерные переменные

$$n_i = N_c y_i (i = 1, 2, 3); \quad N = N_c y_4; \quad q = N_c y_5; \quad t' = \tau t,$$

где $n_i (i = 1, 2, 3)$ — плотность населенности i -ого уровня молекулы CO_2 ; $N_c = n_0 + n_1 + n_2 + n_3$ — общее число молекул CO_2 (n_0, n_1, n_2, n_3 — плотности населенности основного (000), верхнего (001) и нижних (100) и (010) уровней соответственно); N_n, N_0, N — общее число молекул азота, где N_n и N — плотности населенности основного и первого колебательного уровней; q — плотности фотонов. После этой замены получаем следующую систему кинетических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dy_1}{dt} &= \alpha_1 \tau W(t) (1 - y_1 - y_2 - y_3 - f y_4) + k N_c \tau [y_3 - \gamma y_1 - y_4 (y_2 + y_3)] \\ &\quad - k_{12} \tau y_1 - S \gamma N_c \tau y_5 (y_1 - y_2), \\ \frac{dy_2}{dt} &= S \gamma N_c \tau y_5 (y_1 - y_2) - k_{21} \tau y_2, \\ \frac{dy_3}{dt} &= k_{21} \tau y_2 - k_{32} \tau y_3 + k_{31} \tau y_1, \\ (1) \quad \frac{dy_4}{dt} &= \beta_1 \tau W(t) (1 - y_4 - f y_4) - k N_c \tau [y_4 - \gamma y_1 - y_4 (y_2 + y_3)], \\ \frac{dy_5}{dt} &= S \gamma N_c \tau y_5 (y_1 - y_2) - \omega \tau y_5 - D \tau y_5. \end{aligned}$$

Здесь $\alpha = \alpha_1 W(t)$ — эффективная скорость возбуждения верхнего лазерного уровня электронами; $\beta = \beta_1 W(t)$ — эффективная скорость возбуждения первого колебательного состояния азота;

$$\alpha_1 = n_{e0} \delta_1, \quad \beta_1 = n_{e0} \delta_2; \quad W(t) = \begin{cases} 1 & t \leq t', \\ 0 & t > t', \end{cases}$$

τ — продолжительность разрядного тока; n_{e0} — максимальная плотность электронов; δ_1 и δ_2 — эффективные скорости возбуждения состояний (001) CO_2 и $(V-1) N_2$ электронным ударом; $f = \exp(E/E_0)$, E — энергия состояния (001); E_0 — средняя электронная энергия; k — константа передачи колебательной энергии между CO_2 и N_2 ; $\gamma = N_n/N_c$; k_2, k_3, k_{12} — эффективные скорости релаксации уровней (100), (010) и (001) соответственно; $S \gamma = c \sigma q / L$ — скорость стимулированной эмиссии, где l — длина разрядной усилительной секции, σ — сечение лазерного перехода, $\sigma = 10^{-19} \text{ см}^2$; L — длина резонатора; $\omega = (c/2L) \ln(R_1/R_2)$ — скорость затухания резонатора, R_1 и R_2 — коэффициенты отражения зеркал; D — скорость спонтанной эмиссии, $D = 10^{-10} \text{ с}^{-1}$.

Все коэффициенты системы (1) находятся в приемлемых численных границах, кроме $k N_c \tau$, который меняется в пределах от 10^{26} до 10^{28} . Положим

$$a_1 \tau \quad a, \quad \beta_1 \tau \quad b, \quad k_{13} \tau \quad c_{13}, \quad k_2 \tau \quad c_2, \quad k_3 \tau \quad c_3,$$

$$SN_c \tau \quad s, \quad m \tau \quad m, \quad D \tau \quad d, \quad kN_c \tau \quad \frac{1}{f}, \quad 1+f \quad f_1.$$

Переходя к пределу $\epsilon \rightarrow 0$ и суммируя первое и четвертое уравнения, получаем одно функциональное и четыре дифференциальных уравнения, в которых уже нет больших параметров. Если положим

$$z_1 = y_1 + y_4, \quad z_2 = y_2, \quad z_3 = y_3, \quad z_4 = y_5$$

и учтем, что тогда

$$y_1 = \frac{1-z_2-z_3}{1+\gamma-z_2-z_3} \cdot z_1, \quad y_4 = \frac{\gamma}{1+\gamma-z_2-z_3} \cdot z_1,$$

то систему (1) можно записать следующим образом:

$$\frac{dz_1}{dt} = W(t) \left\{ a \left[1 - f_1 \frac{1-z_2-z_3}{1+\gamma-z_2-z_3} \cdot z_1 - z_2 - z_3 \right] + b \left[1 - f_1 \frac{\gamma}{1+\gamma-z_2-z_3} \cdot z_1 \right] \right\} - c_{13} \frac{1-z_2-z_3}{1+\gamma-z_2-z_3} \cdot z_1 - Sz_4 \left[\frac{1-z_2-z_3}{1+\gamma-z_2-z_3} \cdot z_1 - z_2 \right],$$

$$(2) \quad \frac{dz_2}{dt} = Sz_4 \left[\frac{1-z_2-z_3}{1+\gamma-z_2-z_3} \cdot z_1 - z_2 \right] - c_2 z_2,$$

$$\frac{dz_3}{dt} = c_1 z_2 - c_3 z_3 + c_{13} \frac{1-z_2-z_3}{1+\gamma-z_2-z_3} \cdot z_1$$

$$\frac{dz_4}{dt} = Sz_4 \left[\frac{1-z_2-z_3}{1+\gamma-z_2-z_3} \cdot z_1 - z_2 \right] - mz_4 + d \frac{1-z_2-z_3}{1+\gamma-z_2-z_3} \cdot z_1.$$

В этом же виде система (2) была получена путем использования формального асимптотического метода двухмасштабных разложений Коулмана [9].

Система (2) решалась на ЭВМ модифицированным методом Рунге-Кутты. Были получены плотности населенности $n_1, N_c, n_2, N_c, n_3/N_c$, выходная мощность лазера и коэффициент усиления $a \sigma(n_1 - n_2)$ для газовых смесей $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ и $\text{CO}_2\text{-He}$ при атмосферном давлении. Отношение $\zeta = \text{CO}_2 / (\text{CO}_2 + \text{N}_2)$ менялось в пределах от 0,33 до 0,67. Из измеренной величины разрядного тока было получено для τ значение 10^{-10} с, а для максимальной плотности электронов — $n_{e0} = 7,5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, причем это значение не менялось с изменением ζ . Выходная мощность вычислялась из выражения [8]

$$P = - \frac{h\nu c \Gamma \ln R_1}{2L(\Gamma + A)},$$

где R_1, T и A — коэффициенты отражения, пропускания и поглощения выходного зеркала соответственно ($R_1 = 0,95, T = 0,05$ и $A = 0,01$). Скоростные константы возбуждения и релаксации были взяты из [8] и [10].

Результаты расчета иллюстрированы на рис. 1 и 2. Первый рисунок показывает изменение во времени относительных плотностей населенности верхнего (001) и нижних (100) и (010) лазерных уровней (в процентах) для газовой смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} = 50 + 50 + 600 \text{ Torr}$. Из графиков видно, что максимальная плотность инверсной населенности достигается через $0,86 \cdot 10^{-6}$ с, после чего плотности населенности уровней (100) и (010) нарастают, достигают максимума, а затем затухают с различными скоростями так, что $k_3 < k_2$.

Коэффициент усиления и выходная мощность лазера как функции времени для различных газовых смесей показаны на рис. 2. Видно, что для различных смесей запаздывание генерации, длина импульса, максимальная выходная мощность и максимальный коэффициент усиления различны. Уси-

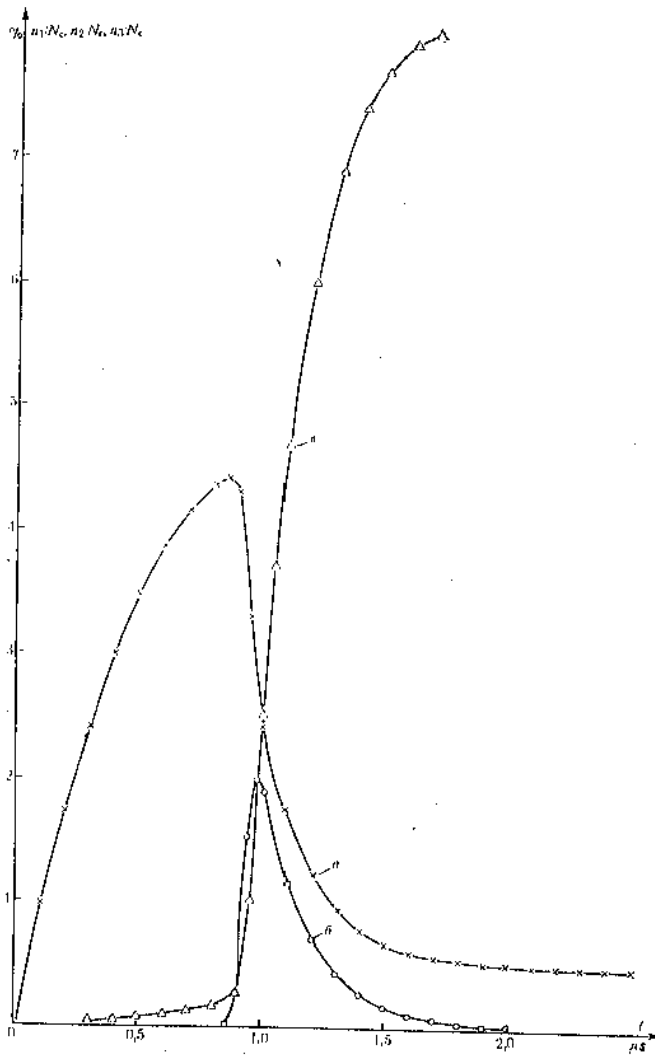
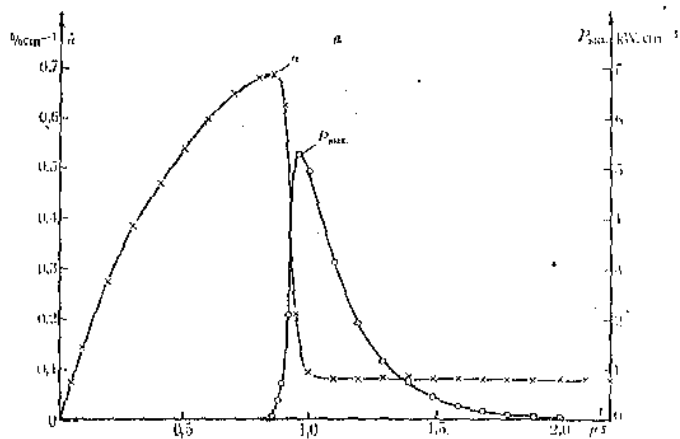


Рис. 1. Расчетные зависимости от времени относительных плотностей населения (в процентах) верхнего (001) и нижних (100) и (010) лазерных уровней (соответственно кривые а, б и в) для газовой смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} = 50 + 50 + 600$ Торг

ление и выходная мощность максимальны при величине $\zeta = 0,67$, что согласуется с результатами работы [8], и минимальны для смеси без азота. Зависимость времени запаздывания генерации от усиления [11] для четырех случаев также различна.

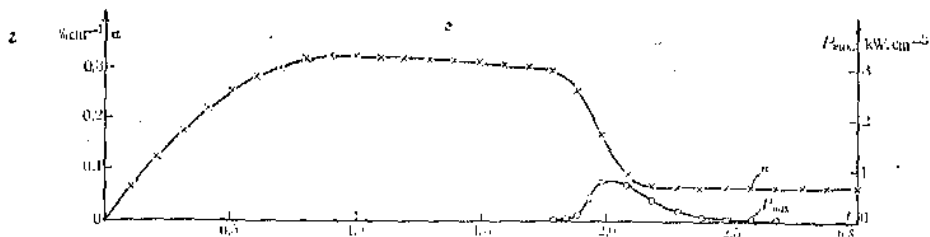
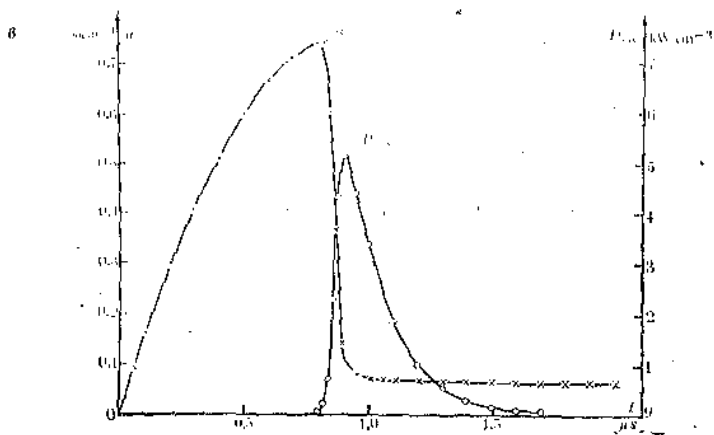
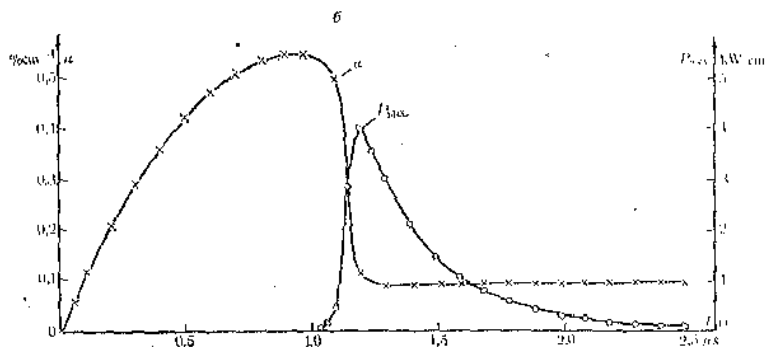
Рис. 2. Расчетные зависимости усиления в выходной мощности от времени для смесей

а) $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} = 50 + 50 + 600$ Torr,



б) $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} = 33 + 67 + 600$ Torr,

в) $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} = 67 + 33 + 600$ Torr,
 г) $\text{CO}_2 + \text{He} = 50 + 650$ Torr



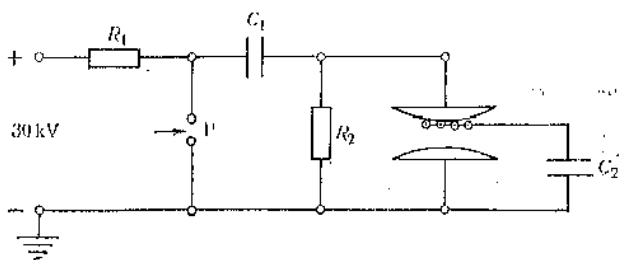
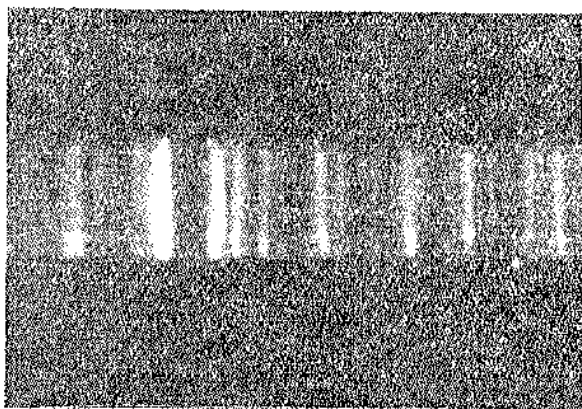
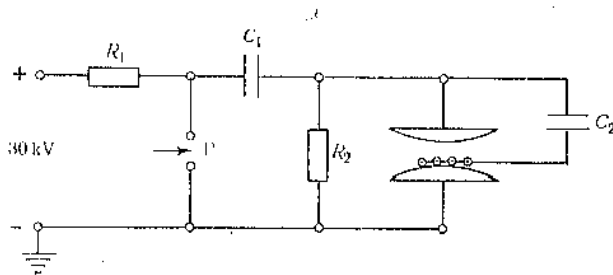
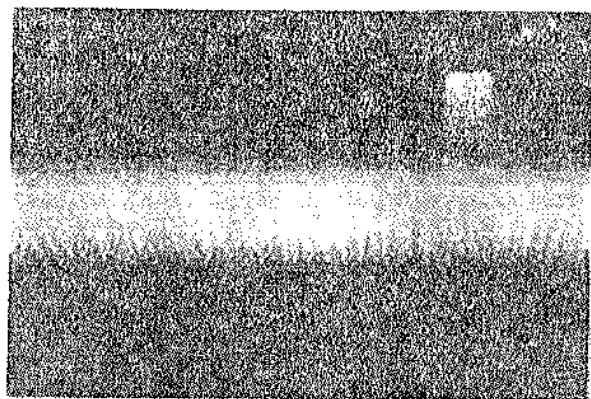


Рис. 3. Электрическая схема питания и свечение разряда
 R_1 и R_2 — зарядные сопротивления, P — разрядник,
 $C_1 = 0,01 \mu\text{F}$, $C_2 = 1880 \text{ pF}$

Для проверки результатов расчета был проведен эксперимент на ТЕА CO_2 -лазере. Электроды имели профиль Роговского и были изготовлены из латуни. На поверхности одного из электродов были размещены тонкие стеклянные трубочки, через которые проходили никелевые проволочки диаметром

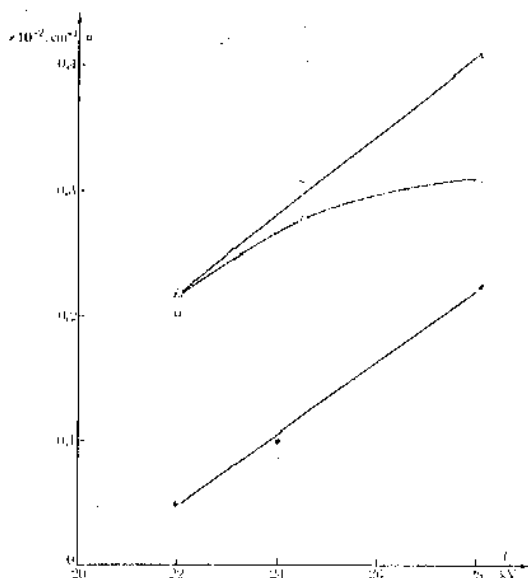


Рис. 4. Экспериментальные зависимости усиления от напряжения зарядки для различных смесей. Кривые — X —, — O —, — — — относятся к смесям а) — б) рисунка 2, соответственно

0,2 мм. Расстояние между электродами равнялось 1,8 см, объем разряда был $1,8 \times 1,8 \times 28,8 \text{ см}^3$. Резонатор лазера был сделан из двух сферических зеркал (с радиусом кривизны 2,5 м, с золотом покрытием и коэффициентами отражения 0,98 и 0,95), расставленных на расстоянии 72 см. Выходное зеркало имело отверстие диаметром 3 мм. Для регистрации формы лазерного импульса был использован германиевый детектор, охлаждаемый жидким азотом. Энергия излучения измерялась калориметром ИМО-2. Коэффициент усиления определялся по методу калиброванных потерь [12].

Поперечное сечение лазера, две схемы питания а и б и свечение разряда представлены на рис. 3. Из фотографии свечения видно, что в случае а, когда катодом является электрод без проволочек, разряд более однороден, чем в случае б. Необходимо отметить, что измеренный в схеме а коэффициент усиления в два раза больше, чем в схеме б, поэтому в расчетах были использованы результаты экспериментов с первой схемой питания. Улучшение однородности разряда при атмосферном давлении можно объяснить фотоионизацией под действием ультрафиолетового излучения коронного разряда [3], предварительной объемной ионизацией при разрядке конденсатора C_2 [13] и шероховатостью поверхности катода [14] (рис. 3а). Присутствие ксилола можно связать с созданием необходимой пороговой концентрации электронов для развития объемного самостоятельного разряда [15]. Это подтверждается фактом, что без ксилола вместо однородного разряда всегда получается дуга.

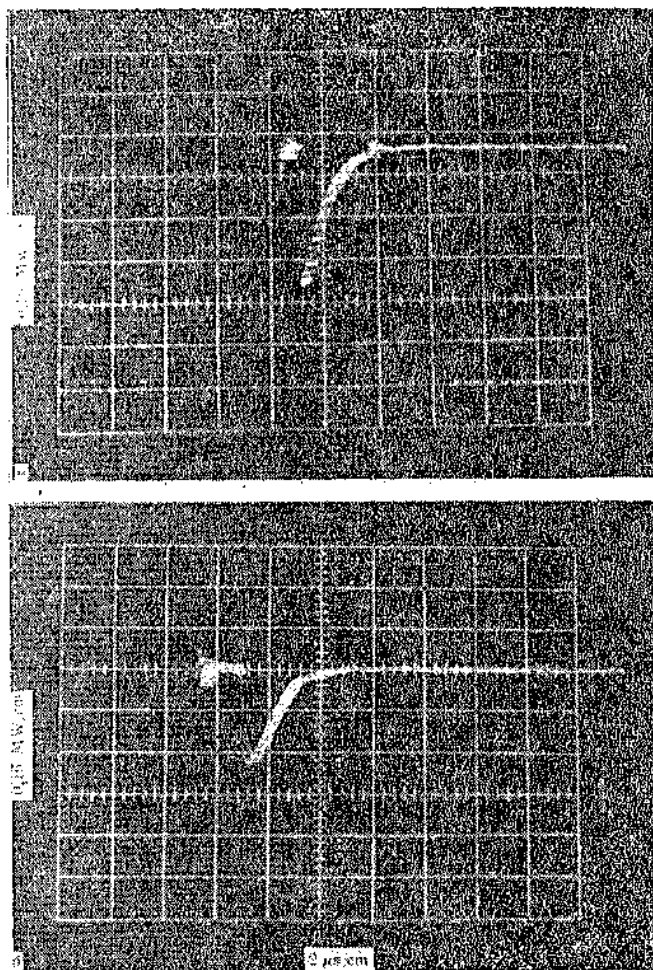


Рис. 5. Осциллограммы импульса генерации для смесей:
 а) $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} = 57 + 33 + 600 \text{ Torr}$,
 б) $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} = 33 + 67 + 600 \text{ Torr}$

В экспериментах использовалась газовая смесь при атмосферном давлении без протока, которая менялась через каждые 1—2 выстрела. Первыми в разрядной трубке дозировались пары технического ксилола при давлении порядка 1 Torr, после чего добавлялись другие газы (CO_2 , N_2 , He). Было установлено, что нужно около 10 минут для перемешивания газа. Если это условие не выполнялось или не добавлялся ксилол, всегда появлялся дуговой разряд. Временные зависимости разрядного тока и напряжения снимались с помощью пояса Роговского, емкостного делителя и осциллографа С8-2.

На рис. 4 представлены экспериментальные результаты измерения усиления в газовых смесях в зависимости от напряжения зарядки конденсатора C_1 . Видно, что для смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He} = 50 + 50 + 600 \text{ Torr}$ примерно в два раза больше, чем для смеси $\text{CO}_2 + \text{He} = 50 + 650 \text{ Torr}$, что качественно сов-

падает с расчетами. Измеренные максимальная выходная энергия в импульсе (около 300 нДж) и выходная мощность (около 0,5 MW) также находятся в согласии с расчетами. Эффективность лазера была порядка 8%. Расхождение между экспериментальными и теоретическими результатами можно отнести за счет влияния диссоциации молекул CO₂, паров ксилола и нагревания газа, которые не были учтены в расчетах.

На рис. 5 показаны осциллограммы импульса генерации для двух смесей. Видно, что запаздывание во времени и характеристики импульсов подобны расчетным.

Для возбуждения газовых смесей при атмосферном давлении в присутствии ксилола был испробован и LC-инверсионный генератор, но разряд в этом случае был подобен разряду в схеме б рисунка 3.

В заключение можно сделать вывод, что предложенный нами метод позволяет проще и удобнее решить рассматриваемую систему нелинейных дифференциальных уравнений. Пары ксилола при облучении приводят к созданию необходимой пороговой концентрации электронов для развития объемного самостоятельного разряда в двухразрядной системе при атмосферном давлении. Экспериментальные и теоретические результаты показывают, что использованная теоретическая модель описывает с хорошим приближением динамику лазера и может служить основой для практических расчетов.

Авторы выражают свою благодарность Е. Т. Гошеву за его участие в составлении программ для ЭВМ.

Литература

1. Boulange, P., A. Heym, J. Mayor und Z. A. Pietrzyk. — Z. für angewandte Mathematik und Physik, 24 (1923), 439.
2. Apostol, I., G. C. Dragulinescu, I. N. Mihailescu, A. Niloi — Rev. Roum. Phys., 18 (1973), 1185.
3. Бычков, Ю. И., В. П. Кудряшов, В. В. Осипов. — Квантовая электроника, 1 (1974), 1256.
4. Yamabe, Ch., E. Setoyama, M. Yokoyama, Ch. Yamataka. — Japan. J. Appl. Phys., 13 (1974), 569.
5. Domey, J. — Rev. Scient. Instr., 46 (1975), 811.
6. Reits, B. J., A. H. M. Olbertz. — Appl. Phys. Lett., 27 (1975), 24.
7. Dumanchin, R., J. C. Farcy, M. Michon, J. Rocca Serra. — Int. Quant. Electr. Conf., Kyoto, Japan (1970); Laser Focus, 7 (1971), 32.
8. Andrews, K. J., P. E. Dyer, D. J. James. — J. Phys. E., Scient. Instr., 8 (1975), 493.
9. Коул, С. Методы возмущений в прикладной математике, М., Мир, 1972.
10. Nighan, W. L. — Physical Review A, 2 (1970), 1989.
11. Reid, J., B. K. Garside, E. A. Ballik. — IEEE J. Quant. Electr., QE-8 (1972), 449.
12. Баранов, В. Ю., В. М. Борисов, А. П. Стрельцов. — ПТЭ, 5 (1973), 188.
13. Tulip, J., H. J. Seguin, W. Faszer. — IEEE Quant. Electr., QE-12 (1976), 155.
14. Karasikov, N., J. Shamir. — IEEE Quant. Electr., QE-12 (1976), 257.
15. Борисов, В. М., Ю. А. Сатов, В. В. Судаков. — Квантовая электроника, 11 (1976), 2460.

Поступила в редакцию 14 февраля 1977 г.

Optimum Operational Conditions of a TEA CO₂-Laser with Double Discharge at Atmospheric Pressure in the Presence of Xylene

M. D. Petrova, V. I. Stephanov and Kh. I. Khristov

(Summary)

A modified double-discharge TEA CO₂-laser type Dumanchin at atmospheric pressure has been investigated. A glow homogeneous discharge with a suitable discharge circuit and the addition of xylene has been achieved. The optimum conditions for this system were found theoretically and experimentally. A set of nonlinear rate equations was solved numerically for the population density of the upper and lower laser levels of CO₂ molecules, gain coefficient and laser power for various gas mixtures. A method for numerical solving of this set of equations is given. Maximum gain and peak power have been obtained for a gas mixture ratio of CO₂/CO₂+N₂ ≈ 0.67. The experimental and theoretical results are in good agreement and this is the basis for using this model to describe the dynamics and optimisation of the TEA CO₂-laser.

Неустойчивость системы тангирующий релятивистский электронный пучок — полуограниченная плазма

И. Х. Пенева

Высший педагогический институт, Шумен

А. М. Кондратенко, В. М. Куклин, В. И. Ткаченко

Харьковский государственный университет, СССР

В квазилинейном приближении исследована диссипативная неустойчивость релятивистского моноэнергетического электронного пучка малой плотности при взаимодействии с полуограниченной слабостолкновительной плазмой. Определены собственные частоты плазмы и коэффициенты усиления. Показано, что практически вся энергия, теряемая пучком в результате неустойчивости, переходит во внутреннюю энергию системы.

1. Введение

Возбуждение поверхностных волн в ограниченной плазме с резкой границей достаточно хорошо изучено (см., например, [1-6]). В реальных условиях, однако, на границе плазмы существует неоднородный переходный слой. Наличие такой неоднородности приводит к затуханию поверхностных