

УДК 533.9

СПЕКТР ТУРБУЛЕНТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ТАНГЕНЦИАЛЬНОГО РАЗРЫВА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА В ПОТОКЕ ГАЗА

И. М. Минаев, А. А. Рухадзе

При иницировании скользящего разряда на поверхности пластины, обтекаемой потоком газа, в пограничной области возникает плазменный высокотемпературный слой газа. Показано, что на границе раздела высокотемпературного и холодного слоев образуется тангенциальный разрыв скорости потока, в котором развивается неустойчивость. Рассматривается характер спектра турбулентных возмущений в области тангенциального разрыва.

В работах [1 – 2] обсуждалась динамика процессов, возникающих при иницировании скользящего разряда на поверхности диэлектрической пластины, обтекаемой потоком газа. Представляет интерес рассмотреть также и характер течения на границе между холодным газом и слоем плазмы (горячего газа), образованной скользящим разрядом на поверхности пластины в пограничном слое. В процессе энерговыделения в скользящем разряде происходит быстрое выравнивание электронной температуры и температуры нейтралов. Время выравнивания [3]

$$\tau_p \sim \tau_{en} \approx M/2\nu_{en}m_e,$$

где m_e – масса электрона, M – масса нейтралов, ν_{en} – частота столкновений электрон-нейтрал ($\nu_{en} = 4 \cdot 10^9 \sqrt{P_0}$, где P_0 – давление газа в *мм рт.ст.*). При давлении газа ~ 1 атм и температуре $T_p \approx 3000$ К [2], $\tau_p \sim 10^{-8}$ с. Время, за которое устанавливается движение газа в пограничном слое при температуре, соответствующей T_p , определяется

толщиной плазменного слоя $\delta_p = \delta_{col}$ (δ_{col} – толщина пограничного слоя на поверхности пластины в потоке холодного газа) и тепловой скоростью молекул газа V_T

$$\tau_{rel} \sim \delta_p / V_T.$$

Время установления $\tau_{rel} \approx 6 \cdot 10^{-7}$ с (при $\delta_p \sim 1$ мм и $V_T \approx 1500$ м/с). При этом параметры движения в плазменном слое будут определяться вязкостью $\dot{\eta}_T$, соответствующей T_p .

Известно, что с увеличением температуры вязкость газа возрастает. Зависимость изменения коэффициента вязкости $\dot{\eta}$ от температуры (считая сечение столкновений не зависящим от скорости в нашем диапазоне температур) можно представить в виде

$$\dot{\eta}_T = \text{const} \sqrt{T}. \quad (1)$$

Для газа с вязкостью, соответствующей температуре T_p , толщина пограничного слоя при этом будет меняться с температурой как [4]

$$\delta_p = \text{const} \sqrt[4]{T}. \quad (2)$$

Как показано в [1, 2], скользящий разряд, инициируемый в пограничном слое на поверхности пластины, обтекаемой потоком газа, создает высокотемпературный слой δ_p , внешняя граница которого совпадает с внешней границей пограничного слоя δ_{col} в холодном потоке или находится внутри пограничного слоя. В дальнейшем эта граница расплывается с характерным временем, определяемым скоростью потока на внешней границе и диффузией в потоке. Для оценок будем считать границу резкой. И примем, что за промежуток времени τ_{rel} образуется высокотемпературный слой с вязкостью $\dot{\eta}_T$. Такому значению вязкости, при заданной скорости набегающего потока V_∞ , должны соответствовать своя, новая толщина пограничного слоя δ_T , и новое распределение скоростей по сечению пограничного слоя. В результате внутри высокотемпературного слоя скорость газа резко падает за время τ_{rel} , а на внешней границе скорость холодного газа продолжает оставаться равной V_∞ (рис. 1). Таким образом, на границе горячего и холодного слоев образуется тангенциальный разрыв, на котором скорость газа испытывает скачок.

Определим масштаб изменения скорости на границе раздела. В [4] приведен график изменения скорости в пограничном слое при коэффициенте вязкости $\dot{\eta}$, соответствующем холодному газу. Для определения скорости потока на границе горячей и холодной



Рис. 1. Схема расположения пограничного слоя: заштрихованная область ($\delta_p = \delta_{col}$) – высокотемпературный плазменный слой, совпадающий с пограничным слоем при обтекании холодным газом, δ_{hg} – пограничный слой при условии, что пластину обтекает горячий газ со скоростью V_∞ .

областей воспользуемся тем же графиком, но только для горячего газа с вязкостью η_T . Для этого следует изменить масштаб по оси абсцисс, как это показано на рис. 2.

Для оценки величины скачка скорости определим δ_{hg} для тех же значений температуры газа, что и в [2]. При $T_p = 3000\text{ K}$ из [4] видно, что δ_{hg} возросло в ~ 1.8 раза, следовательно в такое же число раз возрастет масштаб по оси абсцисс на графике рис. 2.

Величина скорости на внешней границе горячего газа $V_y \approx 0.82 V_\infty$ (при $y = \delta_{col}$). Таким образом, на границе раздела горячего и холодного газов образуется тангенциальный разрыв, причем величина скачка скорости $\approx 0.2 V_\infty$. Образование тангенциального разрыва происходит за время $\sim \tau_{rel}$, малое по сравнению с характерным временем изменения характеристик потока, обтекающего пластину ($L/V_\infty \sim 10^{-3}\text{ c}$). Представим изменение скорости на границе раздела в виде некоторой функции времени как [5]

$$V(t) = V_b \text{ при } t > 0, \quad (3)$$

$$V(t) = 0 \text{ при } t < 0.$$

Модуль спектральной плотности функции $V(t)$ при этом дается выражением

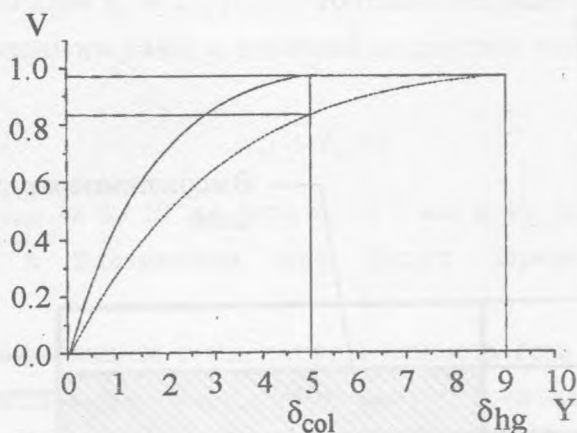


Рис. 2. Графики изменения скорости потока по сечению пограничного слоя: для холодного газа — непрерывная линия, для горячего газа — штрих-пунктирная линия.

$$S(\omega) = V_b(1/\omega). \quad (4)$$

В нашем случае спектр частот функции $V(t)$ ограничен снизу частотой $\omega_0 \approx V_b/L$, а сверху — частотой $\omega_{max} \approx V_b/\delta_p$. Будем считать, что возмущение скорости на границе раздела можно представить в виде ряда периодических функций (продолжая область скользящего разряда с периодом L). Тогда амплитуда первой гармоники $A_1 \sim V_b$, а амплитуды последующих гармоник будут падать как $1/n$ (где $n = 1, 2, 3, 4 \dots n$). Считая границу раздела горячего и холодного газа плоской, приняв скорость потока на границе со стороны горячего газа $V_{hg} = 0$, а со стороны холодного газа $V_{colg} = V_b$, и представляя возмущение скорости в виде ряда периодических функций вида

$$V_n = A_n e^{i(k_n x - \omega_n t)}, \quad (5)$$

где k_n — волновое число, определим вид огибающей спектра возмущений на границе плазменной области. Тогда инкремент нарастания возмущений для каждой гармоники будет определяться соотношением [4]

$$\omega_n = k_n V_b (\rho_1 \pm i\sqrt{\rho_1 \rho_2}) / (\rho_1 + \rho_2), \quad (6)$$

где ρ_1, ρ_2 — плотность холодного и горячего газа соответственно. Если считать, что максимальное значение амплитуды скорости A_n ограничено значением V_b , то подставляя (6) в (5) и полагая $\rho_1 = \rho_2$, получим

$$V_n = (V_b/n)e^{[\pi((V_b/\lambda_n)t]}, \quad (7)$$

где $\lambda_n = L/n$ – длина волны гармоники ω_n . Максимальная энергия, получаемая каждой гармоникой колебаний от внешнего потока, будет ограничена величиной $\sim V_b^2$ [4]. Исходя из этого, можно определить время насыщения $t_{n(sut)}$, необходимое для того, чтобы амплитуда скорости данной гармоники колебаний достигла максимального значения V_b :

$$V_n^2 = V_b^2 = ((V_b/n)e^{[\pi((V_b/\lambda_n)t]})^2, \quad (8)$$

$$t_{n(sut)} = \text{const}(\sqrt{\ln n})/n. \quad (9)$$

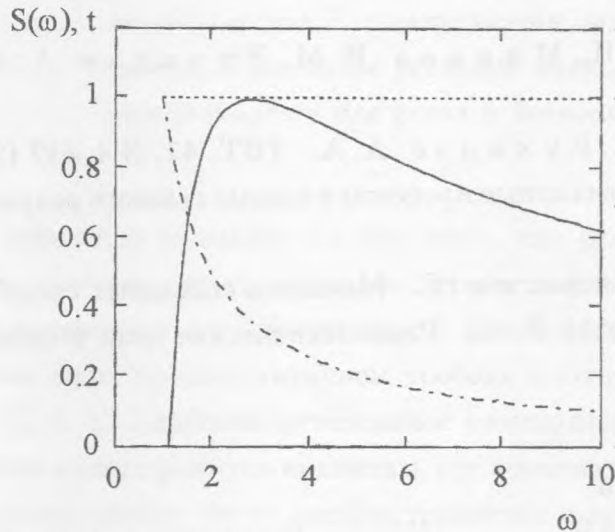


Рис. 3. График спектра возмущений на выходе из области разрыва (пунктирная линия), график спектра возмущений, представляющих скачок скорости ($t = 0$ – штрих-пунктирная линия), график зависимости t_{sut} от ω_n (непрерывная линия).

Подставляя (9) в (7), получим значения амплитуд составляющих спектра на выходе из плазменной области длиной L (рис. 3). На рис. 3 приведены нормированные графики спектра возмущений на выходе из области разрыва (штрих-пунктир), спектра возмущений, представляющих скачок скорости ($t = 0$) и зависимости t_{sut} от ω_n (сплошная кривая).

Таким образом, на выходе из области разрыва имеем спектр возмущений с прямоугольной огибающей, то есть все спектральные составляющие имеют амплитуду

скорости $\sim V_b$. Из вышесказанного следует, что если представить скачок скорости в зоне тангенциального разрыва в виде спектра возмущений с частотами от ω_0 до ω_n , то в результате развития возмущений в зоне разрыва может наблюдаться трансформация первоначального спектра от спадающей гиперболы до равномерного по оси частот. Проведенные оценки носят скорее качественный характер, так как для более точных расчетов необходимо провести оценку потерь энергии развивающихся в зоне разрыва неустойчивостей, учет динамики роста неустойчивостей разных масштабов и т.д. Нашей задачей являлось указать на возможность возникновения тангенциального разрыва скорости на границе горячего и холодного слоев газа и на характер развития возмущений в области разрыва.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кузьмин Г. П., Минаев И. М., Рухадзе А. А. ТВТ, 40, N 3, 515 (2002).
- [2] Минаев И. М., Рухадзе А. А. ТВТ, 41, N 4, 612 (2003).
- [3] Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Госатомиздат, 1980.
- [4] Ландау Л., Лифшиц Е. Механика сплошных сред. М., Наука, 1982.
- [5] Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М., Сов. радио, 1966.

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 12 августа 2004 г.