

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТУРБУЛЕНТНЫХ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ СТРУЙ

А. Б. ВАТАЖИН, В. И. ГРАБОВСКИЙ

(Москва)

Сформулирована задача об осесимметричной турбулентной электрогидродинамической струе, истекающей из сопла в межэлектродный промежуток. Разработан численный метод интегрирования системы уравнений, описывающей указанное течение. Этим методом исследованы пространственные эффекты в струе (расширение струй, обратные токи). Изучено влияние на характеристики струи (токи выноса, размер струи и т. д.) геометрических и электрических параметров, а также чисто гидродинамических факторов (уровень турбулентности, спутность струи и т. д.).

Изучение турбулентных электрогидродинамических (ЭГД) струй необходимо для решения проблемы об электризации летательных аппаратов вследствие истечения заряженных реактивных струй из двигателей (двигательная электризация) [1, 2]. Турбулентные ЭГД-струи создаются и в лабораторных экспериментах по изучению электризации тел [3, 4]. Одно из возможных приложений — активные компенсаторы электрического заряда летательного аппарата.

В теоретическом плане указанная проблема в настоящее время изучена недостаточно. Из опубликованных работ укажем статьи [5, 6] о развитом турбулентном ЭГД-течении в канале, работу [7] об автомоделльной струе от источника при малой подвижности частиц. Основной трудностью исследования является проблема замыкания системы уравнений для средних характеристик течения. Попытки вывести такие уравнения делались в [4, 7].

В данной работе численным методом исследуются осесимметричные неавтомоделльные турбулентные ЭГД-струи, истекающие из круглого сопла. Учитывается сложная гидродинамическая структура струи нейтральной несущей жидкости.

1. Рассмотрим турбулентную электрогидродинамическую струю, истекающую из круглого сопла радиуса R_0 в межэлектродный промежуток длиной l . На срезе сопла (сечение $x^0=0$) и в сечении $x^0=l$ расположены две бесконечные в поперечном направлении заземленные сетки-электроды, не возмущающие движение жидкости. Струя нейтральной несущей среды (жидкости) выносит из сопла заряженные частицы, которые могут быть либо ионами, либо крупными безынерционными частицами, либо частицами с существенной инерцией. Во всех случаях, как показывают оценки характерных параметров реальных течений [4, 8], несущественно обратное влияние частиц на движение жидкости. Поэтому расчет концентрации заряженных частиц q^0 , электрического тока j^0 , электрического потенциала φ^0 и напряженности электрического поля E^0 можно производить по заранее рассчитанному полю скорости жидкости $V^0=(u^0, v^0, 0)$.

Определение V^0 является достаточно сложной самостоятельной задачей ввиду неавтомоделльности струи в примыкающей к срезу сопла зоне течения. В данной работе такой расчет (являющийся вспомогательным) проводится с помощью однопараметрической модели турбулентности при использовании турбулентной вязкости ε^0 [9]. Не останавливаясь на подробностях расчета, укажем, что в приближении пограничного слоя производится численное интегрирование трех уравнений — неразрывности, сохранения импульса и для турбулентной вязкости [9]. Граничные усло-

вия для осесимметричной струи в спутном потоке ставятся следующим образом:

$$\begin{aligned}
 x^\circ=0: \quad v^\circ=0 \\
 x^\circ=0, \quad 0 \leq r^\circ \leq R_0: \quad u^\circ=v_*^\circ=\text{const}, \quad \varepsilon^\circ=\varepsilon_0^\circ=\text{const} \\
 (1.1) \quad x^\circ=0, \quad r^\circ > R_0: \quad u^\circ=v_*^\circ m, \quad \varepsilon^\circ=\varepsilon_0^\circ \exp(-k[r^\circ-R_0]) \\
 r^\circ=0: \quad \frac{\partial u^\circ}{\partial r^\circ}=0, \quad v^\circ=0, \quad \frac{\partial \varepsilon^\circ}{\partial r^\circ}=0, \quad r^\circ \rightarrow \infty: \quad u^\circ \rightarrow u_*^\circ m, \quad \varepsilon^\circ \rightarrow 0
 \end{aligned}$$

Здесь m — параметр спутности, k — коэффициент, характеризующий быстроту убывания ε° при $r^\circ \rightarrow \infty$. Результаты численного интегрирования указанных выше трех гидродинамических уравнений с граничными условиями (1.1) согласуются с известными данными для турбулентных осесимметричных спутных струй. В струе имеется начальный участок (длинной порядка $8R_0$), на котором расположено ядро с постоянным v° . За начальным участком начинается формирование основного участка с автомодельными распределениями параметров.

Заряженные частицы образуются в зоне сопла при $x^\circ < 0$ (например, с помощью коронного источника) и выносятся нейтральным потоком в межэлектродный промежуток, где их движение осуществляется под влиянием собственного электрического поля, силы трения со стороны жидкости и турбулентной диффузии. Концентрация зарядов на срезе сопла принимается постоянной: $q^\circ=q_0^\circ > 0$, а в остальном пространстве определяется из решения задачи.

Система уравнений для определения средних значений электрических характеристик имеет следующий вид [4] (среднее значение любой величины a вводится обычным способом $\langle a \rangle = a - a'$, где штрихом обозначаются пульсационные составляющие; в дальнейшем средние величины пишутся без скобок):

$$\begin{aligned}
 (1.2) \quad \mathbf{j}^\circ = q^\circ(\mathbf{V}^\circ + b\mathbf{E}^\circ) - D\nabla q^\circ - D_T^\circ \nabla q^\circ \\
 \text{div } \mathbf{j}^\circ = 0, \quad \Delta \varphi^\circ = -4\pi q^\circ, \quad \mathbf{E}^\circ = -\nabla \varphi^\circ, \quad q^\circ > 0
 \end{aligned}$$

Здесь b и D — коэффициенты подвижности и молекулярной диффузии для носителей зарядов, а D_T° коэффициент турбулентной диффузии, появляющийся в первом уравнении при выражении одноточечной корреляции пульсаций $q^{\circ'}$ и $\mathbf{V}^{\circ'}$ через производные средней величины q° . Заметим, что в первом уравнении (1.2) пренебрегается корреляцией пульсаций $q^{\circ'}$ и $\mathbf{E}^{\circ'}$ [4].

Система уравнений (1.2) справедлива (при данном способе замыкания «осредненных» уравнений) для безынерционных частиц (типа ионов и дисперсной фазы с размером частиц $d < 10$ мкм). Заметим, что для частиц дисперсной фазы в первом приближении можно положить $D \approx b \approx 0$. Тогда первое уравнение (1.2) существенно упрощается и отделяется от уравнения для φ° . Задача становится аналогичной задаче о струе, содержащей пассивную примесь, причем D_T° линейно связан с турбулентной вязкостью ε° [9]. Новым элементом является здесь дальнейшее определение электрических полей в пространстве. В данной работе рассматривается более сложная ситуация $D \neq 0$, $b \neq 0$, для которой предыдущая является частным случаем.

Если частицы — ионы ($b \neq 0$), то воздействие на них электрического поля приводит к существенной деформации движения частиц и проявлению новых пространственных эффектов (например, обратные токи).

Перейдем к безразмерным переменным по формулам (размерные ве-

личины снабжены градусом, а величины со звездой — характерные)

$$\begin{aligned}
 x^\circ &= x x_*, & r^\circ &= r x_*, & V^\circ &= V v_*, & q^\circ &= q q_* \\
 (1.3) \quad \varphi^\circ &= \varphi \frac{v_* x_*}{b}, & q_* &= \frac{v_*}{4\pi b x_*}, & E^\circ &= E v_*/b, & j^\circ &= j j_* \\
 \varepsilon^\circ &= \varepsilon v_* x_*, & D_T^\circ &= D_T v_* x_*, & j_* &= \frac{v_*^2}{4\pi b x_*}
 \end{aligned}$$

В этих переменных система уравнений (1.2) (с учетом $\operatorname{div} \mathbf{V}=0$) сводится к следующим двум уравнениям:

$$(1.4) \quad \Delta \varphi = -q, \quad \nabla \left[\left(\frac{1}{\operatorname{Re}} + D_T \right) \nabla q \right] - \nabla q (\mathbf{V} - \nabla \varphi) - q^2 = 0$$

Таким образом, оба уравнения — эллиптического типа. Это обстоятельство определяет как постановку граничных условий, так и метод их численного интегрирования.

Коэффициент D_T (переменный в пространстве) должен определяться в ходе решения задачи. В общем случае определение вида D_T представляет сложную задачу. Для незаряженных частиц D_T можно связать с турбулентной вязкостью [9]. Попытка учесть эффект расталкивания одноименно заряженных частиц была сделана в [10]. В данной работе для D_T используется приближение для незаряженных частиц.

Заметим, что параметр $\operatorname{Re} = v_* x_*/D$, характеризующий по порядку величины отношение конвективного потока к диффузионному (молекулярная диффузия), велик — $\sim 10^5$ [4] и поэтому не оказывает существенного влияния на решение. Считается, что поток, выходящий из сопла, достаточно сильно турбулизирован ($\varepsilon_0 \sim 0.001$, $\operatorname{Re} \sim 2 \cdot 10^5$).

Граничные условия для системы уравнений (1.4) формулируются относительно величин q и φ на всей границе области. Они имеют следующий вид:

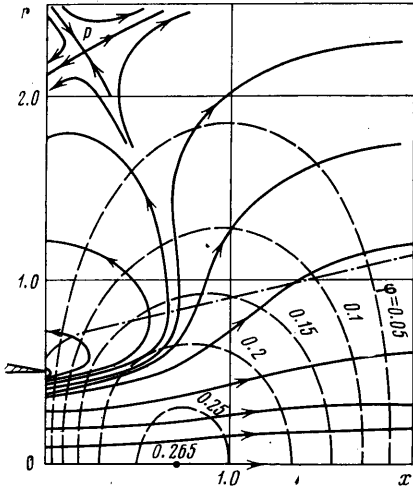
$$\begin{aligned}
 r=0: & \quad \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{\partial q}{\partial r} = 0 \\
 r \rightarrow \infty: & \quad \varphi \rightarrow 0, \quad q \rightarrow 0 \\
 (1.5) \quad x=L: & \quad \varphi = \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \\
 x=0: & \quad \varphi=0, \quad \frac{\partial q}{\partial r} = 0 \quad (r > 0.5), \quad q = \beta \quad (r \leq 0.5)
 \end{aligned}$$

На оси потока $r=0$ справедливы условия симметрии, а на бесконечности — асимптотические условия. Сетки-электроды $x=0$, $x=L$ заземлены, поэтому на них $\varphi=0$. В этих же сечениях для q выставляются «мягкие условия» — равенство нулю нормальных производных (кроме участка эмиттера). На срезе сопла концентрация q задана и однородна. В граничных условиях появляются два безразмерных параметра: $L=U/(2R_0)$ ($2R_0$ выбирается за характерный размер задачи) и $\beta=q_0 8\pi b R_0/v_*$, характеризующий интенсивность работы источника зарядов в области $x < 0$.

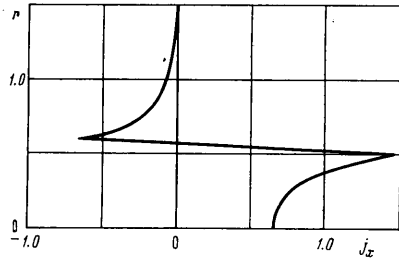
Таким образом, задача характеризуется четырьмя параметрами: гидродинамическими — спутность струи m и уровень начальной турбулентности потока ε_0 , геометрическим — L , и параметром β . Исследование проводится для следующих значений указанных параметров: $\varepsilon_0=0.001$, $0 < m \leq 1$, $L \geq 1$, $0 < \beta \leq B$, где $B \gg 1$.

Задача решается численно и асимптотическое условие при этом сносится на достаточно большое, но конечное расстояние $r=A \gg 1$.

Метод численного интегрирования системы уравнений (1.4) является модификацией метода, разработанного в работах [11, 12]. Суть его в последовательном интегрировании уравнений. Отличие состоит в изменении типа уравнения для q . Оба уравнения (1.4) интегрируются методом последовательных смещений Зейделя с ускорением по формуле Люстерника. При этом значения φ



Фиг. 1



Фиг. 2

и q определяются в одних и тех же узлах расчетной прямоугольной сетки. Одной из особенностей второго уравнения (1.4) является наличие конвективных членов, разностная запись которых производится из соображений монотонности разностной схемы. Последнее обстоятельство, в частности, дает возможность изучить режимы течения с обратными токами. Составленная программа обеспечивает расчет практически всех интересных режимов течения за достаточно малое время счета.

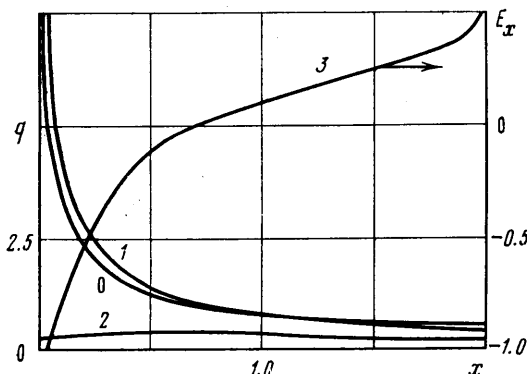
Заметим, что эффект обратных токов ранее рассматривался в приближении плоских ламинарных ЭГД-струй [12].

2. Рассмотрим наиболее интересные результаты расчетов. Пусть $\varepsilon_0 = -0.001$, $m=0.05$, $L=2$, $\beta=10$, $Sc=0.5$. На фиг. 1 показана меридиональная плоскость струи. Штрихпунктирной линией нанесена условная граница гидродинамической струи. Сплошными линиями показаны линии тока электрического заряда, определенные согласно первому уравнению (1.2). ЭГД-струя (зона, где $q \neq 0$) расширяется под действием поперечных электрических полей. Турбулентная диффузия усиливает этот эффект. Обратные токи начинаются сразу же за кромкой сопла — заряды возвращаются на электрод $x=0$ вследствие действия сильных отрицательных электрических полей вблизи этого электрода и малости скорости спутного потока. С ростом r из-за сильного убывания электрических полей начинает преобладать эффект конвективного переноса зарядов по направлению к оси струи и вниз по потоку. ЭГД-струя ограничивается сверху линиями тока, выходящими из особой точки P (типа седло). Точка P находится внутри межэлектродного промежутка.

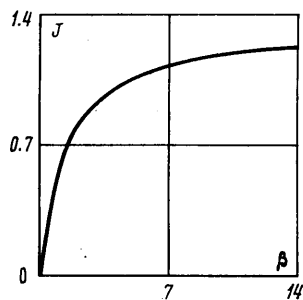
На фиг. 2 показана зависимость плотности продольного тока от радиуса r в начальном сечении $x=0$. При $r < 0.5$ (срез сопла) имеем $j_x > 0$, т. е. заряды выносятся потоком жидкости в межэлектродный промежуток, а при $r > 0.5$ (вне сопла) имеем $j_x < 0$, что соответствует обратным токам. Величина обратного тока максимальна у кромки сопла и убывает

по модулю при возрастании r , что качественно соответствует результатам экспериментов [13].

Плотность электрического заряда q убывает как в продольном, так и поперечном направлениях. В первом случае это убывание связано с действием на частицы электрического поля. Для частиц с малой подвижностью ($b \approx 0$) указанный эффект незначителен, и заряд q не изменяется в продольном направлении на начальном участке струи. Поперечное убывание q связано с турбулентной диффузией и с действием поперечного



Фиг. 3



Фиг. 4

поля. Указанные выше особенности иллюстрируются фиг. 3, где кривыми 0–2 показаны распределения $q(x)$ при $r=0, 0.5, 1$ соответственно.

Распределение электрического потенциала в межэлектродном промежутке показано на фиг. 1, где штриховые линии являются потенциалами. Максимум потенциала находится на оси струи на расстоянии $\sim 0,7$ от среза сопла. Модуль электрического поля наиболее значителен у электродов, при этом на срезе сопла электрическое поле тормозит частицы, а у электрода-коллектора — ускоряет.

Поперечное электрическое поле везде направлено к периферии струи. На фиг. 3 нанесена зависимость продольной составляющей электрического поля E_x от x на оси струи (линия J).

Проанализируем изменение картины ЭГД-течения при изменении параметров задачи. Наименьшее влияние на течение оказывает параметр L — длина рабочего промежутка. С ростом спутности m особая точка P и верхняя граница струи приближаются к оси, уменьшая поперечный размер струи. При некотором $m=m_*$ обратные токи исчезают — все заряды достигают электрода-коллектора.

Рост параметра β , с одной стороны, приводит к росту q в межэлектродном промежутке, а с другой — к росту модуля электрического поля, что, в частности, ограничивает вынос электрического заряда из сопла. На фиг. 4 показана зависимость полного электрического тока I , проходящего через поперечное сечение $x=L$ рабочего промежутка, от параметра β . Вначале величина J быстро возрастает, а затем выходит на некоторое асимптотическое значение при $\beta \rightarrow \infty$. Такая асимптотика соответствует режиму «насыщения», обнаруженному в экспериментах [3] и расчетах ламинарных ЭГД-струй [12]. По сравнению с данными [3, 12] выход тока I на асимптотическое значение в случае турбулентных струй происходит значительно медленнее.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ватажин А. Б., Казаков А. Ф., Лихтер В. А., Межлумян Р. А., Некрасов И. П., Стрелалов А. П., Трунов О. К., Шульгин В. И. Исследование электрических характеристик реактивных струй, истекающих из двигателей самолетов. Тр. ЦИАМ, 1974, № 628.
2. Шпакович Н. И. К вопросу о переносе электрических зарядов в струях, вытекающих из авиационных ГГД. В сб. Аэродинамика, вып. 8, ч. 1. Киев, 1973.
3. Ватажин А. Б., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Исследование электрогазодинамической струи за источником заряженных частиц. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 5.
4. Ватажин А. Б., Лихтер В. А., Рушайло А. М., Шульгин В. И. Электрические пульсации в турбулентных электрогазодинамических потоках. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 2.
5. Копылов Г. Н. Турбулентное течение заряженной жидкости в плоской непроточной трубе. Ж. техн. физ., 1965, т. 35, вып. 8.
6. Мхитарян А. М., Токарев В. И., Ушаков В. В. Некоторые вопросы турбулентного движения униполярно заряженной диэлектрической жидкости. Гидроаэромеханика. Респ. межвед. науч.-техн. сб., вып. 5. Харьков, 1967.
7. Ушаков В. В. Распространение плоской двухфазной электрогидродинамической струи с малой подвижностью заряженных частиц в однородном турбулентном потоке. ПММ, 1975, т. 39, вып. 3.
8. Ватажин А. Б., Грабовский В. И. О двумерных электрогазодинамических течениях с учетом инерции заряженных частиц. ПММ, 1976, т. 40, вып. 1.
9. Абрамович Г. Н., Крашенинников С. Ю., Секундов А. Н. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтономности. М., «Машиностроение», 1975.
10. Ушаков В. В. Полуэмпирическая модель турбулентного переноса объемного заряда в электрогазодинамических струях. Прикл. мех., 1978, т. 14, № 3.
11. Ватажин А. Б., Грабовский В. И. Распространение униполярно заряженных струй в гидродинамических потоках. ПММ, 1973, т. 37, вып. 1.
12. Грабовский В. И. Плоское электрогидродинамическое течение с обратным током. ПММ, 1973, т. 37, вып. 5.
13. Лихтер В. А., Шульгин В. И. Экспериментальное исследование обратных токов в ЭГД-течениях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1978, № 1.