

ИЗМЕРЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ БЫСТРОПРОТОЧНОГО CO₂ –ЛАЗЕРА С ВЧ- НАКАЧКОЙ В ИМПУЛЬСНО- ПЕРИОДИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

Дубров А.В., Завалов Ю.Н.

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН

E-mail: : Zavalov_Yuri@yahoo.com

The effect of isobaric enhancement of temperature fluctuation amplitude under volume-nonuniform heat generation in the turbulent flow of CO₂ laser active medium has been investigated for pulse-periodic mode of energy input. As a result the amplitude of gas density pulsations is enhanced with an increase of both specific pump power and pump pulse duration in the discharge. The experimental values of the energy input threshold were been measured and compared with the calculation results.

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди ряда важных факторов влияющих на качество лазерного пучка исследуются и мелкомасштабные неоднородности коэффициента рефракции активной среды, возникающие из-за турбулентности газового потока. В данной работе приведены результаты экспериментальных и численных исследований эффекта изобарического увеличения с ростом энерговклада амплитуды пульсаций температуры в турбулентном потоке с неоднородным по объему тепловыделением при импульсно –периодической накачке активной среды CO₂ -лазера.

Как известно, в силу особенностей высокочастотной накачки газового лазера ограничен диапазон изменения мощности энерговклада в разряд из-за трудностей согласования источника накачки с нелинейным импедансом разряда. В данном случае он не превышал значения +/-15% от номинального значения. При сохранении номинального уровня мощности накачки можно изменять уровень удельного энерговклада в пределах 1-100% путем изменения скважности накачки. Рассматривался случай, когда частота повторения импульсов не превышала пролетной частоты, чтобы не рассматривать явления «накопления» воздействия разряда на поток газа.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В экспериментах для измерения временного спектра флуктуаций плотности ионизированного газа был использован люминесцентный метод диагностики[1]. Исследовалась зависимость степени турбулиизация потока от параметров лазера в импульсно-периодическом режиме работы, а именно: частоты и длительности импульса. С этой целью пакет прикладных программ по обработке экспериментальных данных дополнен программами по медианной и частотной фильтрации. Измерения проводились для центральной по радиусу области разрядного объема ближе к концу разрядного промежутка.

На рис.1-2 приведены зависимости от масштаба l турбулентных пульсаций ср.-кв. величины относительных пульсаций плотности газа ρ (слева) и справа- измеренный коэффициент характеристической функции $Y(l)$, определенный как:

$$Y(l) = 2 \cdot \left(\frac{\delta n}{n-1} \right)^2 l^{-2/3} = 2 \cdot \Gamma_{GD}^2 \left(\frac{\delta \rho}{\rho} \right)^2 l^{-2/3}, \quad (0.1)$$

-где $\Gamma_{GD} = K_{GD} \rho / \rho_{\text{norm}} \approx 10^{-5}$ для данной газовой смеси; $n \approx 1$ – коэффициент преломления газовой среды; ρ_{norm} – плотность смеси газов при нормальных условиях. Остальные обозначения приведены в подписи к рис.1.

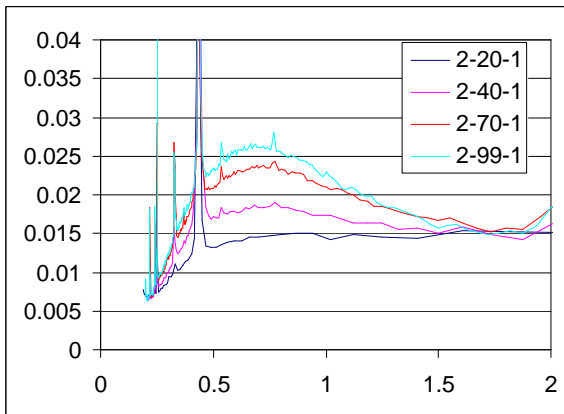


Рис.1 Зависимости среднеквадратичных относительных пульсаций плотности газа от масштаба турбулентных пульсаций, см. Частота импульсов накачки 2 кГц, скважность 20%, 40%, 70%, 99%.

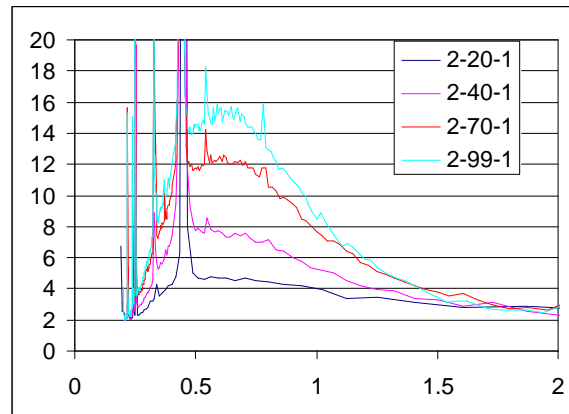


Рис.2 Зависимость вспомогательной функции $Y(l)$ от масштаба турбулентных пульсаций, см. Параметры те же, что и на рис.1.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Рассмотрим турбулентное течение с внутренними источниками диссипации энергии:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \nabla T = \vartheta \Delta T + \frac{1}{C_p \rho} Q(T, \rho). \quad (0.2)$$

В потоке с пространственной неоднородным распределением температуры турбулентные пульсации скорости могут сопровождаться изобарическими флуктуациями температуры, а, соответственно, плотности и показателя преломления. При этом ограничимся инерционным интервалом масштабов пульсации температуры, в котором можно пренебречь температуропроводностью. Тогда после линеаризации имеем:

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + \vartheta \nabla T_0 + v_0 \nabla \vartheta = - \frac{1}{C_p \rho^2} Q(T, \rho) \frac{\partial \rho}{\partial T} \vartheta + \frac{1}{C_p \rho} \left[\left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_\rho + \left(\frac{\partial Q}{\partial \rho} \right) \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_\rho \right] \vartheta, \quad (0.3)$$

или [2]:

$$\frac{\vartheta}{T_0} \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{\partial \ln Q}{\partial \ln T} \right)_\rho - \left(\frac{\partial \ln Q}{\partial \ln \rho} \right)_\rho + \frac{C_p \rho_0 v_0 T_0}{Q l} v_0} \vartheta. \quad (0.4)$$

С учетом изобарического условия, $\frac{\delta\rho}{\rho} \approx -\frac{\delta T}{T}$, и пренебрегая другими слагаемыми в знаменателе выражения (0.4), получим

$$\frac{\beta_0}{\rho_0} \approx -\frac{\delta T}{T} \approx -\frac{Ql}{C_p \rho_0 v_0 T v_0} \quad (0.5)$$

В этом случае, когда спектр пульсации скорости в инерционном интервале подчиняется закону Колмогорова

$$E(k) \approx C\varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (0.6)$$

спектр пульсации температуры $\beta_0 \cdot l \cdot \nu_0 \cdot l^{4/3}$ имеет зависимость:

$$E_T(k) \sim \varepsilon_T^2 \varepsilon^{2/3} k^{-11/3}, \quad \text{где} \quad (0.7)$$

ε - скорость диссипации энергии пульсации скорости в вязкостном диапазоне, $\varepsilon_T = \beta_0 t_p / l^2$ - скорость диссипации энергии пульсации температуры на масштабах диссипации (связанных с температуропроводностью), $t_p = l / \nu_0$ -оценка времени существования пульсации скорости на масштабе l .

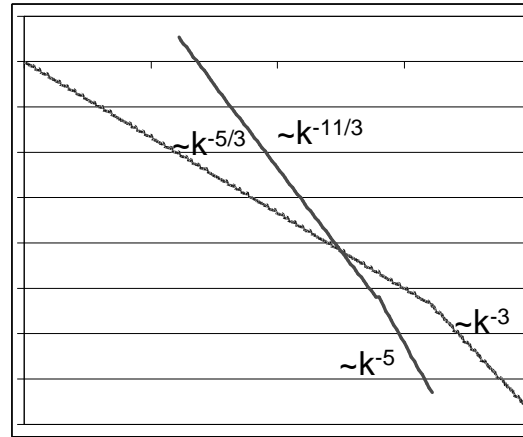


Рис.3.

Для течения газа ($Pr \sim 1$) масштабы диссипации энергии пульсаций скорости и температуры примерно совпадают. В этом диапазоне $l < l_0$ в случае:

$$E(k) : k^{-3} [^3]; \quad E_T(k) \sim k^{-5}. \quad (0.8)$$

На рис.3 представлены характерные зависимости спектров пульсаций скорости и температуры в газах при развитой турбулентности в инерционном и диссипационном диапазонах. В работе [4], в которой изучались спектры пульсаций плотности газа слабоионизованной плазмы в потоке газа в длинной трубе, экспериментально измерены несколько иные спектральные зависимости: для инерционного диапазона: $E_p(k) \sim k^{-13/3}$, для диссипационного: $E_p(k) \sim k^{-7}$.

Зависимость $E_T(k) \sim k^{-11/3}$ была теоретически получена в [5] для частного случая «электроаэродинамической турбулентности», характерной для атмосферы кучевых облаков. Соотношение (0.5) представляет собой случай термо-конвективной турбулентности, отличающийся как от известного случая термо-гравитационной (обуховской) конвекции, так и конвективной турбулентности, в которой движущей силой является неоднородность температуры (модель пассивной примеси) [6].

Множитель перед ν/v_0 в (0.5) будет существенно выше, чем при адиабатических пульсациях, если объемное тепловыделение превысит величину:

$$Q \approx \frac{M^2 C_p \rho_0 v_0 T}{l} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{\rho_0 v_0^3}{l}. \quad (0.9)$$

В этом случае пульсации рефракции:

$$\delta n \approx -M^2 K_{GD} \frac{Q \cdot l \cdot \nu_0}{v_0^3 v_0}, \quad (0.10)$$

На масштабах турбулентных пульсаций порядка радиуса апертуры резонатора оценка флуктуаций рефракции из (0.10) может быть записана как:

$$\delta n_R \approx -M^2 \cdot \Gamma_{GD} \cdot \frac{Q}{Q_{thres}} \cdot \frac{\nu_R}{v_0}, \quad \text{где } Q_{thres} = v_0^3 \frac{\rho_0}{R}, \quad (0.11)$$

-пороговое значение мощности, выше которого начинают проявляться эффекты термоконвекции на масштабах радиуса апертуры лазера (0.5). Тогда пульсации рефракции на меньших масштабах для $Q > Q_{thres}$ можно оценить как:

$$\delta n^2 = \delta n_a^2 + \delta n_i^2 = \delta n_a^2 \left[1 + (Q/Q_{thres})^2 \right], \quad (0.12)$$

где δn_a определяются из соотношений для сжимаемых газов с учетом турбулентных пульсаций дозвуковой скорости, а δn_i -из (0.11). Критерием влияния энергоклада может служить расчетная величина

$$W_{thres} = Q_{thres} / (1 - \eta) = \frac{v_0^3 \rho_0}{1 - \eta R}. \quad (0.13)$$

При превышении пороговой мощности удельного энергоклада (0.11) пульсации плотности должны начинать возрастать на более мелких по сравнению с радиусом ГРТ масштабах турбулентного движения.

В случае импульсного энергетического воздействия с длительностью τ пульса менее пролетного времени $t_d \approx L / v$ вместо удельной мощности энергоклада W [Вт/см³] следует указать величину удельного энергоклада E [Дж/г]: $E = \frac{W\tau}{\rho}$, тогда для непрерывного режима $E_1 = \frac{W_1 L}{\rho v}$, или введя

обозначение скажности $g = \frac{\tau}{t_d}$: $E = gE_1$. Как было установлено ранее, [7], в номинальном режиме работы экспериментальной установки значение удельной мощности энергоклада в газоразрядной трубке W_1 превышает пороговое значение W_{thres} . Тогда варьируя g , можно обнаружить пороговое значение длительности импульса, при котором начинает проявляться эффект увеличения пульсаций плотности газа, а, значит, определить пороговое значение удельного энергоклада:

$$E_{thres} = \frac{v_0^3 \cdot \tau_{thres}}{R}. \quad (0.14)$$

Для лабораторной установки $W_1 = 30$ Вт/см³, $E_1 = 1100$ Дж/г. Экспериментальное значение пороговой скажности, рис.1, находилось между 20 и 40%. Тогда оценка порогового значения удельной мощности энергоклада $W_{thres}^{experm} = 6 \dots 12$ Вт/см³.

Скорость газа составила 120 м/сек, $R = 0.9$ см, плотность смеси CO₂:N₂:He = 1:4:16 при давлении 120 ГПа $\rho_0 = 36$ г/м³. Тогда из (0.13) получим расчетное

значение $W_{thres}^{experm} = 7 \text{ Вт/см}^3$. Таким образом, расчетное и экспериментальные значения порога хорошо согласуются между собой.

4. ВЫВОДЫ

Выполнены экспериментальные и численные исследования эффекта изобарического увеличения с ростом энерговклада амплитуды пульсаций температуры в турбулентном потоке с неоднородным по объему тепловыделением при импульсно – периодической накачке активной среды CO₂ -лазера. Получена зависимость амплитуды пульсаций плотности активной среды от масштаба турбулентных пульсаций для нескольких значений длительности импульса разряда при той же частоте их повторения. Получена экспериментальная оценка порогового значения энергии накачки, при превышении которого в потоке газа проявляется эффект изобарического увеличения амплитуды пульсаций температуры в турбулентном потоке. Найденное значение позволило уточнить механизм развития т.н. термо-конвективной турбулентности, отличающейся как от известного случая термо-гравитационной (обуховской) конвекции, так и конвективной турбулентности, в которой движущей силой является неоднородность температуры (модель пассивной примеси).

Полученные результаты позволили расширить представления о механизме развития т.н. термо-конвективной турбулентности, в том числе в случае импульсного характера энергетического воздействия.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ № 06-02-16404-а.

1. Panchenko V.Ya., Zavalov Yu.N., Galushkin M.G., Grishaev R.V., Golubev V.S., Dubrov V.D. The Development of Turbulence in the Active Medium of a Fast-Flow Gas-Discharge Laser // Laser Physics, vol. 16, №1, 2006
2. Galushkin M.G., Golubev V.S., Zavalov Yu.N., et al. Turbulent flow structure of FAF CO₂ laser active medium at nonuniform temperature and heat generation \ \ In: XV International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers; Ed.: Jarmila Kodymova; Proceed. of SPIE vol. 5777, p. 469-478, (2005)
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.. Теоретическая физика (в10 т.), т.VI. Гидродинамика, М.: Наука, 1986.
4. Küyel B., Gruber S. Experimental turbulence spectra in neutral and ion components of a weakly ionized gas, The Physics of Fluids, v.16, 1842-1847, 1973.
5. Анисимов С.В., Е.А.Мареев, Н.М.Шихова, Э.М.Дмитриев, Механизмы формирования спектра пульсаций электрического поля приземной атмосферы, Изв. вузов. Радиофизика, 44, №7, 562-576, 2001
6. П.Г. Фрик Турбулентность: модели и подходы. Курс лекций, часть II., Перм.гос.технич. ун-т, Пермь, 1999. (ISBN 5-88151-193-X)
7. Galushkin M.G., Golubev V.S., Zavalov Yu.N., Dubrov V.D. 2005. Turbulent flow structure of FAF CO₂ laser active medium at nonuniform temperature and heat generation \ \ In: XV International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers; Ed.: Jarmila Kodymova; Proceed. of SPIE vol. 5777, p. 469-478