

О МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ БЛИЖНЕГО СЛЕДА
В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

© 2004 г. Г. В. Гембаржевский, Н. А. Генералов

Институт проблем механики РАН, Москва

Поступила в редакцию 23.12.2002 г.

Рассмотрено течение неравновесной плазмы тлеющего разряда в условиях, характерных для быстропротекающих CO_2 -лазеров. Проведено феноменологическое описание крупномасштабной вихревой структуры потока в режиме турбулентного течения. Модель согласуется с совокупностью полученных экспериментальных данных по пульсациям скорости потока.

ВВЕДЕНИЕ

Тлеющие разряды высокой мощности и, соответственно, большого объема, как правило, горят в турбулентных потоках газа. Исследования этих разрядов были связаны с проблемой повышения порога контракции разряда, при этом выяснено, что подходящая турбулизация потока стабилизирует разряд. Эмпирически были выработаны некоторые рекомендации по турбулизации потока с разрядом большого объема [1, 2]. Вопросы обратного воздействия разряда на характеристики турбулентного потока остались не изученными. Было решено исследовать эту проблему, в частности, из-за влияния отмеченного обратного воздействия на характеристики системы вблизи порога контракции разряда, в том числе и на уровень порога контракции [3].

Постановка задачи. Для изучения воздействия тлеющего разряда на турбулентное течение газа была предложена сравнительная методика исследования пульсационной скорости потока. Сопоставлялись спектры скорости, полученные при течении плазмы и соответствующего эталонного потока неионизованного газа. Для этих исследований был разработан, изготовлен и отлажен специальный датчик скорости [4]. В первых экспериментах [5] обнаружено воздействие тлеющего разряда на пульсации скорости течения смеси (в быстропротекающем CO_2 -лазере “Циклон”). В этих опытах структура течения являлась достаточно сложной: турбулизация потока осуществлялась двухмерной структурой многоэлементного катода, расположенного на входе в разрядную камеру.

С целью упрощения картины взаимодействия потока с разрядом и, соответственно, выявления характерных черт взаимодействия в качестве экспериментальной модели турбулентного течения общего вида было выбрано течение в ближнем следе за цилиндром. При таком моделировании вихревой характер течения сохранялся, но структура ансамбля вихрей была предельно упрощенной.

Для исследования воздействия тлеющего разряда на турбулентный поток на базе быстропротекающего CO_2 -лазера “Лантан-2” была создана специальная экспериментальная установка, позволяющая исследовать пульсационную скорость потока в фиксированной точке течения, проводить спектральный анализ скорости с помощью спектроанализатора СК4-72/2 (рис. 1). Разряд горел в объеме параллелепипеда со сторонами $260 \times 940 \times 53$ мм. Вдоль стороны 260 мм было приложено постоянное электрическое поле основного разряда, обеспечивающего энергосклад в смесь, и вдоль этого же направления прокачивалась рабочая смесь. Electroдами служили трубки, расположенные на середине высоты камеры $H = 53$ мм. Напряженность поля основного разряда поддерживалась ниже пробойной, а ионизация смеси происходила в импульсном поле, приложенном вдоль высоты камеры. Турбулизация потока осуществлялась с помощью цилиндра диаметром $D = 15$ мм, который был установлен сразу за катодом. Число Рейнольдса потока, рассчитанное

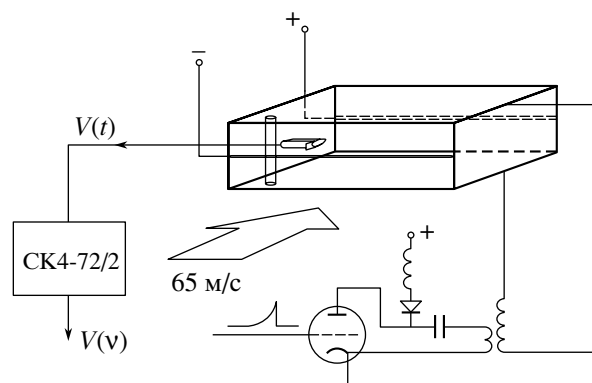


Рис. 1. Схема эксперимента по исследованию воздействия тлеющего разряда на пульсации скорости потока в течении ближнего следа.

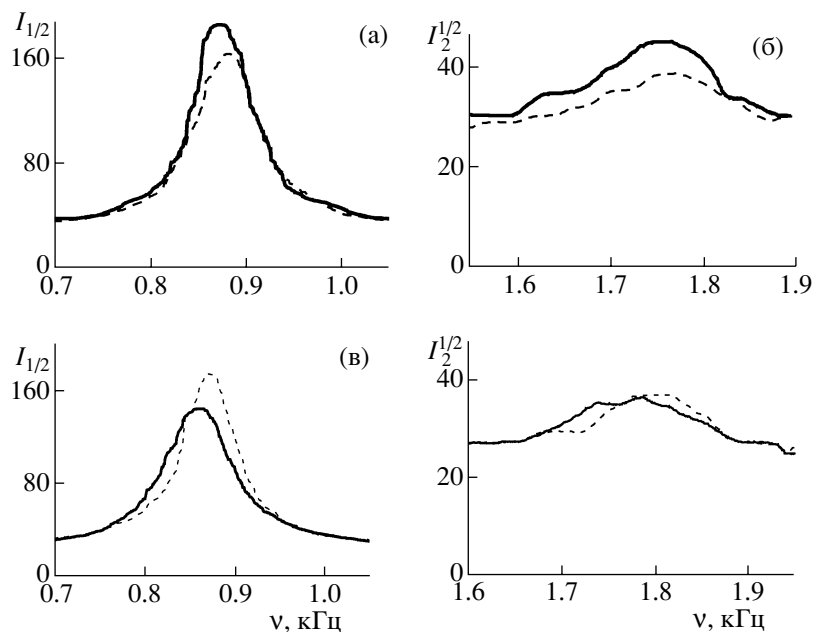


Рис. 2. Квадратный корень из спектральной мощности скорости в области частоты основного тона осцилляций – (а), (в) и обертона – (б), (г). Сплошные кривые – поток с разрядом, штриховые кривые – соответствующий эталонный поток без разряда. Графики (а), (б) – смесь $20\text{N}_2 + 4\text{He}$ (24 мм рт. ст.) при относительном энерговкладе в разряд $\Pi = 0.40$; (в), (г) – смесь $2\text{CO}_2 + 18\text{N}_2 + 10\text{He}$ (30 мм рт. ст.) при относительном энерговкладе $\Pi = 0.27$.

по диаметру цилиндра, составило ~ 2000 , а число Маха свободного потока не превышало значения 0.2.

Разработанная методика эксперимента позволила выявить влияние тлеющего разряда на интенсивность и степень когерентности пульсаций скорости потока ближнего следа [6, 7] (аналогичные исследования влияния тлеющего разряда на спектр пульсаций скорости потока авторам не известны). При исследованных значениях приведенного энерговклада $\Pi \sim 0.2\text{--}0.4$ (удельный энерговклад, отнесенный к удельной энтальпии на входе газа в камеру) влияние разряда может быть качественно различным и зависеть от состава газа, в котором горит разряд. Установлено, что разряд усиливает интенсивность и повышает время когерентности пульсаций скорости в медленно релаксирующих смесях, но подавляет пульсации и уменьшает время их когерентности в быстро релаксирующих смесях (рис. 2).

При выборе определяющего критерия Π для параметризации обнаруженных эффектов учтены предполагаемые тепловые механизмы влияния разряда на пульсации скорости, а также известное соотношение для вариации скорости квазиодномерного течения газа с подводом тепла [8]

$$\frac{\delta V}{V} = \frac{\Pi}{(1 - M^2)}. \quad (1)$$

В рассматриваемых экспериментах зависимость от числа Маха M в (1) можно пренебречь ввиду малого значения M . Пренебрежение электро-

динамическими эффектами для обсуждаемого течения основано на оценке числа Гартмана (по собственному полю тока), которая дает $Ha \leq 10^{-6}$ [9].

Попытки провести сравнение с имеющимися данными приводят к следующему. Тлеющий разряд большого объема, горящий в турбулентном потоке, изучался в основном в целях развития лазерной техники. Максимальное значение критерия Π , достижимое в стационарных тлеющих неконтрагированных разрядах большого объема, составляет один-два (далее наступает контракция) [3]. К сожалению, в работах по плазме газовых лазеров пульсации скорости в условиях разряда практически никогда не измерялись. Редкое исключение представляет работа [1], где проведено измерение интенсивности турбулентности с помощью лазерного анемометра в условиях разряда. В этой работе обнаружено и обсуждается оптимальное по энерговкладу значение скорости потока ~ 50 м/с, чему соответствует $\Pi \sim 1.9$. Для течений в плазматронах значение критерия Π иное – десятки единиц. Формальное различие соответствует иному режиму разряда – дуговому, контрагированному, нестационарному. Если искать аналогию с результатами работ по существенно менее энергонапряженным дуговым разрядам, то среди них необходимо отметить [10]. В этой работе измерен спектр пульсаций концентрации ионов для течения в цилиндрическом канале. Форма спектра отразила представляющее интерес взаимодействие потока с разрядом. Соот-

ветствующее значение $\Pi \sim 0.29$ близко к уровню критерия в наших экспериментах, но спектр пульсаций концентрации ионов [10] не содержит квазимонохроматических компонент, что соответствует развитому турбулентному режиму течения ($Re_d \sim 6300$).

Обнаружить неоднозначное влияние разряда на пульсации скорости турбулентного течения и выделить характеристики скорости, подверженные воздействию разряда, удалось благодаря сравнительно простой структуре течения. Эта простота нашла отражение в несложной форме изучаемого спектра пульсаций скорости, который представлял собой эквидистантные узкие высококонтрастные линии на фоне пьедестала (рис. 2). Отождествляя интегральную мощность спектральных линий (основного тона плюс обертона колебаний) с интенсивностью осцилляций скорости, определяемых крупномасштабной структурой течения – вихрями дорожки Кармана, а ширину линий (с точностью до коэффициента пропорциональности) – с обратным временем когерентности этих осцилляций (2), (8), можно было наблюдать отмеченные выше эффекты разряда.

Модель течения. Для объяснения наблюдаемых эффектов разряда требуется построить модель течения. Поскольку спектры скорости претерпевают количественные (но не качественные) изменения при включении разряда, то следует предположить, что общий характер течения плазмы остается тем же, что и для эталонного течения газа. Для течения ближнего следа в газе известна классическая модель – вихревая дорожка Кармана в невязкой несжимаемой среде [11]. Поскольку возникла задача объяснения влияния разряда на время когерентности колебаний скорости, а классическая модель дает бесконечное время когерентности, то необходимо обобщить модель дорожки Кармана на случай турбулентного течения.

На основании наблюдаемой лоренцевой формы спектральных линий основного тона колебаний скорости, обнаруженных на осциллограммах скорости при сбоях фазы колебаний, по характерной величине сбоев и частоте их следования (в сравнении со спектральной шириной линии основного тона колебаний), в работах [6, 7] был сделан вывод о том, что линия скорости претерпевает в основном ударное уширение (аналогичное известному явлению в оптике). Линии спектральной мощности основного тона пульсаций $i = 1$ (за вычетом практически постоянного пьедестала) и обертона $i = 2$ имеют вид

$$I_i(v) = \langle V_i^2 \rangle \left[\frac{2\tau_i}{1 + 4\pi^2(v - i\nu_1)^2\tau_i^2} \right]. \quad (2)$$

Полуширины линий на половине высоты $\Delta\nu_i = 1/2\pi\tau_i$ определяются параметрами τ_i , имеющими

размерность времени. Величины $\langle V_i^2 \rangle$ – средние квадраты пульсаций скорости (отфильтрованных узкополосных осцилляций). В работах [6, 7] трактовка механизма формирования спектра несколько различалась. В [6] рассмотрение проводилось на основе классической ударной теории уширения оптических линий Г.А. Лоренца, т.е. существовании ограниченных во времени цугов когерентных колебаний. В [7] основным источником уширения линии считались сбой фазы колебаний (значительные по величине $\phi \sim 1$), образующие поток Пуассона. Подтвердить правильность второй точки зрения удастся, если рассмотреть относительные значения экспериментальных ширин линий обертона и основного тона колебаний. По теории Лоренца полуширина линии основного тона и обертона (любого порядка i) одна и та же и определяется средней длительностью цуга когерентных колебаний τ

$$\Delta\nu_i = 1/2\pi\tau. \quad (3)$$

Полученный вывод резко противоречит опытным данным (рис. 2), по которым ширина линий обертона примерно вдвое превосходит ширину линий основного тона.

Это различие в уширении линий удастся объяснить в рамках подхода, развиваемого в [7], в соответствии с которым ширины линий основного тона и обертона определяются корреляционными функциями комплексных огибающих узкополосных сигналов тона и обертона. Известно, что в случае узкополосных, т.е. квазимонохроматических, сигналов [12] необходимо переходить к медленной переменной – комплексной амплитуде осцилляций, чтобы получить положительно определенную корреляционную функцию. Тогда применима стандартная процедура вычисления времени когерентности путем интегрирования корреляционной функции комплексной амплитуды. В [7] на основе модели Пуассонова потока сбоев фазы колебаний построена корреляционная функция комплексной амплитуды пульсаций основного тона $F \equiv B$. Несколько модифицируя обозначения (и явно учитывая величину пульсационной скорости V), имеем

$$B_1(t) = \langle V_1^2 \rangle \exp\left(-\frac{(1 - \langle \cos \phi \rangle |t|)}{\tau^{\wedge}}\right), \quad (4)$$

где $\tau^{\wedge}$ – частота сбоев фазы колебаний скорости, $\langle \cos \phi \rangle$ – средний по распределению величин сбоев косинус угла сбоя, $\langle V_1^2 \rangle$ – средний квадрат пульсаций скорости в основном тоне. Тогда интегральный масштаб для основного тона колебаний (вре-

мя когерентности в данном случае) выражается в виде, принятом в теории турбулентности [13]

$$\tau_1^{\text{coh}} = \int_0^{\infty} \frac{B_1(t)}{B_1(0)} dt = \frac{\tau^{\wedge}}{1 - \langle \cos \varphi \rangle}. \quad (5)$$

Для обертона получим

$$B_2(t) = \langle V_2^2 \rangle \exp\left(-\frac{(1 - \langle \cos 2\varphi \rangle)|t|}{\tau^{\wedge}}\right). \quad (6)$$

Основное отличие (6) от (4) состоит в том, что для обертона физически тот же (мгновенный) сбой колебаний имеет в два раза бóльшую угловую величину, чем для основного тона (параметр $\langle V_2^2 \rangle$ – средний квадрат пульсаций скорости в обертоном). Тогда время когерентности пульсаций на частоте обертона выразится следующим образом:

$$\tau_2^{\text{coh}} = \int_0^{\infty} \frac{B_2(t)}{B_2(0)} dt = \frac{\tau^{\wedge}}{1 - \langle \cos 2\varphi \rangle}. \quad (7)$$

С другой стороны, Фурье-преобразование корреляционных функций комплексных амплитуд (4), (6) дает их спектральные плотности в форме лоренцианов (центрированных на нулевой частоте) с полуширинами на половине высоты $(\Delta\nu_i)^{\text{compl}} = 1/2\pi\tau_i^{\text{coh}}$. Но форма спектральной плотности комплексной амплитуды отличается лишь сдвигом на частоту осцилляций ($i\nu_i$) от формы спектральной плотности исходного сигнала скорости (2) [12]. Получаем отождествление (с точностью до коэффициента 2π) времени когерентности пульсаций скорости основного тона (5) и обертона (7) с обратными ширинами соответствующих спектральных линий (2)

$$\tau_i^{\text{coh}} = \frac{1}{2\pi\Delta\nu_i}. \quad (8)$$

В отличие от (8) по (3) получили бы одно и то же время когерентности основного тона колебаний и обертона – τ .

Проверим согласованность модели с данными эксперимента. Аппроксимация экспериментальных спектров скорости на рис. 2 по методу наименьших квадратов позволяет оценить отношение полуширин линий обертона и основного тона. Для нейтрального потока медленно релаксирующей смеси $20\text{N}_2 + 4\text{He}$ имеем $2\Delta\nu_2/2\Delta\nu_1 = 63\text{Гц}/26\text{Гц} = 2.4$, соответственно для течения плазмы $2\Delta\nu_2/2\Delta\nu_1 = 55\text{Гц}/22\text{Гц} = 2.5$. При этом интегральная мощность пульсаций основного тона возрастает в разряде в 1.14 раза. В быстро релаксирующей смеси $2\text{CO}_2 + 18\text{N}_2 + 10\text{He}$ получаем $2\Delta\nu_2/2\Delta\nu_1 = 47\text{Гц}/21\text{Гц} = 2.2$ для эталонного потока и $2\Delta\nu_2/2\Delta\nu_1 = 55\text{Гц}/27\text{Гц} = 2.0$ в плазме. Здесь интег-

ральная мощность пульсаций уменьшается в 1.18 раза. Наблюдаемое в экспериментах и продемонстрированное выше постоянство приведенной полуширины обертона $\Delta\nu_2/\Delta\nu_1$ в пределах одной смеси и само значение этого параметра, несколько превышающее два, полностью согласуются с моделью [7], (2), (4)–(8) при характерных значениях углов сдвоя фазы φ , несколько меньших 0.5π . Такие сбои действительно наблюдаются на осциллограммах скорости.

Некоторая асимметрия контуров линии обертона, отсутствующая в модели, но наблюдаемая на рис. 2б, по всей видимости, может быть объяснена небольшим поворотом осей вихрей (в плоскости содержащей ось цилиндра и вектор невозмущенной средней скорости потока). Наклон осей вихрей приводит к относительной интенсификации низкочастотных составляющих спектра [14].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность полученных к настоящему времени данных согласуется с постулируемой моделью крупномасштабной структуры турбулентного течения ближнего следа – квазикогерентной шахматной вихревой дорожкой Кармана как для течения плазмы тлеющего разряда, так и для потока газа. Развитие модели, необходимое для исследования взаимодействия разряда с потоком газа, уже позволило предложить объяснение эффектов разнонаправленного влияния тлеющего разряда на интенсивность квазикогерентных пульсаций скорости течения ближнего следа [6, 7].

Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований (№ 02-01-00706).

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бондаренко А.В., Голубев В.С., Даныщikov Е.В. и др. О влиянии турбулентности на устойчивость самостоятельного разряда в потоке воздуха // Физика плазмы. 1979. Т. 5. Вып. 3. С. 687.
2. Генералов Н.А., Зимаков В.П., Косынкин В.Д. и др. Стационарный несамостоятельный разряд с ионизацией безэлектродными импульсами // Физика плазмы. 1977. Т. 3. Вып. 3. С. 626.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
4. Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Косынкин В.Д. Датчик пульсаций скорости турбулентного газового потока в условиях тлеющего разряда // ПТЭ. 1993. № 3. С. 149.
5. Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Косынкин В.Д. Явление аномального изменения пульсаций скорости турбулентного газового потока при воздействии тлеющего разряда // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 7. С. 427.

6. Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Соловьев Н.Г. Исследование спектра пульсаций скорости вихревого течения колебательно-возбужденного молекулярного газа в тлеющем разряде // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2000. № 2. С. 81.
7. Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А. Вихревое течение в электро-разрядном лазере // Матем. моделирование. 2001. Т. 13. № 7. С. 11.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
9. Бай Ши-и. Магнитная газодинамика и динамика плазмы. М.: Мир, 1964. 301 с. (Shih-I Pai Magnetogasdynamics and Plasma Dynamics. Wien: Springer-Verlag, 1962.)
10. Garosi G.A., Bekefi G., Schulz M. Response of a Weakly Ionized Plasma to Turbulent Gas Flow // Phys. Fluids. 1978. V. 13. № 11. P. 2795.
11. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Физматгиз, 1963. 583 с.
12. Денисенко А.Н., Стеценко О.А. Теоретическая радиотехника. Ч. 1. М.: Изд-во стандартов, 1993. 214 с.
13. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т. 1. СПб.: Гидрометеоиздат, 1992. 694 с.
14. Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: Изд-во иностр. лит., 1959. 399 с. (Townsend A.A. The Structure of Turbulent Shear Flow. Cambridge: University Press, 1956.)