

- [4] Афанасьев В.В., Польский Ю.Е. // Письма в ЖТФ. 1989. № 16. С. 86-89.
- [5] Афанасьев В.В., Польский Ю.Е. // Письма в ЖТФ. 1990 (в печати).
- [6] Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М.: Наука, 1968. 660 с.
- [7] Беллман Р., Капала Р. Квазилинеаризация и нелинейные краевые задачи. М.: Мир, 1968. 183 с.
- [8] Ваврив Д.Н., Третьяков О.А., Чернышев И.Ю. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 10. С. 903-908.

Поступило в Редакцию
3 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 11

12 июня 1990 г.

04; 07

© 1990

АКТИВНАЯ СРЕДА, ОБЕСПЕЧИВАЮЩАЯ ДИФРАКЦИОННУЮ РАСХОДИМОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННОГО CO_2 -ЛАЗЕРА

И.В. Глуких, А.И. Дутов,
С.В. Федоров, В.Н. Чирков,
М.С. Юрьев, И.Л. Ячнев

Расходимость излучения импульсного электроионизационного CO_2 -лазера (ЭИЛ) атмосферного давления с длительностью накачки $\tau_H \geq 10$ мкс при удельном энергокладе $q_H = 200$ Дж/л и энергосъеме $q_r = 20-30$ Дж/л в несколько раз превышает дифракционный предел даже при использовании неустойчивого телескопического резонатора [1]. Связано это с возникновением в активной среде (АС) в течение τ_H сильных оптических неоднородностей. Среди механизмов, ответственных за ухудшение оптического качества АС, особую роль играет тепловое самовоздействие (СВ) излучения [2, 3]. Наиболее неблагоприятным следствием СВ является образование в объеме АС мелкомасштабных оптических неоднородностей [3], которые вызывают труднокомпенсируемые искажения волнового фронта излучения. В связи с этим особый интерес вызывает возможность подавления СВ. Анализ такой возможности и ее экспериментальная проверка являлись целью работы, главные результаты которой излагаются в настоящем сообщении.

Если в АС импульсного CO_2 -лазера возникает мелкомасштабное возмущение интенсивности $\sigma_r(x)$, то его развитие во времени

m	δ_T	$(n_0 - 1) \times 10^4$	ξ , МКС ⁻¹	G , см ⁻¹	$q_T^{\text{расч}}$, Дж/п	$q_T^{\text{эксп}}$, Дж/п
0	0.0314	3.29	0.584	1.51	3.4	5.4*
1	0.136	2.30	1.94	4.58	17.2	-
2	0.142	1.80	1.84	4.04	21.2	25
4	0.148	1.31	1.76	3.50	24.2	28
6	0.128	1.06	1.38	2.59	25.2	29.5
8	0.117	0.91	1.21	2.18	24.7	29.5
$CO_2:N_2:He=$ $1:2:3$	0.169	1.69	2.32	4.80	25.5	27.2

* - $CO_2 : N_2 = 1 : 3$

описывается выражением:

$$v(x, t) = v_0 \cdot \exp(\xi t), \quad (1)$$

$$\text{где } \xi = \left[\sqrt{2cG + (\Gamma_T - \Gamma_1)^2} - (\Gamma_T + \Gamma_1) \right] / 2. \quad (2)$$

Величина G характеризует нелинейный фазовый набег и определяется следующими соотношениями:

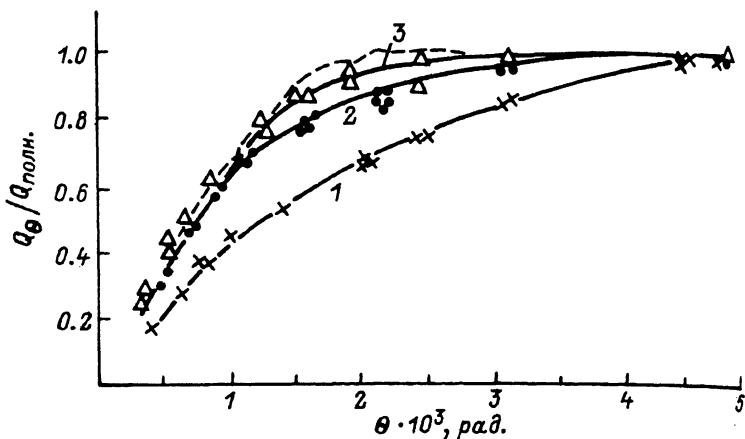
$$G = K(n_0 - 1)(1 - \mu^{-1}) \delta_T;$$

$$\delta_T = I/t \cdot \int_0^i [I(t) \alpha_H(t) / P(t)] dt. \quad (3)$$

В (1-3) x, t - поперечная координата и время, c - скорость звука, $K = 2\pi/\lambda$, λ - длина волны излучения, n_0 - показатель преломления, μ - показатель адиабаты, δ_T характеризует светиндуцированный нагрев среды [4], α_H - насыщенный коэффициент усиления, P - давление, I - интенсивность излучения, $\Gamma_1 = \Gamma \cdot k_{\perp}^2$, Γ - константа затухания звука, k_{\perp} - волновое число возмущения, Γ_T - полуразность потерь рассеянного излучения и основной моды резонатора. Для НТР с базой L_T , увеличением M , длиной АС L и ее апертурой a

$$\Gamma_T = c_0 \cdot \ln [I + k_{\perp} L_T (I + I/2M) / ka] / 2L. \quad (4)$$

Выражение для G получено на основе подхода, развитого в [5] и уточненного путем учета итерационности процессов тепловыделения и съема инверсии. При переходе от коэффициента усиления рассеянного излучения к временному инкременту нарастания возмущений в резонаторе использован прием, предложенный в [6]. Миними-



Угловое распределение энергии: 1 - $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 3$, $q_r = 35$ Дж/п; 2 - $1 : 1 : 8$, 36 Дж/п; 3 - $1 : 1 : 8$, 23 Дж/п, с апертурной диафрагмой.

зация ξ проводилась путем подбора состава рабочей смеси. В таблице представлены результаты расчетов ξ , S_T и q_r , выполненных для $q_H = 200$ Дж/п, $T_H = 30$ мкс, $M = 2$, $L = 1$ м и ряда смесей $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : m$, ($m = 0, 1, \dots, 8$), обеспечивающего убывающую последовательность параметра $(n_0 - 1)$. Там же для сравнения приведены данные, соответствующие смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 3$, считавшейся энергетически оптимальной для CO_2 - ЭИЛ [7]. Минимальное значение ξ соответствует $m = 0$ и обусловлено малостью светоиндуцированного нагрева среды S_T . Но в отсутствие He падает энергосъем, что снижает практическую ценность безгелиевой смеси. Величина ξ достигает максимума при $m = 1$, а затем монотонно убывает с ростом m из-за уменьшения главным образом параметра $(n_0 - 1)$. Оптимальная совокупность значений ξ и q_r соответствует смесям $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 6 - 1 : 1 : 8$.

Эксперименты проведены на CO_2 - ЭИЛ [9] с объемом АС 10 л. Неустойчивый телескопический резонатор, располагавшийся внутри разрядной камеры, формировал лазерный пучок с наружным сечением $(8 \times 8 \text{ см}^2)$, меньшим сечения разрядного промежутка $(10 \times 20 \text{ см}^2)$, благодаря чему исключалось влияние катодной и анодной волн на расходимость излучения. Расходимость излучения определялась в серии импульсов путем регистрации доли энергии излучения, прошедшей через калиброванную диафрагму, расположенную в плоскости фокусировки пучка. Значения q_r , измеренные для некоторых смесей, приведены в таблице. Угловые распределения энергии, полученные на смесях $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$ и $1 : 2 : 3$ при

$M = 1.5$, $q_H = 200$ Дж/л и $\tau_H = 30$ мкс, представлены на рисунке. Штриховая кривая соответствует дифракции плоской волны на выходной апертуре резонатора. Переход от смеси $CO_2 : N_2 : He = 1:2:3$ к смеси, богатой He , приводит к 2^x -кратному уменьшению расходимости излучения по уровню 0.8 полной энергии ($\theta_{0.8}$), которая не изменяется при варьировании q_H в пределах 150–200 Дж/л и сокращении τ_H от 30 до 15 мкс. Дополнительное уменьшение расходимости излучения достигнуто с диафрагмой, имевшей внутреннее отверстие 7×7 см², которая размещалась за выходным окном разрядной камеры и экранировала периферийную область лазерного пучка, возмущенную граничными волнами СВ. Величина q_r при этом уменьшалась на 30 %, а угол $\theta_{0.8}$ с точностью до погрешности измерений, составлявшей 7 %, совпал с дифракционным углом. Отметим, что на смеси $CO_2 : N_2 : He = 1:2:3$ улучшения расходимости излучения с апертурной диафрагмой не происходило, поскольку сохранялось СВ в объеме АС. Близкая к дифракционной расходимость излучения реализуется на смеси $CO_2 : N_2 : He = 1:1:8$ и с $M = 2$ и $M = 3$. Практически такие же пространственно-энергетические параметры излучения обеспечивают смесь $CO_2 : N_2 : He = 1:1:6$.

Таким образом, в результате проведенных исследований найдены рабочие смеси, позволяющие получать расходимость излучения CO_2 - ЭИЛ, близкую к дифракционной, при высоком удельном энергоусе, характерном для традиционно используемых смесей.

Авторы благодарят М.Н. Гордееву за расчеты энергетических характеристик смесей.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Глухих И.В., Горячкин Д.А., Дутов А.И., Капанин В.П., Козловская И.М., Чирков В.Н., Шерстобитов В.Е., Ячнев И.Л. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 4. С. 240–243.
- [2] Robert S.A., Lambertson H.M. // J. Phys. D. 1980. V. 13. P. 1383–1390.
- [3] Димаков С.А., Малахов Л.Н., Шерстобитов В.Е., Яшуков В.П. // Квантовая электроника, 1983. В. 10. № 2. С. 397–402.
- [4] Юрьев М.С. // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 62, В. 1. С. 136–139.
- [5] Федоров С.В., Юрьев М.С. // Квантовая электроника, 1987. Т. 14. № 7. С. 1373–1379.
- [6] Напартович А.П., Орлов Е.П. // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1987. Т. 51. № 8. С. 1309–1317.
- [7] Данилычев В.А., Керимов О.М., Ковш И.Б. // Итоги науки и техники. Радиотехника. 1977. Т. 12. С. 5–126.
- [8] Белоусова И.М., Глухих И.В., Дутов А.И., Курзенков В.Н., Чирков В.Н., Ячнев И.Л. // Квантовая электроника. 1986. Т.13. С. 260–265.