

УДК 532.527:537.525:621.373.8

© 2000 г. Г.В. ГЕМБАРЖЕВСКИЙ, Н.А. ГЕНЕРАЛОВ, Н.Г. СОЛОВЬЕВ

## ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Проведены измерения пульсаций скорости потока в газовом лазере в условиях несамостоятельного тлеющего разряда. Получены спектры сигнала пульсационной скорости в полосе частот до 2 кГц и временная зависимость сигнала в условиях разряда и нейтрального потока для чистого азота, его смеси с гелием и тройной смеси  $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ . Отмечается деформация (под действием разряда) спектров поперечной составляющей скорости в следе за прямым круговым цилиндром. Для анализа полученных данных строится модель динамического отклика датчика пульсационной скорости и обобщается модель Кармана вихревой дорожки за телом с учетом изменений фазы колебаний в дорожке.

Вопросы взаимодействия турбулентного потока газа и тлеющего разряда приобрели актуальность сразу же после появления мощных быстропоточных электроразрядных газовых лазеров [1–8]. Это связано прежде всего с разработкой методов стабилизации тлеющего разряда в больших объемах при высоких удельных энерговкладах. Так, в [6] рассматривалось воздействие различного уровня турбулентности потока активной среды на контракцию разряда. Детальное исследование этого явления указало на неоднозначность такого воздействия, его зависимость от интенсивности вихрей, образующихся за турбулизатором, установленным на входе в камеру. В [6] были определены диапазоны интенсивности турбулентности, в которых наблюдались рост и падение предельного энерговклада.

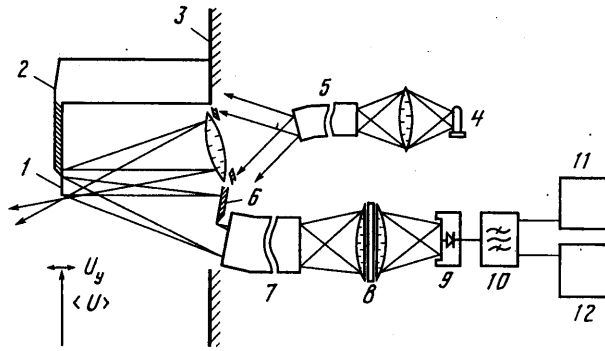
В течение длительного времени много внимания уделяется изучению воздействия плазмы газового разряда на интенсивность звуковых волн, в том числе в мощных импульсных лазерах. В ряде работ наблюдалось возрастание интенсивности звуковых волн в колебательно-возбужденном газе, например [9].

В данной работе обсуждаются результаты экспериментальных исследований поведения спектра пульсаций скорости вихрей дорожки Кармана в активной среде быстропоточных электроразрядных лазеров с характерным размером по потоку в десятки сантиметров в условиях тлеющего разряда.

**1. Экспериментальная установка.** Эксперименты проводились в быстропоточных лазерах на замкнутом цикле типа "Лантан" [10] и "Циклон" [5]. В этих лазерах использовался самостоятельный однородный тлеющий разряд в потоке со скоростью  $U \sim 60\text{--}130$  м/с в рабочей камере. Эксперименты проводились в камерах в отсутствие лазерной генерации, с той лишь разницей, что в одно из окон вместо зеркала помещался датчик, способный регистрировать пульсации скорости потока в условиях тлеющего разряда и без него [11].

В данной работе приведены результаты, полученные на лазере "Лантан". Разрядная камера этого лазера представляет собой диэлектрический параллелепипед с размерами  $29 \times 94 \times 5,3$  см, на входе которой установлен хонейкомб. На верхней и нижней поверхностях этого параллелепипеда размещаются металлические водоохлаждаемые электроды размерами  $29 \times 94$  см, на которые подаются высоковольтные импульсы длительностью  $\sim 100$  нс и частотой следования 3–10 кГц. Эти электроды изолированы от разряда тонкими кварцевыми пластинами.

Напряжение импульсов менялось и доводилось до пробойного значения в различных газовых смесях  $\text{N}_2$ ,  $\text{N}_2\text{-He}$ ,  $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$  при давлении  $p = 20\text{--}50$  торр. Возникающий при пробое безэлектродный импульсный разряд обеспечивал в резонаторной камере необходимую однородно



Фиг. 1. Схема измерения пульсационной скорости потока

распределенную концентрацию электронов  $n_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Потребление мощности импульсного электрического поля не превышало 2 кВт. Одновременно с импульсным полем, перпендикулярно ему (в направлении вдоль газового потока) накладывалось постоянное электрическое поле  $V \sim 6 \text{ кВ}$  между двумя электродами, расположенными на расстоянии 26 см друг от друга и представляющими собой медные трубочки с проточной водой. Диаметр анода составлял 0,6 см, катода 0,4 см, причем катод был расположен выше по потоку. Посредством приложенного постоянного электрического поля достигался необходимый удельный энерговклад. Импульсное поле, генерируя электроны, обеспечивало хорошую стабилизацию и однородность непрерывного тлеющего разряда, с помощью которого создавалась колебательно-неравновесная плазма, причем цепь продольного разрядного тока не была балластрирована.

В разряде вблизи от катода вертикально устанавливался кварцевый цилиндр диаметром 1,48 см. За цилиндром формировалась вихревая дорожка Кармана, пульсации скорости которой регистрировались. Число Рейнольдса потока, рассчитанное по диаметру цилиндра, составляло  $Re \sim 2000$ , число Маха свободного потока не превышало значения 0,2.

**2. Методика эксперимента.** Течение в следе за цилиндром было выбрано в качестве модели вихревого турбулентного течения с целью упрощения картины исследуемого взаимодействия потока с разрядом и соответственно выявления характерных черт взаимодействия. Эксперименты проводились в нейтральном газе и плазме тлеющего разряда; полученные результаты сравнивались. Для этих целей был разработан и создан датчик, предназначенный для регистрации пульсаций скорости [11] в условиях несамостоятельного тлеющего разряда, а равно и в нейтральном потоке.

Схема измерений пульсаций скорости приведена на фиг. 1. Действие датчика основано на деформации чувствительного элемента, помещенного в поток под действием аэродинамической нагрузки, причем деформация измерялась с привлечением оптической методики. Чувствительный элемент представлял собой прямоугольник фольги 1 (с характерным размером 0,2 см), закрепленный на жесткой диэлектрической державке 2, которая крепилась к стенке 3 камеры.

Ориентация датчика такова, что средняя скорость потока газа  $\langle U \rangle$  располагалась в плоскости фольги, а составляющая пульсационной скорости потока  $U_y$ , перпендикулярная плоскости фольги, вызывала ее отклонение, которое регистрировалось с помощью светового пучка. Оптический метод регистрации обеспечивал высокий уровень помехозащищенности датчика и надежности в эксплуатации. Пучок света от источника излучения 4 с помощью системы линз и световолоконного жгута 5 направлялся на зеркально отражающую фольгу 1, а затем на нож Фуко 6 и в световолоконный жгут 7. После прохождения через светофильтр 8 оптический сигнал преобразовывался в электрический блоком 9 с помощью фотодиода с использованием усилительной и согласующей схем типа [12]. За усилителем-фильтром 10 располагались осциллограф 11 и анализатор спектра 12.

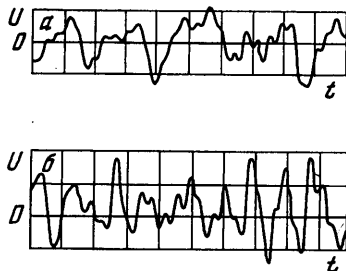
Для того чтобы снизить уровень помех вследствие действия вибрации установки, использовались световолоконные жгуты, специальная геометрия державки чувствительного элемента, выбор расположения ножа Фуко и другие средства. В результате заметные помехи на фоне полезного сигнала оставались лишь на частотах ниже 300 Гц.

Анализ используемого в данной работе метода регистрации  $U_y$ , проведенный в [11], показал, что для условий данных экспериментов в зависимости от частоты наблюдается слабое изме-

нение чувствительности датчика, связанное с инерционностью как самой фольги, так и потока [13]. При проведении сравнительных исследований спектров пульсаций скорости в разряде и нейтральном потоке этими слабыми изменениями можно пренебречь, поскольку они практически в равной мере присутствуют в обоих случаях нейтрального и плазменного потока. Этот вывод подтвержден ниже при рассмотрении динамического отклика чувствительного элемента датчика.

Средняя скорость потока газа  $\langle U \rangle$  определялась с помощью стеклянной трубки Пито-Прандтля, температура газа измерялась на входе в разрядную камеру по датчику на основе индивидуально калиброванного терморезистора КМТ.

Фиг. 2. Осциллограммы сигнала пульсационной скорости в смеси  $N_2-He$  (20/4) 24 торр для положения датчика 23 мм от оси следа, масштаб по горизонтальной оси 0,5 мс/деление: *a* – в полосе частот 0,15– 2,3 кГц, вертикальный масштаб 0,05 В/деление, *б* – полоса 1,5–2,3 кГц, вертикальный масштаб 0,02 В/деление



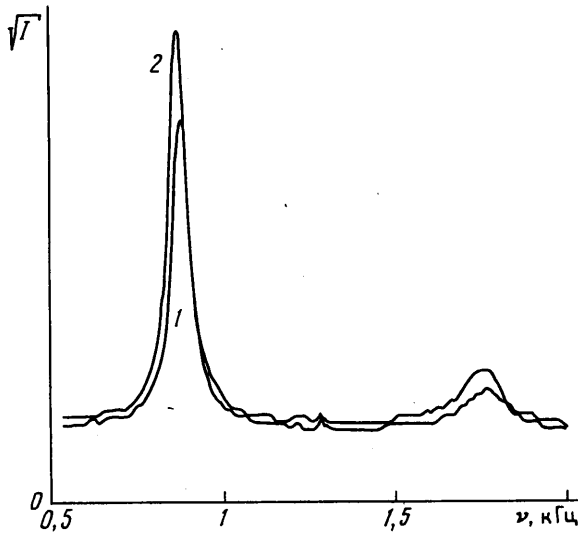
**3. Экспериментальные результаты.** Под влиянием вихрей дорожки Кармана, как под действием вынуждающей силы  $F \sim \sin 2\pi\nu_0 t$ , чувствительный элемент датчика, собственная частота которого  $\nu_R > \nu_0$ , генерирует сигнал, представляющий собой искаженную синусоиду (фиг. 2, *a*). Анализ полученных осциллограмм на фиг. 2 показывает, что в сигнале присутствуют значительные фазовые сдвиги на угол в десятки градусов, наблюдающиеся через 3–4 периода, что свидетельствует о существовании коротких цугов волн с частотой  $\nu_0$ , которые подаются на спектроанализатор и систему регистрации. Из сигналов типа тех, которые представлены на фиг. 2, *a*, с помощью фильтров может быть выделен сигнал с частотой  $2\nu_0$  в том случае, когда датчик расположен на конечном расстоянии от оси дорожки Кармана (фиг. 2, *б*). На оси дорожки Кармана ( $y = 0$ ) второй гармоники не существует.

Отметим, что на выходе спектроанализатора формировался сигнал, пропорциональный амплитудному значению скорости пульсаций  $U_{0y}$ . Соответственно фиг. 3 представляет экспериментальную оценку зависимости корня из спектральной плотности мощности пульсаций скорости  $\sqrt{I(\nu)}$  от частоты для потока чистого азота в диапазоне  $\nu = 0,5-2$  кГц. В этом эксперименте скорость газа составляла  $U = 64$  м/с, давление  $p = 21$  торр, диаметр турбулизатора (цилиндра)  $D = 1,48$  см, причем он располагался вблизи катода (вниз по течению). Разрядная кривая относится к мощности разряда 22 кВт по постоянному полю. Эта мощность в основном затрачивалась на возбуждение колебаний молекул  $N_2$ . Максимум кривой 1 сдвинут примерно на 10 Гц относительно максимума кривой 2 в сторону больших частот.

Ширина спектральной кривой в разряде составляет 48 Гц, а в нейтральном газе – 54 Гц (на уровне половины максимальной спектральной плотности мощности). Это означает, что длина когерентности, определяемая ниже, в нейтральном газе равна  $R_n = 37,6$  см, тогда как в разряде  $R_d = 42,6$  см. В тлеющем разряде величина  $R$  выше, чем в нейтральном газе, т.е. упорядоченность дорожки Кармана увеличивается под действием разряда. При этом спектральная плотность пульсаций скорости также увеличивается в области максимума спектральной кривой.

Измерения, результаты которых представлены на фиг. 3, проводились на расстоянии  $y = 23$  мм от оси дорожки Кармана. И в нейтральном газе, и в тлеющем разряде была обнаружена вторая гармоника пульсаций. В нейтральном газе максимум второй гармоники приходится на частоту  $\nu_{20} = 1780$  Гц, в тлеющем разряде – на частоту  $\nu_{20} = 1760$  Гц, т.е. сдвиг второй гармоники в тлеющем разряде в 2 раза больше, чем основной. Амплитуда второй гармоники как в нейтральном газе, так и в плазме тлеющего разряда достигает заметной величины, существенно больше 10% амплитуды основного тона.

Влияние смещения точки измерения от оси дорожки Кармана на спектры пульсаций скорости  $U_y$  можно оценить, сравнивая фиг. 3 и 4 (где приведены результаты аналогичного эксперимента в азоте, но выполненного на оси дорожки  $y = 0$ ). Основные закономерности



Фиг. 3. Спектр пульсаций скорости в азоте при давлении 21 торр, измеренный в 23 мм от оси следа, 1 – нейтральный поток, 2 – разряд при энергоскладе 22 кВт

поведения спектра пульсаций в тлеющем разряде и в нейтральном газе те же самые, что и на фиг. 3, с той лишь разницей, что в спектре отсутствует вторая гармоника. Под действием разряда спектр основного тона пульсаций сужается где-то на 10% (по уровню половинной мощности), причем плотность мощности пульсаций скорости в пике растет.

В смеси азот – гелий (фиг. 5) просматриваются те же самые закономерности, что и в чистом азоте, но более явно выраженные.

Однако в лазерной смеси  $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$  (2/18/10 торр) в тлеющем разряде в отличие от чистого азота наблюдается уширение спектра пульсаций скорости относительно спектра в нейтральном газе примерно на 22% (фиг. 6). Уширение спектра в разряде означает уменьшение длины когерентности  $R_d$ , т.е. рост возмущений в дорожке Кармана. При этом плотность мощности пульсаций скорости в области спектрального пика под действием разряда в смеси  $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$  падает. Легко видеть, что если добавление гелия к азоту не меняет качественно воздействие разряда на пульсации скорости потока, то присутствие углекислого газа в смеси меняет знак эффектов влияния разряда.

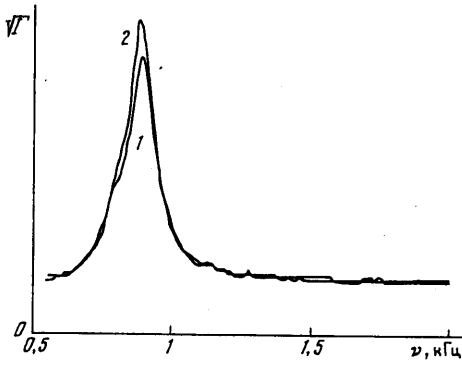
Чтобы дать количественную оценку наблюдаемому действию тлеющего разряда на пульсации скорости потока и продвинуться в понимании обнаруженных эффектов, рассмотрим модель течения и модель датчика скорости, с помощью которого получены данные.

**4. Модель динамического отклика датчика.** В соответствии с [14] поперечное динамическое перемещение пластины датчика  $y(x, t)$ , обусловленное действием распределенной поперечной нагрузки  $Q(x, t)$  для нулевых начальных условий  $y(x, 0) = \dot{y}(x, 0) = 0$  равно

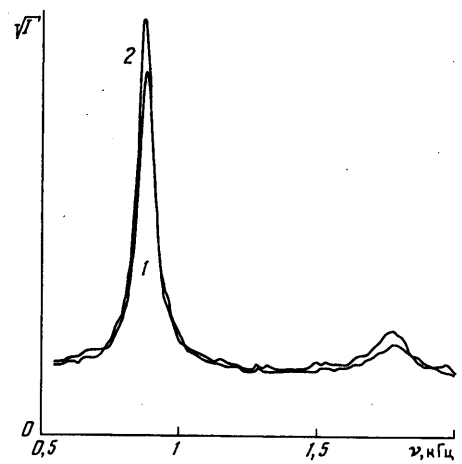
$$y(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{X_n(x)}{\omega_{R_n} d_n} \iint_{00}^{Lt} X_n(x') q(x'\tau) \sin \omega_{R_n} (t - \tau) dx' d\tau \quad (4.1)$$

$$\omega_{R_n} = ak_n^2, \quad a = \sqrt{\frac{EI}{(1 - \nu^2)\rho_0 S}}$$

где  $q(x, t) = Q(x, t)/\mu$  – приведенная нагрузка,  $\mu$  – погонная плотность пластины,  $L$  – ее длина,  $S$  – площадь поперечного сечения,  $I$  – момент инерции поперечного сечения относительно оси, проходящей через центр масс сечения пластины,  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $\rho_0$  – плотность материала пластины. Величины  $k_n$  – решения задачи на собственные значения для колебаний стержня с одним жестко закрепленным, а другим свободным концом, сводимой к уравнению  $\cos kL \operatorname{ch} kL = -1$ .



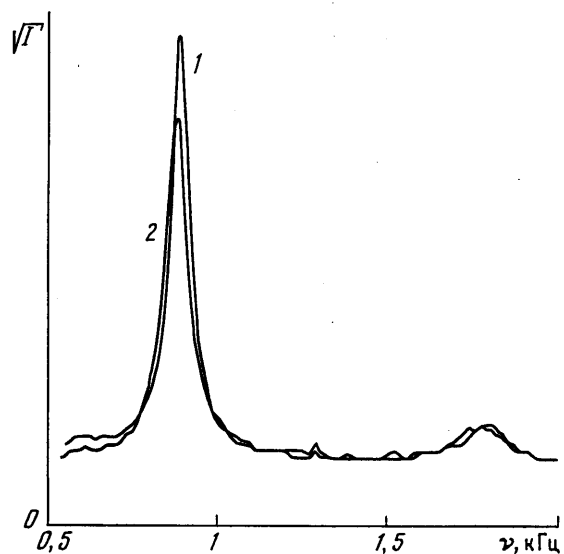
Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 4. Спектр пульсаций скорости в азоте при давлении 21 торр, измеренный на оси следа, 1 – нейтральный поток, 2 – разряд при энерговкладке 20 кВт

Фиг. 5. Спектр пульсаций скорости в смеси N<sub>2</sub>-He (20/4) 24 торр, измеренный в 23 мм от оси следа, 1 – нейтральный поток, 2 – разряд при энерговкладке 16 кВт



Фиг. 6. Спектр пульсаций скорости в смеси CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-He (2/18/10) 30 торр, измеренный в 23 мм от оси следа, 1 – нейтральный поток, 2 – разряд при энерговкладке 13 кВт

Собственные значения  $k_n$  и собственные функции  $X_n(x)$  можно найти в [14], причем квадрат нормы собственных функций  $d_n = LX_n^2(L)/4$ .

Линеаризованная распределенная аэродинамическая нагрузка для случая квазистационарного обтекания пластины [13]

$$Q(x,t) = \left\langle \rho \frac{U^2}{2} \right\rangle \frac{\partial \langle C_{\perp}(x, \alpha) \rangle}{\partial \alpha} \alpha b \tag{4.2}$$

где  $\langle \rho U^2/2 \rangle$  – средний скоростной напор потока,  $b$  – ширина пластины,  $\langle C_{\perp}(x, \alpha) \rangle$  – осредненный

по размаху местный коэффициент нормальной силы,  $\alpha = U'_y / \langle U \rangle$  – мгновенный угол атаки (предполагаемый достаточно малым, чтобы выполнялось линейное соотношение между нормальной силой и углом атаки),  $\langle U \rangle$  – средняя скорость потока, лежащая в плоскости невозмущенного положения пластины,  $U'_y$  – пульсация скорости в направлении, перпендикулярном плоскости пластины,  $\rho$  – плотность газа.

В соответствии с (4.2) приведенную распределенную нагрузку можно приближенно представить как

$$q(x, t) = q_0(x) \frac{\langle \rho U^2 \rangle}{\langle U \rangle} U'_y(t) \quad (4.3)$$

т.е. в виде произведения множителя, зависящего от координаты, и множителя, зависящего от времени. Если (4.3) подставить в (4.1) и ограничиться в сумме по модам колебаний пластины только основной модой (что обосновано для нагрузок  $q$  типа аэродинамической с резко выраженным максимумом вблизи передней кромки пластины), то получим

$$y(x, t) = \frac{C(x)}{\omega_{R_1}} \frac{\langle \rho U^2 \rangle}{\langle U \rangle} \int_0^t U'_y(\tau) \sin \omega_{R_1} (t - \tau) d\tau \quad (4.4)$$

$$C(x) = \frac{X_1(x)}{d_1} \int_0^L q_0(x') X_1(x') dx'$$

Далее будет рассмотрена величина  $y(L, t)$ , поскольку, согласно конструкции оптической схемы датчика, именно она определяет сигнал датчика [11].

**5. Модель вихревой дорожки Кармана за цилиндром.** Рассмотрим некоторые основные характеристики течения, воздействующего на датчик. Хорошим приближением для распределения параметров потока за цилиндрическим телом в широком диапазоне достаточно высоких чисел  $Re$  при малых числах  $M$  служит модель неограниченной "шахматной" дорожки Кармана в идеальной несжимаемой жидкости. В эксперименте число  $Re$ , определенное по диаметру цилиндра, составило величину  $\sim 2000$  (турбулентный режим), а число  $M$  невозмущенного потока не превышало 0,2. Записывая, согласно [15], распределение скорости в точке  $(x, y)$  дорожки с шахматным расположением вихрей, имеем для составляющей пульсации скорости  $U'_y$ , направленной по оси  $y$

$$U'_y = \frac{\Gamma}{2l} \sin \frac{2\pi x}{l} \left[ \frac{1}{A - \cos 2\pi x / l} + \frac{1}{A' + \cos 2\pi x / l} \right] \quad (5.1)$$

$$A = \operatorname{ch} \frac{2\pi}{l} \left( y - \frac{h}{2} \right), \quad A' = \operatorname{ch} \frac{2\pi}{l} \left( y + \frac{h}{2} \right)$$

где  $l$  – расстояние между соседними вихрями в рядах (т.е. по оси  $x$ ),  $h$  – расстояние между рядами вихрей (по оси  $y$ ),  $\Gamma$  – циркуляция вихрей в верхнем ряду. Начало оси  $y$  установлено на половине расстояния между рядами, причем так, чтобы один из вихрей верхнего ряда оказался расположенным на оси  $y$ . Разлагая (5.1) в ряд Фурье по координате  $x$ , получим

$$U'_y = U'_{0y} \sin \omega_0 t + U''_{0y} \sin 2\omega_0 t + U'''_{0y} \sin 3\omega_0 t + \dots, \quad \omega_0 t = 2\pi x / l \quad (5.2)$$

$$U'_{0y} = \frac{\Gamma}{l} \left[ (A + \sqrt{A^2 - 1})^{-1} + (A' + \sqrt{A'^2 - 1})^{-1} \right]$$

$$U''_{0y} = \frac{\Gamma}{l} \left[ (A + \sqrt{A^2 - 1})^{-2} - (A' + \sqrt{A'^2 - 1})^{-2} \right]$$

$$U'''_{0y} = \frac{\Gamma}{l} \left[ (A + \sqrt{A^2 - 1})^{-3} + (A' + \sqrt{A'^2 - 1})^{-3} \right]$$

Из выражений (5.2) видно, что спектр помимо основной гармоники представлен обертонами. Однако четные гармоники на оси, т.е. при  $y = 0$ , отсутствуют.

Шахматная дорожка вихрей устойчива к возмущениям расположения вихрей в линейном приближении по смещениям вихрей при соответствующем выборе величины  $h/l = 0,2806$  [15], поэтому указанная выше устойчивая картина течения "сносится" средним течением потока (направленным вдоль оси  $x$ ) мимо датчика. При этом пространственные вариации скорости  $U'_y(x)$  воспринимаются датчиком как временные вариации  $U'_y(t)$  в соответствии с коэффициентом пересчета – скоростью сноса  $U_{tr} = U_\infty - U_S$ . Здесь время  $t$  связано с эквивалентной координатой  $x$  соотношением  $x = U_{tr}t$ , где  $U_\infty$  – скорость однородного потока (вдали от дорожки),  $U_S = (\Gamma/2l)\text{th}(\pi h/l)$  – скорость самоиндуцированного движения вихрей в дорожке Кармана [15]. Во всяком случае такое простое преобразование, эквивалентное гипотезе Тейлора [13] для турбулентного течения, справедливо на некотором удалении от цилиндра (несколько диаметров), где параметры дорожки  $h$  и  $l$  успевают установиться. Отметим, что анализируемые экспериментальные данные относятся к положению датчика  $x/d = 14$ .

Подставив выражение (5.2) в (4.4), получим соотношение для отклика датчика (при учете только основного тона колебаний пластины и в ограниченном частотном интервале  $\omega < \omega_{R1}$ ) в виде

$$y(L,t) = C \frac{\langle \rho U^2 \rangle \omega_{R1}^2}{\langle U \rangle} \left\{ \frac{U'_{0y}}{\omega_{R1}^2 - \omega_0^2} \sin \omega_0 t + \frac{U''_{0y}}{\omega_{R1}^2 - 4\omega_0^2} \sin 2\omega_0 t + \frac{U'''_{0y}}{\omega_{R1}^2 - 9\omega_0^2} \sin 3\omega_0 t + \dots \right\} \quad (5.3)$$

Сигналу (5.3) соответствует линейчатый спектр на основной частоте и обертонах. В первом грубом приближении форма сигнала (5.3) и соответствующий спектр отвечают общему характеру полученных осциллограмм и спектрограмм. Имея в виду описание и изучение обнаруженного влияния разряда на характерную ширину спектра скорости, далее необходимо учесть в модели течения тот известный факт, что дорожка Кармана за телом не является идеально упорядоченной структурой, по крайней мере для исследуемого турбулентного режима обтекания цилиндра. Соответственно, полученные осциллограммы скорости (фиг. 2) заметно отличаются от суперпозиции гармонических сигналов с кратными частотами типа (5.3). На осциллограммах обращают на себя внимание значительные (на угол в десятки градусов) резкие (длительностью меньше периода колебаний) скачки фазы основного тона пульсаций.

Отметим, что впервые с подобной задачей определения спектра ограниченных во времени отрезков гармонических колебаний столкнулся Г.А. Лоренц при описании формы оптических линий излучения в сравнительно плотных газах. В этом случае (при квазиклассическом рассмотрении) столкновение излучающего атома с другим атомом вызывает прекращение излучения (либо резкое изменение фазы излучаемой волны), что является одним из основных источников уширения оптических линий в газах при низких температурах. Учитывая общий характер полученных осциллограмм пульсационной скорости, близкий к упомянутой выше картине столкновительного уширения оптических линий, представляется целесообразным попытаться описать в общих чертах спектр пульсаций скорости на основе модели ударного приближения, впервые предложенного Лоренцом [16] для описания столкновительного уширения оптических линий в газах.

В модели ударного уширения спектральных линий продолжительность изменения фазы колебаний считается равной нулю. В условиях данных экспериментов, когда время сбоя фазы меньше периода колебаний, заведомо применимо это приближение. Форма линии в ударном приближении определяется статистикой распределения длительностей цугов колебаний между двумя последовательными сбоями фазы или вообще прерываниями излучения. В случае уширения оптических линий в газах давлением длительности цугов колебаний распределены в соответствии с формулой Пуассона

$$dp = e^{-\tau/\tau_0} d\tau/\tau_0 \quad (5.4)$$

Здесь  $dp$  – вероятность того, что длительность  $k$ -того цуга волн лежит в интервале  $\tau$ ,  $\tau + d\tau$ , где  $\tau_0$  – среднее значение длительности цуга.

В экспериментах выполнены все три условия применимости распределения Пуассона (5.4) для сбоя, формирующих контур линии: 1) вероятность сбоя фазы за время  $d\tau$  не зависит от предыстории; 2) вероятность сбоя фазы за малое время  $d\tau$  пропорциональна  $d\tau$ ; 3) вероятность двух сбоя фазы за малое время  $d\tau$  – величина более высокого порядка малости, чем  $d\tau$  [17].

Сначала получим спектральное распределение для цуга волн основного тона пульсаций скорости, который представим в соответствии с (4.4) и (5.2) в интервале  $t_k < \tau \leq t_{k+1}$  как

$$y(\tau) = a_0 \sin \omega_0 \tau, \quad a_0 = C \frac{\langle \rho U^2 \rangle}{\langle U \rangle} \frac{U'_{0y} \omega_{R_1}^2}{\omega_{R_1}^2 - \omega_0^2} \quad (5.5)$$

В соответствии с методикой [16] запишем

$$y(\tau) = a_0 e^{i\omega_0 \tau}, \quad t_k < \tau \leq t_{k+1}$$

$$y(\tau) = 0, \quad \tau < t_k, \quad \tau > t_{k+1}$$

и воспользуемся интегралом Фурье

$$a_\nu = \int_{-\infty}^{\infty} y(\tau) e^{-2\pi i \nu \tau} d\tau$$

Проведя вычисление этого интеграла и осреднение по распределению Пуассона (5.4), найдем

$$A^2(\nu) = \frac{2a_0^2}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + \tau_0^{-2}} \quad (5.6)$$

где  $A^2(\nu)$  – частотная зависимость энергии колебаний цуга. Введем в (5.6) амплитуду пульсаций скорости в явном виде согласно соотношению (5.5), которое перепишем в виде  $2a_0^2 = I_0 \cdot (U'_{0y})^2$ .

Тогда для спектральной плотности мощности пульсаций скорости  $I(\nu)$  имеем

$$I(\nu) = \frac{A^2(\nu)}{\tau_0} = I_0 \cdot (U'_{0y})^2 \tau_0 \frac{\tau_0^{-2}}{4\pi^2(\nu_0 - \nu)^2 + \tau_0^{-2}} \quad (5.7)$$

где множитель в виде дроби дает частотную зависимость спектральной плотности, а множитель перед дробью – значение спектральной плотности в максимуме распределения, причем величина  $I_0$  в хорошем приближении – константа в пределах анализируемых экспериментов. Видно, что значение спектральной плотности в центре линии пропорционально времени когерентности колебаний и квадрату амплитуды пульсаций скорости. Из (5.7) следует, что полуширина спектрального распределения пульсаций скорости для дорожки Кармана выразится как

$$\Delta \nu_0 = \frac{1}{2\pi\tau_0}, \quad \tau_0 = \frac{R}{U_{rr}} \quad (5.8)$$

где  $R$  – длина когерентности основного тона.

Действуя аналогично, при рассмотрении спектра первого обертона получим

$$d p = e^{-\tau/\tau_{10}} d\tau/\tau_{10}, \quad y(\tau) = a_{10} \sin 2\omega_0 \tau$$

$$a_{10} = \frac{C \langle \rho U^2 \rangle}{\langle U \rangle} \frac{U''_{0y} \omega_{R_1}^2}{\omega_{R_1}^2 - 4\omega_0^2}$$

В результате для первого обертона имеем следующее распределение энергии пульсаций скорости по частотам:

$$I(\nu) = I_{10} \cdot (U''_{0y})^2 \tau_{10} \frac{\tau_{10}^{-2}}{4\pi^2(\nu_{10} - \nu)^2 + \tau_{10}^{-2}} \quad (5.9)$$

Аналогично (5.8) для обертона имеем

$$\Delta \nu_{10} = \frac{1}{2\pi\tau_{10}}, \quad \tau_{10} = \frac{R_1}{U_{rr}} \quad (5.10)$$

где  $R_1$  – длина когерентности для обертона.



Так же, как (5.9), записывается спектральное распределение для второго обертона пульсаций скорости, с той лишь разницей, что вместо  $U''_{0y}$  используется  $U'''_{0y}$ , а  $\tau_{10}$  заменяется на  $\tau_{20}$ ; естественно, вместо фактора  $\omega_{R_1}^2 / (\omega_{R_1}^2 - 4\omega_0^2)$  нужно ввести в формулу выражение  $\omega_{R_1}^2 / (\omega_{R_1}^2 - 9\omega_0^2)$ .

Полученные формулы для спектрального распределения мощности пульсаций справедливы для линий, достаточно узких по сравнению с удалением центра линии от резонансной частоты датчика, что выполняется в условиях анализируемых экспериментов. Наблюдавшийся в эксперименте сигнал (фиг. 3–6) пропорционален корню из выражений (5.9), (5.11); упоминаемая в разд. 2 слабая зависимость чувствительности датчика от частоты определяется изменением  $I_0$  в исследованном диапазоне частот до 2 кГц.

Найдем значения  $\tau_0$  и  $\tau_{10}$  из дополнительных соображений. Так, например, в [16] для этих целей при расчете уширения оптических линий в разреженном газе привлекается статистика столкновений молекул, имеющих короткодействующий бинарный потенциал взаимодействия. Здесь эта модель неприменима. Величину  $\tau_0$  можно оценить, исходя из данных, полученных в [15] при рассмотрении устойчивости вихревых цепочек Кармана. В [15] показано, что устойчивыми являются вихревые дорожки шахматного расположения, смещения вихрей в которых представляются в виде

$$\delta x = x_0 \sin kDt, \quad k = \frac{\Gamma\pi}{8l^2}, \quad D = -4 \operatorname{sh} \frac{\pi h}{l} \left( \operatorname{ch} \frac{\pi h}{l} \right)^{-2} \quad (5.11)$$

Делая подстановки  $k, D$  в (5.11), получим

$$\delta x = -x_0 \sin \left( \frac{\pi}{l} \frac{U_S}{\operatorname{ch} \pi h / l} t \right), \quad U_S = \frac{\Gamma}{2l} \operatorname{th} \frac{\pi h}{l}$$

где  $U_S$  – скорость самоиндуцированного движения вихрей.

Максимальное отклонение вихрей в цепочке  $\delta x/x_0 = 1$  от положения равновесия достигается за время

$$t_m = \frac{1}{2} \frac{l}{U_S} \operatorname{ch} \frac{\pi h}{l}$$

Для оценки можно положить  $\tau_0 \approx t_m \approx 4,9 \cdot 10^{-3}$  с. Например, в чистом азоте (фиг. 3) экспериментальное значение  $\tau_0 = 6,6 \cdot 10^{-3}$  с.

Следует отметить, что в рамках модели [15] фазы основного тона и обертона жестко связаны. Поэтому фазовый сдвиг для обертона достигает  $\pi/2$  уже при  $\delta x/x_0 \sim 0,7$ , в то время как фазовый сдвиг основного тона при этом составит  $\pi/4$ . Это означает, что  $\tau_{10} \approx \tau_0/2$ , а следовательно, полуширина спектра обертона  $\Delta\nu_{10} \sim 2\Delta\nu_0$ . Эксперимент подтверждает такое соотношение. Кроме того, анализ экспериментальных данных, представленных в виде осциллограмм основного тона и обертона, показывает, что для основного тона максимальные фазовые сдвиги могут достигать  $\pi/2$ , а для обертона –  $\pi$ .

**6. Оценки эффектов влияния разряда и выдвигаемые гипотезы.** На базе предложенных теоретических оценок, используя формулу (5.7), для нейтральной среды и для плазмы тлеющего разряда при  $v = v_0$  составим соотношение

$$\frac{U_{0yd}^2}{U_{0yn}^2} = \frac{I_d(v_0)\tau_{0n}}{I_n(v_0)\tau_{0d}} \quad (6.1)$$

(индекс  $d$  относится к плазме тлеющего разряда, индекс  $n$  – к нейтральному газу) и проведем анализ спектральных данных, представленных на фиг. 3 и 6.

1. Отметим, что для кривых на фиг. 3  $\tau_{0n}/\tau_{0d} = \Delta\nu_d/\Delta\nu_n = 0,9$ , где  $\Delta\nu_d$  и  $\Delta\nu_n$  – полуширины спектральных кривых. Кроме того, в максимумах распределений при  $v = v_0 \sqrt{I_d(v_0)/I_n(v_0)} = 1,23$ , тогда в максимумах распределений  $I_d(v_0)/I_n(v_0) = 1,51$ . Подставляя указанные выше отношения в формулу (6.1), получим, что мощность основного тона пульсаций скорости в дорожке Кармана под действием разряда возрастает в  $U_{0yd}^2/U_{0yn}^2 = 1,36$  раза.

Согласно соотношению (5.2), изменение интегральной мощности пульсаций связано с изменением циркуляции вихрей  $\Gamma$  и (или) изменением шага дорожки  $l$ . Но для использованного в эксперименте смещения датчика от оси следа небольшие изменения шага дорожки не приводят к изменению амплитуды  $U'_{0y}$  в разложении (5.2), поскольку для такого значения смещения  $y$  имеет место компенсация изменений  $l$  и величины  $A(l, y)$ , фигурирующих в выражении для  $U'_{0y}$ . Кроме того, в чистом азоте вряд ли можно предполагать существенное увеличение шага дорожки Кармана под действием разряда в связи с незначительным его прогревом. Учитывая отмеченное выше, остается констатировать увеличение циркуляции вихрей дорожки Кармана в азоте под действием тлеющего разряда.

На основании полученных данных пока затруднительно сделать обоснованное заключение о природе этого эффекта. Предварительно с учетом соображений, выдвигаемых ниже для объяснения результатов, полученных в углекислотной смеси, можно выдвинуть следующую гипотезу. Известно, что тлеющий несамостоятельный разряд при указанных выше удельных энерговкладах практически не нагревает азот при скоростях  $U \sim 100$  м/с из-за больших времен колебательной релаксации и скорость потока остается неизменной. Однако из-за дезактивации молекул  $N_2$  его нагрев на поверхности турбулизатора и в пограничном слое может оказаться заметным. Указанные эффекты приводят к увеличению циркуляции скорости в пограничном слое. Поскольку вихри дорожки Кармана формируются частично из газа пограничного слоя, то естественно предположить, что циркуляция этих вихрей растет в разряде по сравнению со случаем нейтрального потока.

2. Для кривых на фиг. 6  $I_d(v_0)/I_n(v_0) = 0,70$  при  $v = v_0$ , тогда как  $\tau_{0d}/\tau_{0n} = 0,82$ . Воспользуемся соотношением (6.1) и найдем  $U'_{0yd}/U'_{0yn} = 0,85$ , т.е. мощность пульсаций скорости (основного тона) в дорожке Кармана в разряде уменьшилась по отношению к соответствующей величине в нейтральном газе в 1,18 раза. Причина этого явления, по-видимому, состоит в следующем. В смеси  $CO_2-N_2-He$  происходит прогрев газа и, следовательно, его расширение и ускорение в направлении вниз по потоку. В соответствии с законом сохранения момента количества движения или теоремой Томсона о сохранении циркуляции скорости вдоль жидкого контура расширение газа приводит к падению скорости в вихрях, т.е. к падению мощности пульсаций скорости потока на 18% (что примерно соответствует расчетному прогреву плазмы).

Из экспериментальных данных, представленных на фиг. 6, получено, что в тлеющем разряде полуширина спектральной кривой  $\Delta v_{0d} = (2\pi\tau_{0d})^{-1}$  на 22% больше, чем  $\Delta v_{0n}$  в нейтральном газе. Качественно это обстоятельство можно объяснить той же причиной, которая вызывает подавление пульсаций. Из-за однородного объемного прогрева углекислотной смеси в разряде и ускорения в направлении вниз по потоку увеличивается параметр дорожки Кармана  $l(x)$  (расстояние между вихрями в ряду), тогда как величина  $h$  (расстояние между рядами вихрей) остается неизменной. Следовательно, нарушается условие устойчивости дорожки Кармана по первому приближению  $h/l = 0,2806$  относительно возмущений, рассмотренных в [15] (в (5.11) появляется экспонента, линейно растущая во времени). Естественно, упорядоченность дорожки Кармана убывает, что выражается в дополнительном уширении спектральной линии.

**Закключение.** С помощью специально разработанного датчика получены экспериментальные данные по влиянию тлеющего несамостоятельного разряда на пульсации скорости в следе за прямым круговым цилиндром. Экспериментальные спектры пульсаций скорости потока отличаются высоким контрастом, плотность мощности в максимуме и пьедестале различается на 1,5 порядка, так что регистрируется обертона основной частоты пульсаций скорости. Обнаружено влияние разряда как на характерную ширину спектра скорости, так и на характерную плотность мощности, причем характер влияния (знак) зависит от состава смеси. Для количественной оценки и анализа влияния разряда рассматриваются аппаратная функция датчика (с учетом динамического отклика чувствительного элемента) и модель течения – вихревая дорожка Кармана. Модель обобщена с учетом наблюдаемых на осциллограммах резких сбоев фазы колебаний в рамках ударного приближения. Развитые модельные представления позволили установить, что разряд действует на суммарную мощность пульсаций скорости в основном тоне пульсаций, и численно оценить это воздействие, так что наблюдаемое изменение под действием разряда характерной ширины линии не компенсируется изменением спектральной мощности в ее центре. Это говорит о влиянии разряда на циркуляцию вихрей дорожки Кармана в азоте и в смеси  $N_2-He$ . Выдвинуты гипотезы относительно возможного механизма обнаруженных эффектов, связанные с тепловыделением в разряде.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 96-01-00372 и 99-01-01199).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Garosi G.A., Bekefi G., Schulz M.* Response of a weakly ionized plasma to turbulent gas flow // *Phys. Fluids*. 1970. V. 13. № 11. P. 2795–2809.
2. *Галечян Г.Р., Петросян С.И.* Расконтрагирование положительного столба высокоскоростным потоком газа // *ПМТФ*. 1975. № 6. С. 9–11.
3. *Eckbreth A.C., Owen F.S.* Flow conditioning in electric discharge convection lasers // *Rev. Sci. Instrum.* 1972. V. 43. № 7. P. 995–998.
4. *Полулях В.П., Киселев В.И.* Тлеющий разряд в турбулентном потоке // *Изв. вузов. Физика*. 1977. № 5. С. 125–127.
5. *Генералов Н.А., Зимаков В.П., Косынкин В.Д. и др.* // Стационарный несамостоятельный разряд с ионизацией безэлектродными импульсами в лазере на замкнутом цикле // *Физика плазмы*. 1977. Т. 3. Вып. 3. С. 626–633.
6. *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. 687–692.
7. *Акишев Ю.С., Козлов А.Н., Напартович А.П. и др.* Корреляционные измерения характеристик тлеющего разряда в турбулентном потоке газа // *Физика плазмы*. 1982. Т. 8. Вып. 4. С. 736–745.
8. *Недоспасов А.В., Хаит В.Д.* Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979. 168 с.
9. *Александров Н.Л., Напартович А.П., Паль А.Ф. и др.* Усиление звуковых волн в плазме газового разряда // *Физика плазмы*. 1990. Т. 16. Вып. 7. С. 862–870.
10. *Генералов Н.А., Зимаков В.П., Косынкин В.Д. и др.* О предионизации газа безэлектродными емкостными импульсами в лазерах, работающих в импульсно-периодическом режиме // *Квантовая электроника*. 1978. Т. 5. № 5. С. 1157–1159.
11. *Гембаржевский Г.В., Генералов Н.А., Косынкин В.Д.* Датчик пульсаций скорости турбулентного газового потока в условиях тлеющего разряда // *Приборы и техника эксперимента*. 1993. № 3. С. 149–155.
12. *Аксененко М.Д., Бараночников М.Л., Смолин О.В.* Микроэлектронные фотоприемные устройства. М.: Энергоатомиздат, 1984. 209 с.
13. *Forsching H.W.* Grundlagen der Aeroelastik. Berlin, Heidelberg, N.-Y. Springer, 1974. 693 s. = *Фершинг Г.* Основы аэроупругости. М.: Машиностроение, 1984. 599 с.
14. *Timoshenko S., Young D.H., Weaver W.Jr.* Vibration problems in engineering. N.Y.: Wiley, 1974. 521 p. = *Тимошенко С.П., Янг Д.Х., Уивер У.* Колебания в инженерном деле. М.: Машиностроение, 1985. 472 с.
15. *Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В.* Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Физматгиз, 1963. 583 с.
16. *Фриш С.Э.* Оптические спектры атомов. М.; Л.: Физматгиз, 1963. 640 с.
17. *Hudson D.J.* Statistics, Lectures on elementary statistics and probability. Geneva: 1964. = *Худсон Д.* Статистика для физиков. М.: Мир, 1967. 242 с.

Москва

Поступила в редакцию  
22.1.1999