

01;03;04

Влияние плазменного слоя на вихревые структуры в потоке газа

© И.М. Минаев, А.А. Рухадзе

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 5 февраля 2004 г.)

Рассматриваются вопросы, связанные с влиянием плазменного слоя на вихревые структуры в потоке газа для случая, когда плазменный слой создается в области турбулентного или смешанного типа течений. Показано, что создание плазменного слоя в области турбулентного течения приводит к эффективному подавлению низкочастотных составляющих спектра турбулентности, смещая его в область высоких частот.

При обтекании тонкой пластины потоком вязкого газа, направленным на бесконечности параллельно поверхности пластины, в пограничном слое могут наблюдаться ламинарный, турбулентный или смешанный типы течений. При турбулентном или смешанном типе течения в неоднородной пристеночной турбулентности на внешней границе вязкого подслоя происходят спонтанные разрушения структуры течения. Значительная завихренность, образовавшаяся на поверхности пластины, развивается в отчетливо выраженные вихри, которые затем уносятся из пристеночного подслоя и переносят с собой количество движения во внешнюю область [1]. В статистических моделях [2], с помощью которых описываются физические процессы в развитом турбулентном движении, предполагается, что такое течение порождается беспорядочно изменяющейся совокупностью вихрей (т.е. возмущений, неоднородностей, или, другими словами, вихревых элементов), размеры которых изменяются в широких пределах. По порядку величины размеры самых крупных вихрей равны размеру области, занятой турбулентным движением, а размеры наименьших вихрей — размеру области, поперек которой может эффективно осуществляться перенос импульса под действием молекулярной вязкости, приводящей к сглаживанию градиентов скорости [3].

В работах [4,5] обсуждаются некоторые вопросы, связанные с процессом обтекания вязким потоком газа плазменного листа, образованного скользящим разрядом. В [4] рассмотрено влияние плазменного листа на характер течения газа вдоль поверхности и характер изменения коэффициента вязкости в зависимости от степени ионизации газа в плазменном слое, а в [5] рассмотрены вопросы, связанные с динамикой развития скользящего разряда на поверхности диэлектрической пластины в потоке вязкого газа. Полученные результаты показывают, что после окончания разряда над поверхностью обтекаемой потоком газа пластины в области пограничного слоя образуется слой плазмы с характерным распределением температуры по сечению пограничного слоя [5]. На рис. 1 приведено нормированное распределение температуры T/T_{\max} по сечению пограничного слоя в момент времени t_0 , сразу после окончания процессов

энерговыведения в скользящем разряде (δ^* соответствует максимальному значению T_{\max} [5]).

Для определения характера влияния плазменной области на вихревые структуры важным является вопрос о величине масштаба наименьших вихревых образований в сравнении с дебаевским радиусом экранировки и длиной свободного пробега молекул, так как может оказаться необходимым учитывать молекулярное движение, когда масштаб, характеризующий движение жидкости, становится очень малым. В турбулентных течениях при $P_0 \approx 1$ ат средняя длина свободного пробега молекул намного меньше размера вихрей [2,3] и в нашем случае меньше дебаевского радиуса экранировки ($n \approx 1 \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^3$, $R_D \approx 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$), что позволяет пользоваться моделью сплошной среды [2]. Если вихрь представить в виде трубки (рис. 2), величину угловой скорости w_V сопоставить частоте f_V и период вихря определить равенством $T_V = 2\pi/w_V$, то можно говорить о спектре турбулентного течения, ширина которого может достигать 10 kHz и более [3]. Обычно считается, что вихри существенно различных размеров не оказывают непосредственного влияния друг на друга и лишь сравнимые по размерам вихри могут обмениваться энергией. Установлено, что вязкость слабо влияет на движение и структуру основного турбулентного течения, однако ее влияние становится определяющим на конечной стадии диссипации энергии турбулентности, когда градиенты скорости в мелких вихрях исчезают под действием вязких напряжений [2]. Если же создается плазменная область в зоне турбулентного течения, то основной причиной потерь энергии крупномасштабных вихрей (масштаб вихря соизмерим с поперечным сечением плазменной области δ ; рис. 2) может быть потеря энергии за счет вращения электрического диполя, образованного вихрем в неоднородном электрическом поле плазменного слоя.

Рассмотрим этот процесс более подробно. Будем считать, что после окончания стадий развития скользящего разряда образована плазменная область с концентрацией зарядов (в момент времени t_0) $n \approx 1 \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^3$ [6] и далее концентрация зарядов падает в результате диффузии к границам области. После установки квазиу-

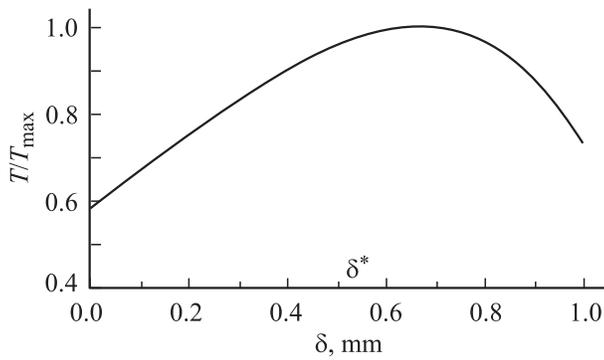


Рис. 1. Нормированное распределение температуры T/T_{\max} по сечению пограничного слоя ($T_{\max} \approx 3000$ К, $\delta^* \approx 0.7$ мм, $\delta \approx 1$ мм).

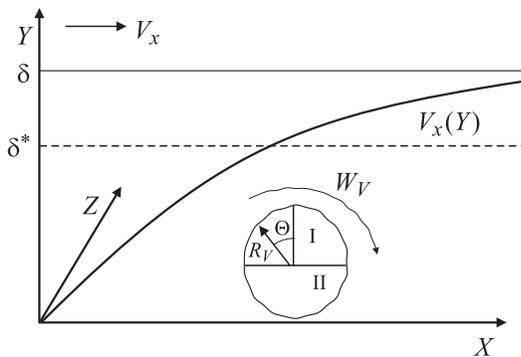


Рис. 2. Схема расположения вихря в плазменном слое толщиной δ .

тральности (характерное время установления квазинейтральности в плазменной области $\tau_M \sim (R_D)^2/4D_e$, где D_e — коэффициент диффузии электронов [7]) плазменная область толщиной δ находится в условиях, соответствующих режиму амбиполярной диффузии зарядов к внешним границам. Пусть в слое толщиной δ^* находится вихрь, характеризуемый угловой скоростью w_V и радиусом R_V ($R_V < \delta^*$; рис. 2). Положим, что в момент времени t_0 распределение концентрации носителей заряда на цилиндре единичной длины и радиусом R_V соответствует распределению концентрации носителей в слое. В одномерном случае диффузионный поток зарядов направлен по нормали к стенке (стенка расположена в плоскости XZ). Цилиндр вращается в направлении, указанном на рисунке. В этом случае, если считать, что цилиндр вращается как единое целое, области, лежащие внутри цилиндра с низкой концентрацией носителей, при вращении цилиндра будут вноситься в область вне цилиндра с повышенной концентрацией носителей. При этом из области вне цилиндра будет происходить диффузия носителей в зону с пониженной концентрацией носителей внутри цилиндра. Глубина проникно-

вения зарядов будет определяться скоростью вращения цилиндра, диффузионной скоростью электронов, скоростью зарядов при амбиполярной диффузии и градиентом концентраций зарядов во внешней области и в области внутри цилиндра.

При этом накопление зарядов на поверхности вращающегося цилиндра происходит в результате диффузии, обусловленной разностью концентраций зарядов во внешнем по отношению к цилиндру слое и в поверхностном слое цилиндра, причем глубина проникновения зарядов во вращающийся вихрь не превышает дебаевского радиуса R_D . Проведем оценку величины накопленного заряда. Величина заряда определяется отношением линейной скорости области, лежащей на поверхности вращающегося цилиндра (u_{\perp}), к диффузионной скорости зарядов (u_A) и амбиполярным полем (E_A). В [5] приведены результаты расчетов распределения температуры по сечению пограничного слоя, из которых следует, что $(\text{grad } n)/n \gg (\text{grad } T)/T$, поэтому термодиффузия несущественна. Величина электрического поля E_A определяется выражением [8]

$$E_A \approx (T/e)(\text{grad } n)/n, \quad (1)$$

а скорость амбиполярного движения заряженных частиц u_A равна

$$u_A = -D_A(\text{grad } n)/n, \quad (2)$$

где $D_A = 2T/m_i v_{in}$ — коэффициент амбиполярной диффузии, m_i — масса ионов, v_{in} — частота столкновений ионов с нейтральными атомами и молекулами газа (плазма считается слабоионизованной и изотермической $T_e = T_i = T \approx 0.3$ эВ), e — заряд электрона.

Частоту столкновений электронов с нейтрами в воздухе при этом можно определить как [9] $v_{en} = 410^9 P_0$ 1/s, а $v_{in} = (\sqrt{m/M})v_{en} = 270^7 P_0$ 1/s где P_0 — давление воздуха в ммHg.

Выражения (1) и (2) позволяют определить дипольный момент вихря в неоднородном плазменном слое. Разделение зарядов в амбиполярном поле E_A в области I на рис. 2 будет определяться глубиной проникновения зарядов I в поверхностный слой вращающегося вихря. По порядку величины 1 при $w_V = 0$ будет определяться отношением величины E_A к величине поля E_D , т.е. $1/R_D$. В наших условиях $R_D \approx 2.5 \cdot 10^{-4}$ см, что при $n \approx 1 \cdot 10^{12}$ 1/cm³ соответствует максимальному значению поверхностной плотности зарядов $\sigma_0 \approx 6.3 \cdot 10^5$ e/cm². Распределение концентрации носителей в плазменном слое имеет вид [8]

$$n = n_{\max} \cos x (\sqrt{v_i/D_A}), \quad \delta^* (\sqrt{v_i/D_A}) = \pi/2, \quad (3)$$

где $v_i \approx \pi^2 D_A / 4(\delta^*)^2$ — частота ионизационных столкновений [8]; распределение же поверхностной плотности заряда по углу на поверхности цилиндра будет $\sigma = \sigma_0 \cos \theta$.

Вихрь с таким распределением поверхностной плотности зарядов вращается в поле E_A с угловой

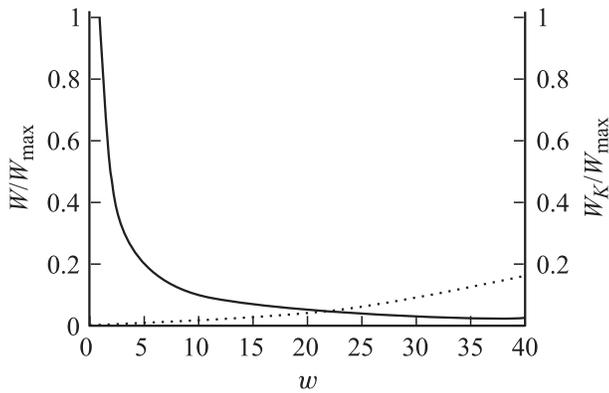


Рис. 3. Зависимость изменения величины W (сплошная кривая) и W_K (пунктир) вихря от w и при заданном R_V . По оси X — частота в Hz.

скоростью w_V , что усредняет дипольный момент вихря. В наших условиях величина $E_A \approx 2.6 \cdot 10^{-2}$ V/cm, $v_{en} \approx 3 \cdot 10^{12}$ 1/s, $v_{in} \approx 1.5 \cdot 10^{10}$ 1/s, $Da \approx 2Di \approx 7.2 \cdot 10^{-1}$ cm²/s, $De \approx 7.8 \cdot 10^1$ cm²/s, $\sigma_0(\max) \approx e 6.9 \cdot 10^5$ 1/cm², $v_i = 7 \cdot 10^2$ 1/s.

Величину дипольного момента P можно определить как [10]

$$P = E_A \sigma_0 R_V^2 / 2. \quad (4)$$

Диполь с таким моментом вращается в амбиполярном поле плазменного слоя E_A . Величина дипольного момента при этом будет обратно пропорциональна скорости вращения w .

Таким образом, устойчивое распределение зарядов, образующих диполь, создается за счет энергии вращающегося вихря. Оценим потери энергии вихря с дипольным моментом P , вращающегося в поле E_A . Величина потерь кинетической энергии вращающегося вихря W для случая, когда вязким трением можно пренебречь, определяется потерями энергии при вращении диполя в поле E_A . За один оборот вихря при $R_V = \delta/2$ и $w = 1$ rad/s потери энергии $W_{\max} \approx 10^{-14}$ J. Кинетическая энергия вихря тех же размеров $W_K \approx 2.5 \cdot 10^{-18}$ J. Зависимость изменения W и W_K от w приведена на рис. 3.

Полученные результаты показывают, что потери кинетической энергии вихря в плазменном слое определяются величиной дипольного момента и угловой скоростью и падают обратно пропорционально величине угловой скорости для вихря заданного радиуса, в то время как ее кинетическая энергия растет как квадрат угловой скорости. Таким образом, создание плазменного слоя в области турбулентного течения приводит к эффективному подавлению низкочастотных составляющих спектра турбулентности, смещая его в область высоких частот, т.е. в область, где происходит эффективная диссипация энергии вихрей за счет вязкого трения.

Авторы выражают искреннюю благодарность Л.Д. Цендину за критические замечания и советы.

Список литературы

- [1] Краснов Н.Ф. Аэродинамика. М.: Высшая школа, 1980.
- [2] Турбулентность, принципы и применения / Под ред. У. Фроста, Т. Моулдена. М.: Мир, 1980.
- [3] Ландау Л., Лифшиц Е. Механика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
- [4] Кузьмин Г.П., Минаев И.М., Рухадзе А.А. // ТВТ. 2002. Т. 40. № 3. С. 515.
- [5] Минаев И.М., Рухадзе А.А. // ТВТ. 2003. Т. 41. № 46.
- [6] Ковалев И.О., Кузьмин Г.П., Нестеренко А.А. // Труды ИОФАН. Т. 52. М.: Наука, 1996. С. 52.
- [7] Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично ионизированной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- [8] Голант В.Н., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1972.
- [9] Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Госатомиздат, 1980.
- [10] Ландау Л., Лифшиц Е. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.