

03;04

Электроразрядный эффект в плазменном течении следа: перераспределение энергии пульсаций в область низких частот

© Г.В. Гембаржевский

Институт проблем механики РАН, Москва

E-mail: gvgemb@ipmnet.ru

Поступило в Редакцию 9 июля 2008 г.

Исследовано газоплазменное течение в ближнем следе за двумя цилиндрами, расположенными бок о бок поперек потока, в области чисел Рейнольдса течения $Re \sim 1000$. В спектре пульсаций скорости обнаружен эффект перераспределения мощности квазикогерентных пульсаций из высокочастотного пика в низкочастотный под действием тлеющего разряда. Приведено возможное объяснение эффекта, построенное на моделировании течения связанными осцилляторами Ван-дер-Поля и на учете зависимости пространственного распределения тока от его величины.

PACS: 47.32.ck, 52.80.Nc

Современный технический прогресс обуславливает повышенное внимание к проблемам гидродинамики низкотемпературной плазмы. Для широкоапертурных плазмодинамических течений известные проблемы описания турбулентного потока осложнены необходимостью учета дополнительного набора, вообще говоря, неравновесных разрядных параметров. Ввиду сложности учета взаимного влияния электрического разряда и несущего потока имеет смысл экспериментальное исследование модельных задач с целью выявления основных эффектов разряда и типичных каналов его воздействия на турбулентный поток. В соответствующих модельных задачах при максимально упрощенной структуре течения принципиально необходимо лишь сохранить вихревой характер потока. На наш взгляд, таким удобным для экспериментального исследования модельным течением может служить, прежде всего, поток в следе за уединенным цилиндрическим пло-

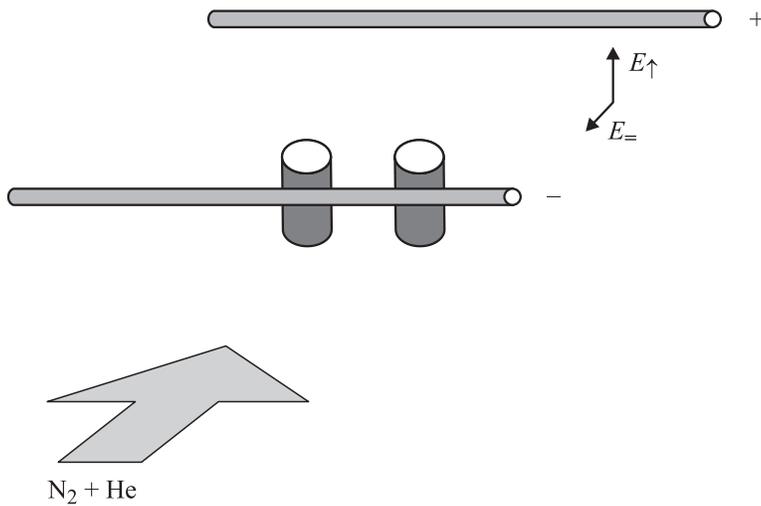


Рис. 1. Схема эксперимента в разрядной камере установки.

хообтекаемым телом. Следующим в иерархии по гидродинамической сложности является течение в ближнем следе за группой цилиндров. Первое плазменное течение (дорожка Кармана) было экспериментально исследовано ранее, и были обнаружены эффекты влияния разряда на интенсивность и интегральный масштаб квазикогерентных пульсаций скорости течения [1–3]. Ниже приводятся результаты экспериментов по исследованию воздействия разряда на пульсации скорости течения плазмы в ближнем следе за группой тел, состоящей из двух цилиндров.

Эксперимент проведен на установке электроразрядного быстропроточного CO_2 -лазера Лантан-2. Разрядная камера имела сечение $55 \times 900 \text{ mm}$ и длину вдоль потока 260 mm — на этом расстоянии находились катод и анод основного разряда (рис. 1). Катод располагался вверх по потоку; соответствующее электрическое поле обозначено символом E_{\uparrow} . В установке горел непрерывный тлеющий несамостоятельный разряд, причем ионизация газа осуществлялась высоковольтными импульсами высокой скважности, прикладываемыми к электрической емкости, образуемой верхней и нижней стенками разрядной камеры. Ионизирующее импульсное электрическое поле обозначено на рис. 1

как E_{\uparrow} . Благодаря достаточно высокой частоте повторения импульсов (3–5 kHz) режим основного разряда между трубчатыми электродами был близок к стационарному при давлениях смеси десятки Torr.

Течение следа было организовано с помощью двух прямых кругов цилиндров диаметром $D = 15$ mm, изготовленных из кварца. Эти цилиндры располагались непосредственно за катодом вниз по потоку (соприкасались с ним). Расстояние между цилиндрами — зазор $L = 18$ mm. Число Рейнольдса потока, рассчитанное по диаметру цилиндра и невозмущенной скорости, составило величину $Re \sim 10^3$. Пульсационная скорость в следе измерялась с помощью датчика [4], расположенного за одним из цилиндров на расстоянии 130 mm ниже катода по течению. Сигнал пульсационной скорости обрабатывался с помощью комплекса PULSE 3560 C (Briel & Kjaer). Для течения бинарной смеси 16 Torr $N_2 + 2$ Torr He была проведена серия экспериментов при различных токах основного разряда $I \in [0; 2$ A]. Полученные спектры пульсаций скорости $F(f)$, $m \cdot s^{-1/2}$ приведены на рис. 2. В спектрограмме пульсационной скорости потока нейтрального газа за двумя цилиндрами наблюдается единственный спектральный пик с центром на частоте ~ 1.11 kHz. В соответствующем спектре потока плазмы присутствуют два спектральных пика: первый расположен на той же частоте ~ 1.11 kHz, что и для потока газа, а второй — на частоте ~ 0.8 kHz. Приведенные данные демонстрируют эффект перераспределения мощности квазикогерентных мод колебаний под действием тлеющего разряда. Разряд вызывает нарастание интегральной интенсивности низкочастотных колебаний при одновременном снижении интенсивности высокочастотных осцилляций. Необходимо отметить, что в количественном отношении обнаруженный эффект разряда носит ярко выраженный характер. В условиях эксперимента низкочастотный пик не наблюдаем для случая нейтрального потока (на фоне однородного спектрального пьедестала); в то же время при токе разряда $I = 2$ A три четверти энергии квазикогерентных колебаний сосредоточены в НЧ-пике.

Для широкого диапазона чисел Рейнольдса моделью течения в следе за цилиндром служит дорожка Кармана. Поэтому для объяснения рассматриваемого электроразрядного эффекта в следе за двумя цилиндрами (в ближнем поле течения $x/D \leq 10$, где x — расстояние по потоку от оси цилиндра) можно попытаться использовать модель взаимодействующих при своем формировании вихревых дорожек. В свою

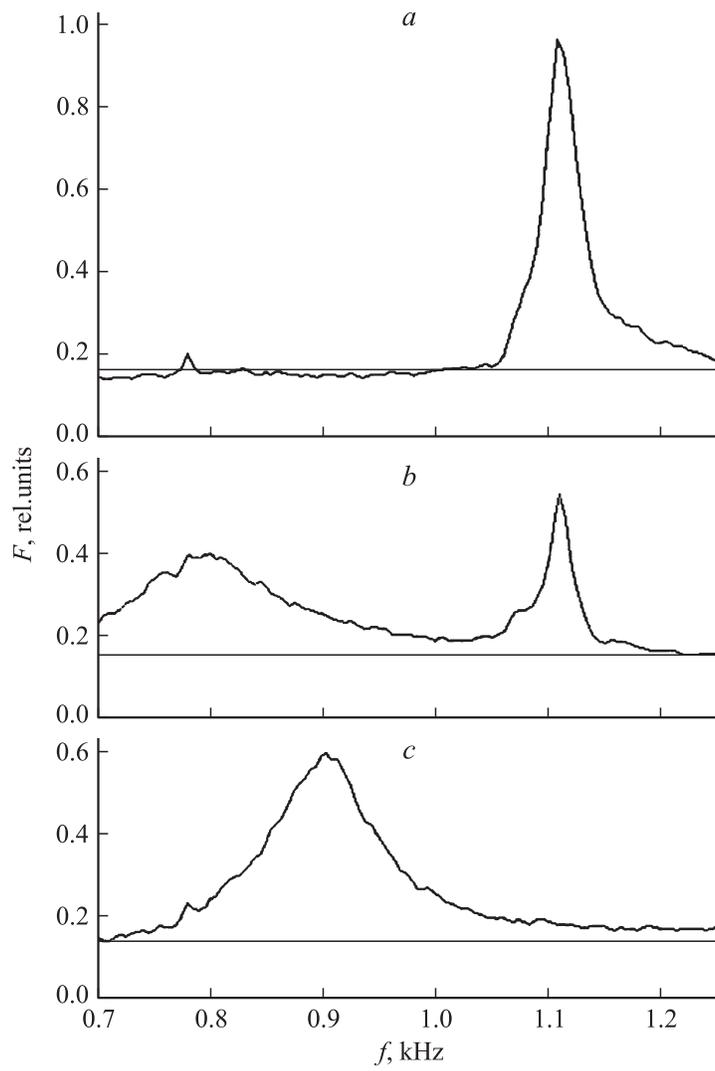


Рис. 2. Спектр пульсаций скорости потока $F(f)$: *a* — нейтральный поток за двумя цилиндрами; *b* — поток плазмы с током $I = 2 \text{ A}$ за двумя цилиндрами; *c* — поток плазмы с током $I = 2 \text{ A}$ за одним цилиндром.

очередь каждую из формирующихся дорожек представим в низшем приближении слаболинейным $\varepsilon \ll 1$ автогенератором Ван-дер-Поля. Величина ε характеризует относительную скорость нарастания малой амплитуды колебаний (уединенного осциллятора) и соответственно может быть выражена через логарифмический инкремент γ нарастания бесконечно малой амплитуды колебаний $\gamma = 2\pi\varepsilon/\sqrt{1-\varepsilon^2}$:

$$\begin{aligned} x_1^{**} - 2\varepsilon(1 - 4x_1^2)x_1 + x_1 + 2h(x_1 - x_2) + 2g(x_1 + x_2) &= 0, \\ x_2^{**} - 2\varepsilon(1 - 4x_2^2)x_2 + x_2 + 2h(x_2 - x_1) + 2g(x_2 + x_1) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Символами x_1 и x_2 обозначены координаты моделирующих осцилляторов. Ниже при обработке экспериментальных данных в качестве частотного спектра координаты x_1 использован спектр поперечной составляющей скорости течения на оси первого цилиндра. Близкое расположение цилиндров в группе вызывает взаимодействие дорожек и соответственно моделирующих осцилляторов. Это взаимодействие охарактеризуем (в низшем приближении) двумя коэффициентами линейной безынерционной связи h, g . Уравнения (1) обезразмерены так, что частота колебаний уединенного осциллятора при малой амплитуде есть $\omega_\infty = \sqrt{1-\varepsilon^2}$. В случае слабой нелинейности и слабой связи осцилляторов $\varepsilon < 1, h, g < 1$ для решения (1) следует воспользоваться методом медленно меняющихся амплитуд u и v [5]:

$$x_i = u_i \cos \tau + v_i \sin \tau, \quad x_i^* = -u_i \sin \tau + v_i \cos \tau. \quad (2)$$

Тогда имеем три установившиеся одночастотные моды колебаний: синфазная мода, противофазная мода и асимметричная (разность фаз — $\pi/2$). Частоты этих мод следующие:

$$\omega_0 = (1 + 2g)\omega_\infty, \quad \omega_\pi = (1 + 2h)\omega_\infty, \quad \omega_{\pi/2} = (1 + h + g)\omega_\infty \quad (3)$$

(с точностью до учета линейных членов по малым параметрам ε, g, h). Синфазная и противофазная моды колебаний связанных осцилляторов устойчивы относительно малых возмущений δu_i и δv_i . Асимметричная мода, наоборот, всюду линейно неустойчива. В соответствии с моделью течения две первые моды осцилляций порождают две моды устойчивых течений за цилиндрами (рис. 3). Полученные экспериментальные данные (рис. 2) позволяют оценить коэффициенты связи осцилляторов по

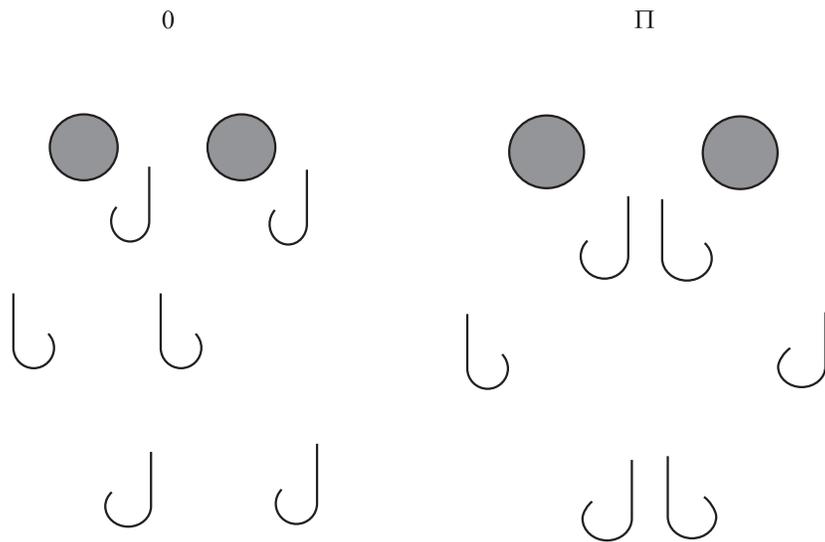


Рис. 3. Синфазная — 0 и противофазная — Π моды течения за двумя цилиндрами.

расположению спектральных пиков $f_\infty = 0.9$ kHz согласно (3):

$$g = 0.5[(\omega_0/\omega_\infty) - 1] = -0.06, \quad h = 0.5[(\omega_\pi/\omega_\infty) - 1] = 0.12. \quad (4)$$

Оказывается, экспериментальная оценка (4) дает достаточно малые значения коэффициентов связи, что свидетельствует в пользу применения метода медленных амплитуд.

Если использовать более сложную модель течения [6], учитывающую кубическую нелинейность осцилляторов и инерционность их связи, то полученные данные позволяют оценить лишь комплекс

$$\frac{\eta(c_1 - c_2)}{1 + \varepsilon c_2} \approx \eta(c_1 - c_2) = \frac{\omega_\pi - \omega_0}{2\omega_0} = 0.19$$

(в обозначениях [6]).

При конечном значении коэффициентов связи h, g имеем два устойчивых относительно малых возмущений режима течения: с синфазной и противофазной синхронизацией двух вихревых дорожек Кармана за

цилиндрами. Реализация той или иной моды зависит от случайных причин, соответственно имеет место явление перемежаемости режимов течения, обусловленное турбулентными пульсациями в набегающем потоке (аналогично явлению перемежаемости, наблюдаемому при ламинарно-турбулентном переходе для течения в трубах, пограничных слоях [7]). Перемежаемость характеризуется коэффициентом $\gamma \in [0; 1]$, определяемым как средняя относительная доля времени, в течение которого существует один из режимов течения (пусть для определенности в данном случае это будет синфазный режим). Тогда из приведенных экспериментальных данных по спектрам пульсаций (осредненным за большой промежуток времени \sim минуты) следует заключить, что рост тока разряда вызывает рост коэффициента перемежаемости γ течения следа за двумя цилиндрами.

Обнаруженный эффект перераспределения энергии колебаний находит следующее объяснение. В первом приближении в камере реализуется квазиоднородное распределение проводимости плазмы. Соответственно в отсутствие цилиндров-турбулизаторов за катодом имеется однородное распределение погонной плотности тока с катода. Однако наличие пары цилиндров вносит неоднородность в распределение проводимости плазмы тем большую, чем больше ток основного разряда I (ввиду прогрева газа и накопления активных частиц в застойных зонах за телами). С ростом тока I априори возможное симметричное токораспределение с участка катода, расположенного между цилиндрами (50/50% между застойными зонами за цилиндрами), спонтанно нарушается в пользу асимметричного распределения, причем с тем большей вероятностью (и в тем большей степени), чем выше ток. В силу свойств геометрической симметрии задачи с неустойчивым симметричным распределением тока коррелирует гидродинамический режим противофазно синхронизованных дорожек Кармана. И наоборот, асимметричному устойчивому распределению тока соответствует режим течения синфазных дорожек Кармана. Соответственно имеем рост коэффициента перемежаемости γ с ростом тока основного разряда I и превалирование НЧ-пика в спектре пульсаций.

Наблюдаемый эффект требует дальнейшего изучения. Его можно сопоставить с явлением обратного каскада, наблюдаемым в двумерной турбулентности. Предложенная для объяснения эффекта модель связанных осцилляторов Ван-дер-Поля, с учетом нарушения симметрии токораспределения между застойными зонами за цилиндрами, согласуется с

имеющимися экспериментальными данными: удастся объяснить появление второго, низкочастотного, пика в спектре пульсаций скорости, а также перераспределение энергии пульсаций между пиками с увеличением разрядного тока. Модель согласуется с экспериментальными данными и в плане малости оцененных коэффициентов связи осцилляторов $|h|, |g| \ll 1$. Подобные эффекты перестройки течения привлекают значительный интерес. Так, в [8] анализируется эффект подавления разрядом турбулентных высокочастотных пульсаций течения в пограничном слое на пластине.

Автор выражает признательность Э.В. Теодоровичу за полезные обсуждения и рекомендации.

Работа выполнена в развитие исследований, поддержанных РФФИ, проект 05-01-00901, и в первоначальном варианте была доложена на Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях, Алушта-2008.

Список литературы

- [1] Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А. // ТВТ. 2004. Т. 42. С. 501–505.
- [2] Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А. // Математическое моделирование. 2001. Т. 13. № 7. С. 11–16.
- [3] Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Соловьев Н.Г. // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 2. С. 81–91.
- [4] Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Косынкин В.Д. // Измерительная техника. 1994. № 10. С. 63–67.
- [5] Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустелье Е.Р., Парыгин В.Н. Основы теории колебаний. М.: Наука, 1988.
- [6] Peschard I., Le Gal P. // Physical Review Letters. 1996. V. 77. N 15. P. 3122–3125.
- [7] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Пер. с нем. М.: Наука, 1969.
- [8] Минаев И.М., Рухадзе А.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 2. С. 126–128.