

Министерство образования и науки Российской Федерации
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени академика С.П. КОРОЛЕВА
(национальный исследовательский университет)

Факультет информатики
Кафедра технической кибернетики

**Выпускная квалификационная работа
бакалавра**

на тему

**Исследование взаимодействия закрученных течений
с газоразрядной плазмой**

Выпускник _____	Сугак С.С.
(подпись)	
Руководитель работы _____	Завершинский И.П.
(подпись)	
Нормоконтролёр _____	Суханов С.В.
(подпись)	
Рецензент _____	
(подпись)	

САМАРА 2011

РЕФЕРАТ

Выпускная квалификационная работа бакалавра: 29 с., 9 рисунков, нет таблиц, 20 источников.

Презентация: 13 слайдов Microsoft PowerPoint.

ЗАКРУЧЕННОЕ ТЕЧЕНИЕ, ИОНИЗАЦИЯ ГАЗА, ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛЬ, СТРИМЕР, ШНУРОВОЙ РАЗРЯД

В данной работе исследовалось влияние закрученного течения на процессы ионизации в газе, произведено его описание и численное моделирование.

Цель работы – моделировать закрученное течение, собрать экспериментальные данные по явлениям ионизации в газе, создать математический аппарат для описания явлений, исследовать влияние течения на ионизацию.

На базе пакета Ansys Fluent реализована модель, описывающая поведение закрученного потока при регулируемых параметрах течения, а также процессы теплопереноса в потоке. Рассмотрена их связь с процессами ионизации газа в трубе.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1 Неустойчивость закрученного потока	5
1.1 Уравнения для описания течений	5
1.2 Задача на устойчивость закрученного потока	6
1.3 Выводы.....	11
2 Неустойчивость газового разряда.....	12
2.1 Стабилизирующие и дестабилизирующие факторы.....	12
2.2 Продольные и поперечные возмущения и их результаты.....	13
2.3 «Быстрые» и «медленные» процессы	14
2.4 Ионизационно-перегревная (тепловая) неустойчивость	15
2.5 Стабилизация повторяющимися высоковольтными импульсами.....	17
3 Моделирование	18
3.1 Метод конечных элементов.....	18
3.2 Физическая модель	19
3.3 Ограничения	21
3.4 Расчетная модель	22
3.5 Начальные и граничные условия	23
3.6 Моделирование	25
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	27
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	28

ВВЕДЕНИЕ

Неустойчивость - катастрофическое нарастание первоначально малого возмущения, приводящее к переходу динамической системы в качественно новое состояние как стационарное, так и не стационарное. Приведенное определение включает в себя широкий класс явлений с большим спектром параметров, на которых неустойчивость проявляется.

Закрученные течения являются важным объектом изучения с точки зрения практических приложений в связи с широким распространением вихревых горелочных устройств. В них реализуется богатое разнообразие режимов течения и эффектов, представляющих большой научный интерес[1].

Взаимодействия в плазменных ударных волнах, плазменных акустических волнах и плазменной аэродинамике изучались во многих работах, однако, к сожалению, вихревая структура и ее динамика в неравновесной слабоионизированной плазме изучены недостаточно на сегодняшний день. Эта задача крайне важна для возможного применения в аэрокосмических двигательных установках, технологических котлах, мусоросжигательных установках, обогревателях, сушилках и т.д. [2,3].

Задачей данной работы является исследование макроскопических параметров закрученного течения и их влияние на процессы ионизации.

Благодаря активному развитию САЕ (Computer-Aided Engineering) на сегодняшний день стало возможно исследовать сложные газодинамические модели с использованием существенно меньшего количества приближений и огрублений физической модели, чем это делается при аналитических вычислениях. Специализированное программное обеспечение упрощает работу инженерам и оказывает помощь в академических исследованиях.

Обилие общедоступных экспериментальных работ позволяют эффективно оценивать актуальность и применимость теоретических расчетов.

1 Неустойчивость закрученного потока

1.1 Уравнения для описания течений

Математической основой вихревых потоков являются уравнения Навье-Стокса, состоящие из уравнения движения и уравнения неразрывности. Для несжимаемой жидкости они могут быть записаны как

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}, \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p + \nu \Delta \vec{v}, \quad (1.1)$$

$$\text{div} \vec{v} = 0,$$

где \vec{v} - вектор скорости, ρ - плотность вещества, p - давление, ν - вязкость.

Однако для среды с меняющейся плотностью приведённое уравнение неразрывности не подходит. В общем случае оно примет вид

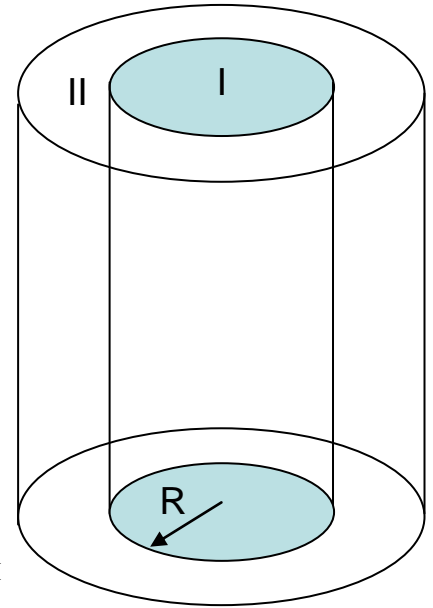
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0. \quad (1.2)$$

1.2 Задача на устойчивость закрученного потока

В ходе исследования данной темы, опираясь на

ранее проделанные работы различных авторов, была решена задача об устойчивости объемного закрученного течения в цилиндрической трубе с разрывом скорости и плотности потока.

Поток невязкой движется с v_z вдоль вертикальной оси. В цилиндрических координатах можно выделить цилиндр радиуса R (рисунок 1), на границе которого аксиальная



скорость, круговая скорость, плотность и скорость звука в среде испытывают разрыв:

Рисунок 1 – Модель потока

$$\begin{aligned} \Omega_o(r) &= \begin{cases} \Omega_1, r \leq R; \\ \Omega_2, r > R; \end{cases} & v_{zo}(r) &= \begin{cases} v_1, r \leq R; \\ v_2, r > R; \end{cases} \\ c_{so}(r) &= \begin{cases} c_{s1}, r \leq R; \\ c_{s2}, r > R; \end{cases} & \rho_o(r) &= \begin{cases} \rho_1, r \leq R; \\ \rho_2, r > R. \end{cases} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Внешний радиус течения для простоты взят достаточно большой, чтобы в расчетах считать его бесконечным.

В уравнении движения (1.1) примем вязкость ν равной нулю. Тогда можно перейти к системе уравнений Эйлера, с той лишь разницей, что среда является сжимаемой. Тогда система уравнений примет вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0. \end{cases} \quad (1.4)$$

В решении поставленной задачи в силу симметрии целесообразно пользоваться уравнениями в цилиндрической системе координат (r, φ, z) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_\phi \frac{\partial v_r}{r \partial \phi} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\phi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \\ \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + v_\phi \frac{\partial v_\phi}{r \partial \phi} + v_z \frac{\partial v_\phi}{\partial z} + \frac{v_r v_\phi}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \phi}, \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_\phi \frac{\partial v_z}{r \partial \phi} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(r\rho v_r)}{r \partial r} + \frac{\partial(\rho v_\phi)}{r \partial \phi} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0. \end{array} \right. \quad (1.5)$$

Подставим в систему возмущенные величины скорости и плотности

$$\begin{aligned} v_r &= v_{r0} + v_r', \\ v_\phi &= v_{\phi0} + v_\phi', \\ v_z &= v_{z0} + v_z', \\ \rho &= \rho_0 + \rho', \end{aligned}$$

предварительно заменив давление в правой части на его выражение через плотность и скорость звука в среде

$$P = c_{so}^2 \rho.$$

Исключив невозмущенную часть и величины второго порядка малости, получим систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial v_r'}{\partial t} + \frac{v_{\phi0}}{r} \frac{\partial v_r'}{\partial \phi} + v_{z0} \frac{\partial v_r'}{\partial z} - \frac{2v_{\phi0} v_\phi'}{r} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial r} (c_{so}^2 \rho'), \\ \frac{\partial v_\phi'}{\partial t} + v_r' \frac{\partial v_{\phi0}}{\partial r} + \frac{v_{\phi0}}{r} \frac{\partial v_\phi'}{\partial \phi} + v_{z0} \frac{\partial v_\phi'}{\partial z} + \frac{v_r' v_{\phi0}}{r} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{r \partial \phi} (c_{so}^2 \rho'), \\ \frac{\partial v_z'}{\partial t} + v_r' \frac{\partial v_{z0}}{\partial r} + \frac{v_{\phi0}}{r} \frac{\partial v_z'}{\partial \phi} + v_{z0} \frac{\partial v_z'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (c_{so}^2 \rho'), \\ \frac{\partial \rho'}{\partial r} + \frac{\rho_0}{r} \frac{\partial(rv_r')}{\partial r} + v_r' \frac{\partial \rho_0}{\partial r} + \frac{\partial}{r \partial \phi} (\rho_0 v_\phi' + \rho' v_{\phi0}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 v_z' + \rho' v_{z0}) = 0. \end{array} \right. \quad (1.6)$$

Будем искать решение в виде

$$\begin{aligned}
 v_r' &= \hat{v}_r' e^{i(kz+m\phi-\omega t)}, \\
 v_\phi' &= \hat{v}_\phi' e^{i(kz+m\phi-\omega t)}, \\
 v_z' &= \hat{v}_z' e^{i(kz+m\phi-\omega t)}, \\
 \rho' &= \hat{\rho}' e^{i(kz+m\phi-\omega t)}.
 \end{aligned} \tag{1.7}$$

Подставив выражения (1.7) в систему (1.6), приведём подобные слагаемые и проведя замену

$$\begin{aligned}
 \Omega_0(r) &= \frac{v_{\phi o}}{r}, \\
 \hat{\omega} &= \omega - m\Omega_0 - kv_{zo}, \\
 \chi^2 &= 4\Omega_0^2 \left(1 + \frac{r}{2\Omega_0} \frac{d\Omega_0}{dr} \right),
 \end{aligned}$$

перейдём к системе

$$\begin{cases}
 i\hat{\omega}\hat{v}_r' + 2\Omega_0\hat{v}_\phi' = \frac{c_{so}^2}{\rho_o} \frac{d\hat{\rho}'}{dr}, \\
 i\hat{\omega}\hat{v}_\phi' + 2\frac{\chi^2}{\Omega_0}\hat{v}_r' = \frac{c_{so}^2}{\rho_o} im\hat{\rho}', \\
 i\hat{\omega}\hat{v}_z' - \frac{d\hat{v}_z'}{dz}\hat{v}_r' = \frac{c_{so}^2}{\rho_o} ik\hat{\rho}', \\
 i\hat{\omega}\hat{\rho}' + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\rho_0 r \hat{v}_r') + \rho_o \left(\frac{im\hat{v}_\phi'}{2} + ik\hat{v}_z' \right) = 0.
 \end{cases} \tag{1.8}$$

Будем считать, что при $r = R$ величины $\Omega_0, v_{zo}, c_{so}, \rho_o$ меняются как указано в выражениях (1.3).

Проведя серию преобразований, сведём систему (1.8) к дифференциальному уравнению второго порядка в частных производных:

$$\frac{\partial^2 \hat{\eta}'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \hat{\eta}'}{\partial r} - (\chi^2 + \frac{m^2}{r^2}) \hat{\eta}' = 0, \quad (1.9)$$

где

$$\hat{\eta}' = \frac{\hat{\rho}'}{\rho_o},$$

$$\chi^2 = \frac{4\Omega_0^2 - \hat{\omega}^2}{c_{s0}^2} \left(1 - \frac{k^2}{\hat{\omega}^2} c_{s0}^2\right).$$

Решение уравнения (1.9) выражается через модифицированные функции Бесселя [4]:

$$\hat{\eta}' = \begin{cases} C_1 I_m(\chi_1 r) + C_2 K_m(\chi_1 r), r \leq R, \\ C_3 I_m(\chi_2 r) + C_4 K_m(\chi_2 r), r > R. \end{cases}$$

Величина $\hat{\eta}'$ на бесконечности ограничена, следовательно, учитывая что $I_m(x) \rightarrow \infty, x \rightarrow \infty$, положим $C_3 = 0$. Так же она ограничена внутри R , $K_m(x) \rightarrow \infty, x \rightarrow 0$, а потому $C_2 = 0$.

Учитывая начальные условия, перейдём к итоговому виду решения

$$\hat{\eta}' = \begin{cases} A I_m(\chi_1 r), r \leq R, \\ B K_m(\chi_2 R), r > R. \end{cases}$$

Условия сшивки будут иметь вид [5,6]:

$$\left[\hat{\eta}' c_{so}^2 + R \Omega_0^2 \hat{\zeta}' \right]_{R-0}^{R+0} = 0,$$

$$\left[\hat{\zeta}' \rho_o \right]_{R-0}^{R+0} = 0,$$

где $\hat{\zeta}'$ - радиальное смещение, определяемое по возмущению радиальной скорости

$$-i \hat{\omega} \hat{\zeta}' = \hat{v}_r',$$

$$\hat{\zeta}' = \frac{c_{so}^2}{\hat{\omega}^2 - \chi^2} \left(\frac{\partial \hat{\eta}'}{\partial r} - \frac{2m\Omega_0}{r\hat{\omega}} \hat{\eta}' \right).$$

Сшивая решения на разрыве $r = R$ согласно граничным условиям (1.3), получаем дисперсионное уравнение:

$$\alpha_2 \chi_1^2 - \alpha_1 O \chi_2^2 \mu^2 + \frac{M^2}{R^2} \alpha_1 \alpha_2 (1 - q^2 Q) = 0,$$

где

$$\alpha_1(r) = \left(1 - \frac{k^2 c_{s1}^2}{\hat{\omega}_1^2} \right) \left(\frac{R}{r} \frac{2m}{\omega - m - \frac{k}{S}} - \chi_1 R \frac{I_m'(\chi_1 R)}{I_m(\chi_1 R)} \right),$$

$$\alpha_2(r) = \left(1 - \frac{k^2 c_{s2}^2}{\hat{\omega}_2^2} \right) \left(\frac{R}{r} \frac{2mq}{\omega - ma - \frac{ka}{S}} - \chi_2 R \frac{K_m'(\chi_2 R)}{K_m(\chi_2 R)} \right).$$

Решая дисперсионное уравнение, получим корни вида

$$x = \frac{\omega}{\Omega_1} = \frac{b \pm \sqrt{b^2 - ac}}{a}, \text{ где}$$

-в случае $k = 0$, где k волновое число по оси Oz :

$$a = 1 + Q,$$

$$b = m - 1 + qQ(m + 1),$$

$$c = m(1 - q^2),$$

$$Q = \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad q = \frac{\Omega_2}{\Omega_1};$$

(1.10)

-в случае $k \neq 0$:

$$a = 1 + Q,$$

$$b = m - 1 + qQ(m + 1) + \frac{k}{S}(1 + dQ),$$

$$c = m(1 - q^2) + (-2m + m^2 + 2mq^2Q + 2\frac{k}{S}(m + mqQd - 1) + \frac{k^2}{S^2}(1 + d^2Q)),$$

(1.11)

$$Q = \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad q = \frac{\Omega_2}{\Omega_1}, \quad S = \frac{R\Omega_1}{v_{z1}}, \quad d = \frac{v_{z2}}{v_{z1}},$$

где m - волновое число по оси φ в цилиндрических координатах, k - волновое число по оси z .

1.3 Выводы

Решение (1.10) выписано отдельно не случайно. Оно соответствует решению полученному для модели галактического газового диска со скачками скорости и плотности в изучаемого в работах [3-5]. В них исследуется проблема спиральной структуры галактик. Основная трудность заключается в том, что галактические диски, в плоскости которых расположены спиральные рукава, вращаются дифференциально: с удалением от центра галактики угловая скорость вращения падает – в основной области диска обратно пропорционально расстоянию от центра. Это означает, что если спиральные рукава – уплотнения из газа и молодых звезд – вращались бы так же дифференциально, как и газовый диск, в котором они наблюдаются, то со временем они растянулись бы настолько, что после 1-2 оборотов периферии диска спиральные рукава стали бы уже с трудом отличимы от фона. Между тем наша спиральная Галактика в окрестности Солнца совершила порядка 50 оборотов, сохранив четко выраженную спиральную структуру [3].

Решением проблемы оказалось рассмотрение модели вращающегося газового диска со скачком скорости и плотности. Полученное для такой модели дисперсионное уравнение и его решение является частным решением уравнений (1.6) если принять движение потока вдоль оси Oz стационарным.

Решение дисперсионного уравнения (1.11) трудно поддается анализу, однако по нему можно предсказать установление стационарного течения в жидкости или извлечь критерий формирования неустойчивости имеющий вид прецессирующего вихревого ядра (ПВЯ), подробнее рассмотренного в работах [7,8].

2 Неустойчивость газового разряда

Когда говорят о неустойчивости однородного состояния разряда, имеют в виду тенденцию к переходу в состояние неоднородное. Часто такую неоднородность можно обнаружить визуально, как в случае шнурования разряда. Как правило, интенсивность свечения газа находится в прямой зависимости от плотности электронов, так что слова «однородное», «неоднородное» относятся в первую очередь к пространственному распределению плотности электронов или степени ионизации газа. Таким образом, причины многих неустойчивостей, так или иначе, связаны с процессами, которые управляют плотностью электронов: рождением их, гибелью, переносом в пространстве. В обычной, достаточно плотной плазме тлеющего разряда эти процессы связаны со столкновениями частиц. В разреженной плазме, в особенности находящейся во внешнем магнитном поле, имеются неустойчивости и иного происхождения.

2.1 Стабилизирующие и дестабилизирующие факторы

Существует общий феноменологический признак, по которому неустойчивое состояние неравновесной плазмы отличается от устойчивого. Удобнее всего указать его, обратившись к уравнению кинетики электронов, записанному в символической форме:

$$\frac{dn_e}{dt} = Z_+ - Z_-.$$

Здесь Z_+ и Z_- – скорости появления и исчезновения электронов, которые являются результатом подчас сложной кинетики столкновительных процессов.

Стационарному состоянию отвечает равенство $Z_+ = Z_-$, которому удовлетворяет стационарное состояние электронной плотности n_e . Результирующие скорости Z_+ , Z_- зависят не только от самой плотности электронов n_e , но и от других параметров: электронной температуры T_e ,

плотности отрицательных ионов n (если происходит прилипание), плотности возбуждённых атомов N^* , если играет роль ионизация последних электронным ударом. Поскольку все эти параметры, от которых зависят скорости Z_+ , Z_- , связаны системой дифференциальных уравнений, в общем случае нельзя выразить величины Z_+ , Z_- через одну лишь плотность электронов в данный момент времени.

2.2 Продольные и поперечные возмущения и их результаты

В разряде постоянного тока, даже большого объёма, когда влияние границ несущественно и можно говорить о «бесконечном» однородном пространстве, пространство не является изотропным. В нём есть выделенное направление – направление электрического поля \mathbf{E} и тока. Цепочки причинных связей между различными процессами и параметрами разряда при развитии возмущений и конечный результат неустойчивостей существенным образом зависят от ориентации неоднородностей по отношению к полю. Если рассматривать одномерные неоднородности и возмущения, возможны две главные ситуации. Разрядные величины, для определённости – плотность электронов, могут меняться в пространстве либо вдоль направления поля \mathbf{E} , либо в перпендикулярном направлении (поперёк поля). Будем такие неоднородности и возмущения называть продольными и поперечными, соответственно. Возможны «косые» неоднородности, но в случае малых возмущений, когда все уравнения линеаризуются, их можно по принципу суперпозиции разложить на продольные и поперечные. И на опыте косые неоднородности так же реализуются редко, так как в геометрии объёма и поля, как правило, существует определённая симметрия.

Конечные результаты неустойчивостей существенно различаются. Развитие неустойчивости, т.е. катастрофическое нарастание первоначально малого возмущения, является, процессом нестационарным. В любом случае, результатом нестационарного процесса является некоторое состояние системы. Выделим два идеализированных варианта конечных результатов.

Первый: система приходит к новому стационарному состоянию, более устойчивому, чем первоначальное. Второй: стационарность не наступает, но поскольку нестационарный процесс не может вечно развиваться в одном направлении, устанавливается нестационарное, но периодически изменяющееся состояние.

Обе подобные возможности в какой-то мере реализуются в результате развития тех или иных неустойчивостей в первоначально однородном тлеющем разряде. В первом случае наступает контракция, шнурование разряда, когда ток сосредотачивается только в части той области, которая находится в электрическом поле, и когда рядом сосуществуют в поле ионизированная и неионизированная (гораздо более слабо ионизированная) зоны. Шнур может быть один, их может быть несколько. Контракция может явиться результатом только неустойчивостей поперечного характера. Результатом развития продольных неоднородностей обычно является стратификация разряда, образование страт. Страты можно иногда наблюдать в трубках визуально. Это – чередующиеся в направлении поля поперечные светлые и тёмные полосы: области повышенной и пониженной электронной плотности. Иногда они стоят на месте, чаще бегут от анода к катоду, непрерывно зарождаясь с анодной стороны.

2.3 «Быстрые» и «медленные» процессы

Если подсчитать число параметров m , которые описывают состояние слабо-ионизированного молекулярного газа в поле: n_e , n_- , n_+ (с учётом объёмных зарядов $n_+ \neq n_e + n_-$), T_e , T , колебательная температура молекул T_v , N , N^* , E , наберётся десяток величин. Ясно, что анализ соответствующего дисперсионного уравнения, даже если мы его получим, представляет непреодолимые трудности.

Выход из этого положения подсказывает оценка и сопоставление различных параметров. При исследовании неустойчивости определённого типа, связанной с действием какого-то главного процесса и развивающейся

за время τ , обычно удаётся отобрать «быстрые» процессы, которые протекают за времена гораздо меньшие, чем τ . В некоторых случаях можно отобрать и «медленные» процессы. Быстро устанавливающиеся параметры можно при этом считать квазистационарными, полагая, что они «следят» за более медленным изменением определяющих параметров, мгновенно подстраиваясь к их текущим значениям, как будто последние неизменны во времени. Относительно более медленных процессов, если таковые существуют, можно сказать, что за время развития данной неустойчивости соответствующие параметры вообще не успевают измениться и остаются как бы «замороженными». Ситуация вполне аналогична той, которая имеет место при рассмотрении релаксационных процессов, приводящих к установлению термодинамического равновесия в различных степенях свободы нагретого газа.

2.4 Ионизационно-перегревная (тепловая) неустойчивость

Наиболее распространенным механизмом, который мешает однородному горению разряда при повышенных давлениях и достаточно сильных токах и в атомарных, и в молекулярных газах, является ионизационно-перегревная неустойчивость. Она неизменно приводит к контракции разряда, образованию токовых шнуров, состояние газа в которых иногда бывает близким к состоянию в канале дугового разряда. Впервые эта неустойчивость исследовалась применительно к разряду в трубке, контролируемому диффузией зарядов к стенкам. Тепловая неустойчивость развивается только при поперечных неоднородностях, когда нет обратной зависимости T_e и n_e , свойственной продольным неоднородностям. Увеличение n_e – через увеличение тепловыделения, тепловое расширение газа и увеличение отношения E/N (при $E = \text{const}$) – приводит к повышению T_e и новому росту ионизации.

Скорость указанного процесса лимитируется наиболее медленным звеном – нагреванием газа. Поведение плотности зарядов определяется уравнениями

$$\begin{aligned}\frac{dn_e}{dt} &= k_i N n_e - k_a N n_e + k_d N n_- - \beta_e n_e n_+, \\ \frac{dn_-}{dt} &= k_a N n_e - k_d N n_- - \beta_- n_- n_+, \\ \frac{dn_+}{dt} &= k_i N n_e - (\beta_e n_e + \beta_- n_-) n_+, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где N – плотность нейтральных частиц; k_i, k_a, k_d – константы скоростей ионизации, прилипания и отлипания, причем $k_i N = \nu_i, k_a N = \nu_a$; β_e и β_- – коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации. Из уравнений (2.1) вытекает условие электронейтральности $n_e + n_- = n_+$, которым можно заменить одно из них.

Плотности зарядов быстро подстраиваются к мгновенному значению электронной температуры и «следят» за ее эволюцией в соответствии с ВАХ разряда. Плотность электронов остается квазистационарной, подобно тому, как сама величина T_e «следит» за плотностью газа N .

Запишем уравнение энергии газа[9]:

$$N c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \sigma E^2 - N c_p (T - T_0) \nu_F. \quad (2.2)$$

Уравнение качественно описывает обе возможности для выноса тепла из разряда: и теплопроводностью к стенкам, и быстрым потоком. В первом случае $\nu_F \approx \chi / \Lambda_d^2$, где Λ_d - диффузная длина, которая порядка минимального расстояния между стенками или радиуса, если разряд происходит в трубке. Во втором случае $\nu_F \approx 2u / L$, где u - скорость потока, L - длина разряда вдоль потока. В случае потока стационарного состояния для температуры в газовой частице вообще нет, температура монотонно нарастает по мере протекания частицы через разряд, но, оперируя температурой T , средней по длине вдоль потока, можно рассматривать поток, как систему со

стационарной средней температурой, которая находится из условия баланса между тепловыделением и выносом тепла из (2.2) с $\partial T / \partial t = 0$.

2.5 Стабилизация повторяющимися высоковольтными импульсами

Несамостоятельный разряд, в котором ионизация создается повторяющимися с большой частотой ионизирующими электрическими импульсами, а постоянным полем только сообщается электронам энергия, оказывается гораздо более стабильным, чем разряд с одним лишь постоянным полем. Причина этого эффекта сходна с причиной стабилизирующего действия внешней ионизации и заключается в ослаблении зависимости результирующей скорости ионизации от температуры электронов и плотности газа.

Возмущения плотности электронов нарастают только в течение кратковременных импульсов, когда поле сильно, электронная температура высока и крутизна функции $\nu_i(E/N)$ сравнительно мала. Между тем, именно эта величина особенно сильно усиливает действие теплового расширения. В паузах между импульсами ионизация сравнительно небольшим постоянным полем невелика, электроны гибнут, и на фоне общей слабой ионизации дополнительная ионизация за счет T_e при возмущении плотности газа не оказывает столь большого влияния. Порог возникновения неустойчивости по току в разряде с тем же энерговкладом повышается.

3 Моделирование

3.1 Метод конечных элементов

Метод конечных элементов в настоящее время является одним из самых распространенных методов решения прикладных задач, например изучения тепловых процессов, прочностных расчетов, проблем динамики жидкости. Наглядность метода и сравнительная простота его применения в случае областей сложной формы сделали его весьма популярным среди инженеров. На его основе создан и успешно эксплуатируется ряд промышленных систем прикладных расчетов.

При поиске количественного описания физического явления инженер и физик обычно вводят в рассмотрение некоторую систему обыкновенных дифференциальных уравнений или уравнений с частными производными, справедливую в определенной области, и налагают на эту систему подходящие краевые и начальные условия. На этой стадии математическая модель замкнута, и для практических применений требуется только найти ее решение для конкретного множества числовых данных. Здесь, однако, возникают основные трудности, так как точному решению существующими математическими методами поддаются лишь уравнения самого просто вида внутри геометрически тривиальных границ. Обыкновенные дифференциальные уравнения с постоянными коэффициентами являются одним из немногих примеров, для которых имеются стандартные процедуры решения, но даже здесь при большом числе зависимых переменных встречаются значительные трудности.

Чтобы преодолеть их могут быть использованы различные виды дискретизации непрерывной задачи, определенной дифференциальными уравнениями. При такой дискретизации бесконечное множество чисел, представляющих неизвестную функцию или функции, заменяется конечным числом неизвестных параметров, и для этого процесса, вообще говоря, требуется некоторая форма аппроксимации.

Простейшим из них является процесс перехода к конечным разностям. В дальнейшем эта теория была расширена, и был разработан метод конечных элементов, который занимается аппроксимацией кусочно-гладкими базисными функциями.

3.2 Физическая модель

Физическая модель, которой в этой работе уделено большое внимание, описана в работе [2]. В одном из опытов в ней рассматривается качественные изменения ионизационного процесса в трубе, в которую подается закрученный поток воздуха при низком давлении. Источником ионизации является зонд, подключенный к источнику высокочастотного напряжения.

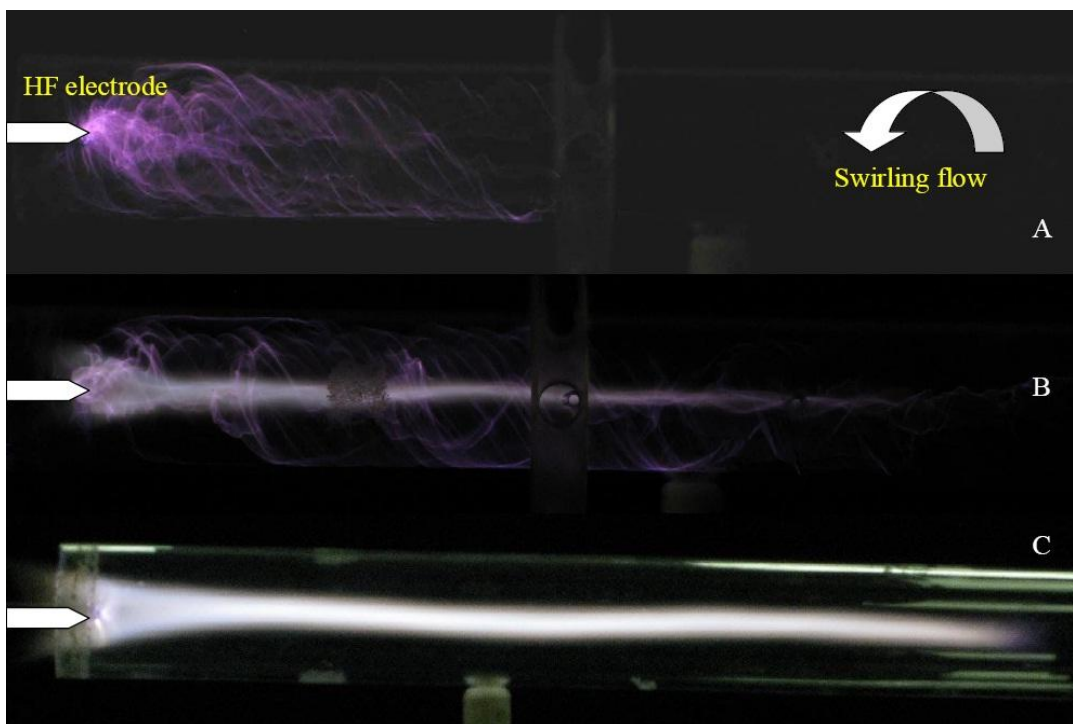


Рисунок 2 – Структура газового разряда при различных режимах

Варьируемыми параметрами в данном эксперименте являлся массовый расход воздуха подаваемого в завихритель в аксиальном и тангенциальном направлении.

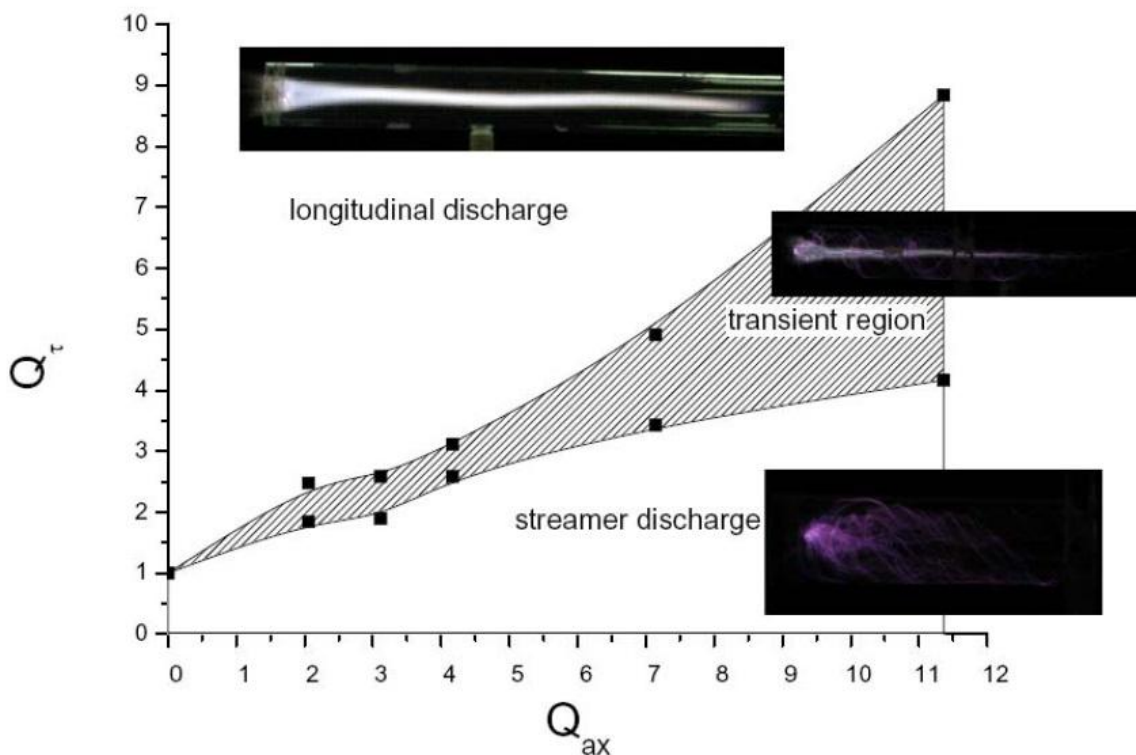


Рисунок 3 – Вид разряда в зависимости от параметров завихренности

Схема установки представлена на рисунке 3. Внутренний диаметр трубы – 40мм, длина 400мм.

Основные параметры источника ионизации:

Частота разряда	450 кГц,
Частота модуляции	<1 кГц,
Продолжительность импульса	<10 мс,
Скважность	2-20,
Максимальная мощность	2 кВт.

Основные параметры воздушного потока в эксперименте:

Аксиальный массовый расход	0-11 Г/с,
Тангенциальный массовый расход	0-11 Г/с.

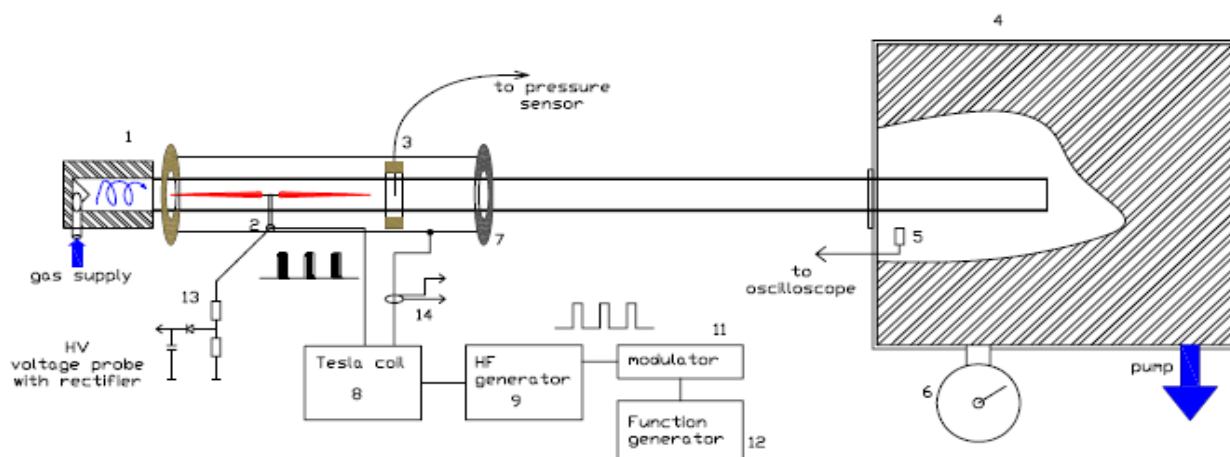


Рисунок 4 – Экспериментальная установка. 1-завихритель, 2- высокочастотный электрод, 3- датчик давления, 4- камера низкого давления, 5- микрофон, 6-насос, 7-заземленные электроды, 8,9,11,12- высокочастотный генератор, 13- датчик напряжения, 14- датчик тока

3.3 Ограничения

Для решения задач на ионизационные процессы к конечно-элементной сетке применяются определенные требования.

В работе [11] указывается, что радиус головки стримера составляет 0,15-0,20мм, что требует от сетки быть, по меньшей мере, на порядок точнее для детального изучения развития разряда.

Также ограничение на размер элемента h связано с числом Пекле (Pe) – отношением миграционного потока к диффузионному:

$$Pe = \frac{b_e E h}{D_e}$$

Для устойчивости решения должно выполняться правило, $Pe \leq 1$, откуда:

$$h \leq \frac{D_e}{b_e E}$$

Самые жесткие ограничения возникают в области большой напряженности, т.е. на переднем фронте стримера. При напряженности поля вблизи головки порядка 300 кВ/см, размер элемента должен быть менее 1 мкм.

3.4 Расчетная модель

Пакет Ansys Fluent позволяет использовать конечно-элементные сетки различных стандартов, как построенных в других продуктах Ansys, так и от сторонних производителей. В данном случае она была построена в пакете Gambit.

Модель, на которой проводились расчеты представляет собой цилиндрическую трубу 400x36x36мм, разбитую на 1383500 элементов. Такое разбиение согласно §3.3 не является достаточно мелким для описания ионизационных процессов, так как средний размер элемента составляет 0,9мм. Однако она подходит для описания макроскопических параметров закрученного потока, в которых происходит ионизация газа. Также её достоинством является доступность по объему оперативной памяти для пре- и пост- процессорной обработки на персональном компьютере (RAM 2Gb).

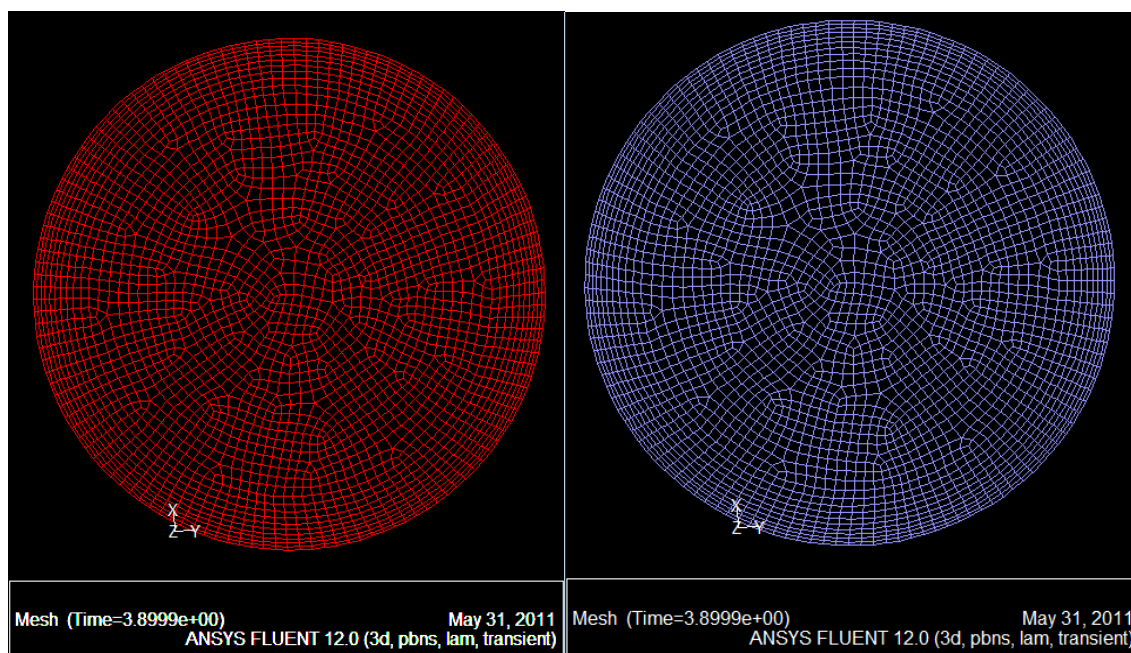


Рисунок 5 – Сетка входа и выхода модели трубы

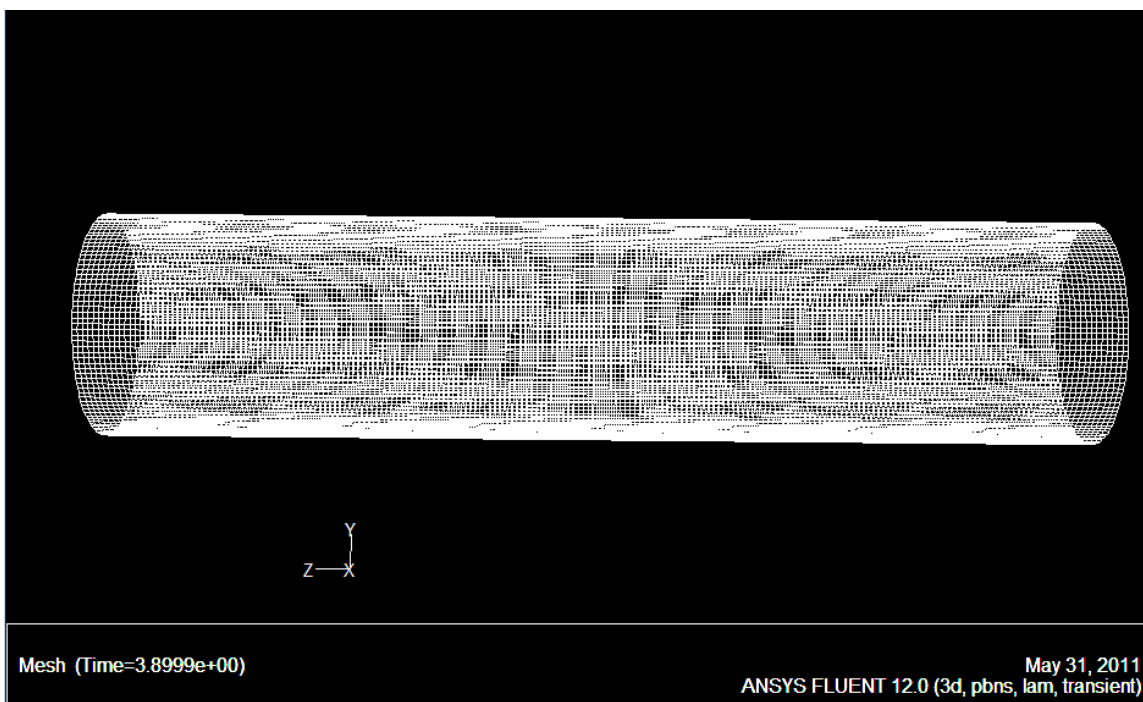


Рисунок 6 – Элемент сетки трубы

3.5 Начальные и граничные условия

В экспериментальной работе приходится пользоваться различными установками для получения вихревого потока. В расчетной модели подается поток воздуха в аксиальном направлении с основания трубы. Так же с основания с боковой поверхности подается поток воздуха имеющий преимущественно тангенциальную составляющую скорости. Таким образом на входе трубы задается два параметра – массовый расход газа в аксиальном направлении Q_{ax} и массовый расход в тангенциальном направлении Q_r .

Второй конец трубы, в соответствии с экспериментальной установкой, (рисунок 3) является открытым, на нём задается давление.

Веществом, подаваемым в трубу, является воздух, плотность которого меняется по законам идеального газа.

Временной шаг для расчетной модели 0,001с.

Пакет Ansys содержит в себе инструменты для чрезвычайно гибкой настройки параметров системы. Одним из них являются UDF (user defined

functions) – функции, написанные на языке Си с использованием API (application programming interfaces) – набором макросов, открывающих доступ к параметрам внутренних и граничных ячеек и прочим настройкам решателя.

На расстоянии 150мм от основания трубы с помощью UDF задается сферическая область радиусом 10мм, имитирующая выделение тепла, соответствующая области действия высокочастотного электрода из установки (рисунок 3) мощностью 150Вт. Таким образом, исследуется влияние завихренности на распределение температуры в потоке.

3.6 Моделирование

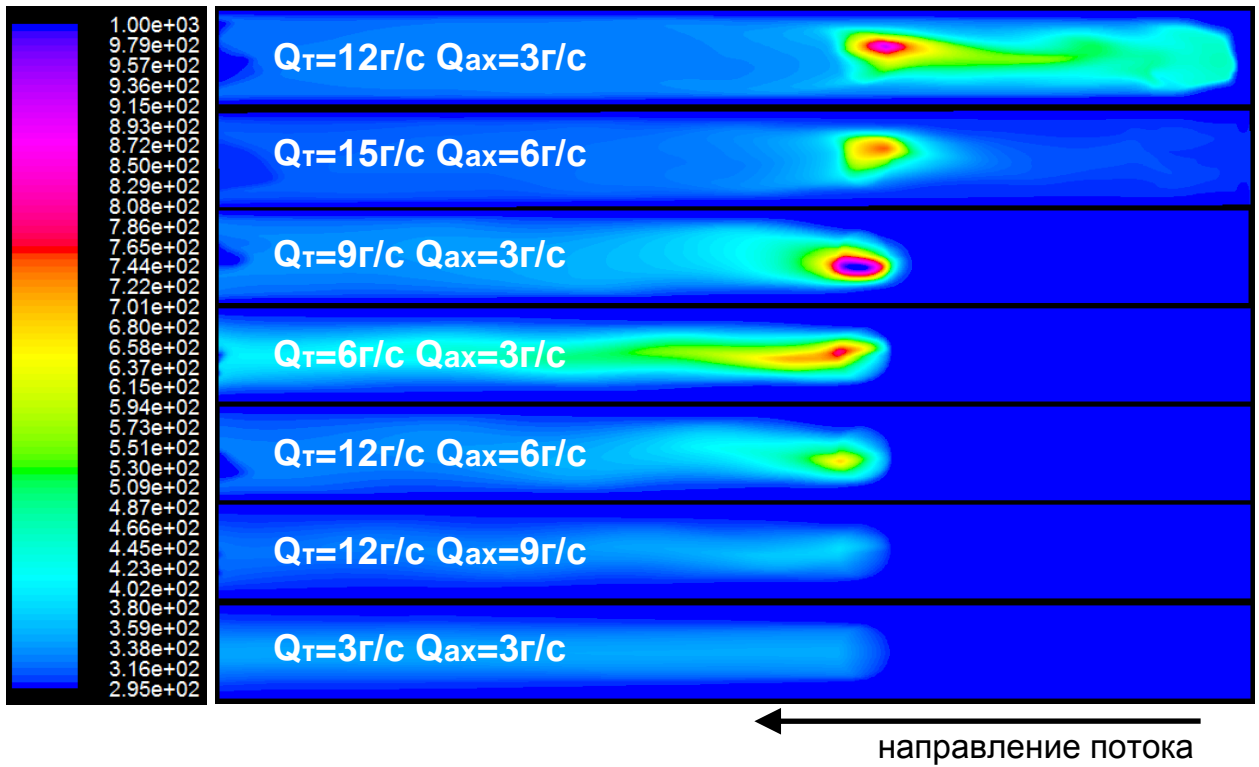


Рисунок 7 – Распределение температуры в потоке в зависимости от массового расхода газа в завихрителе.

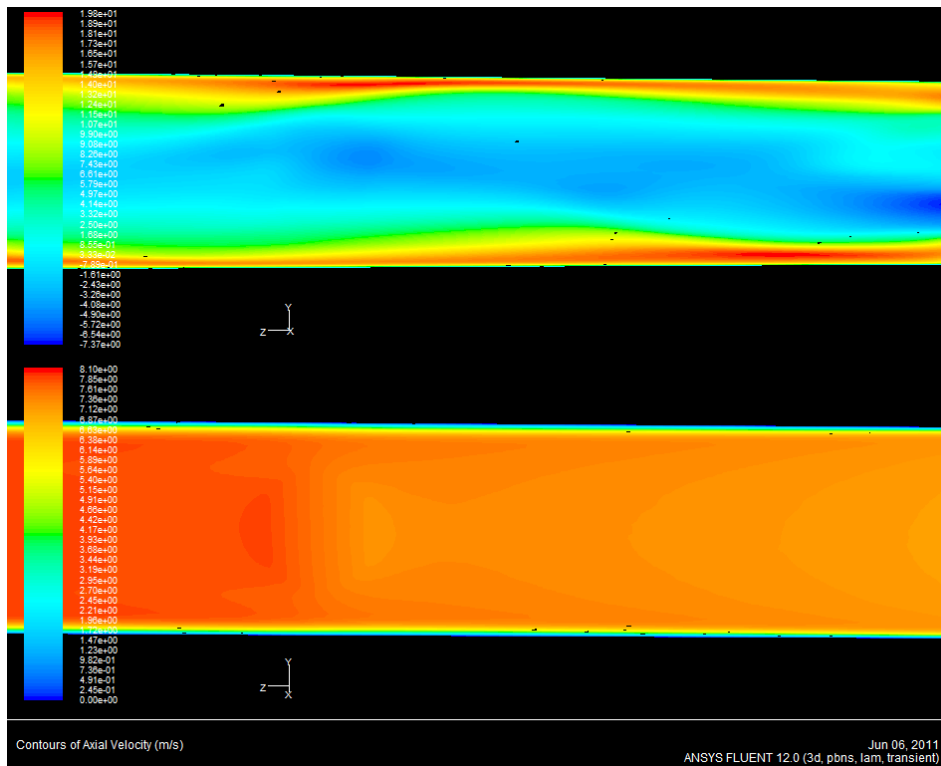


Рисунок 8 – Распределение аксиальной скорости в потоке в случае закрученного потока (сверху) и прямого потока (снизу)

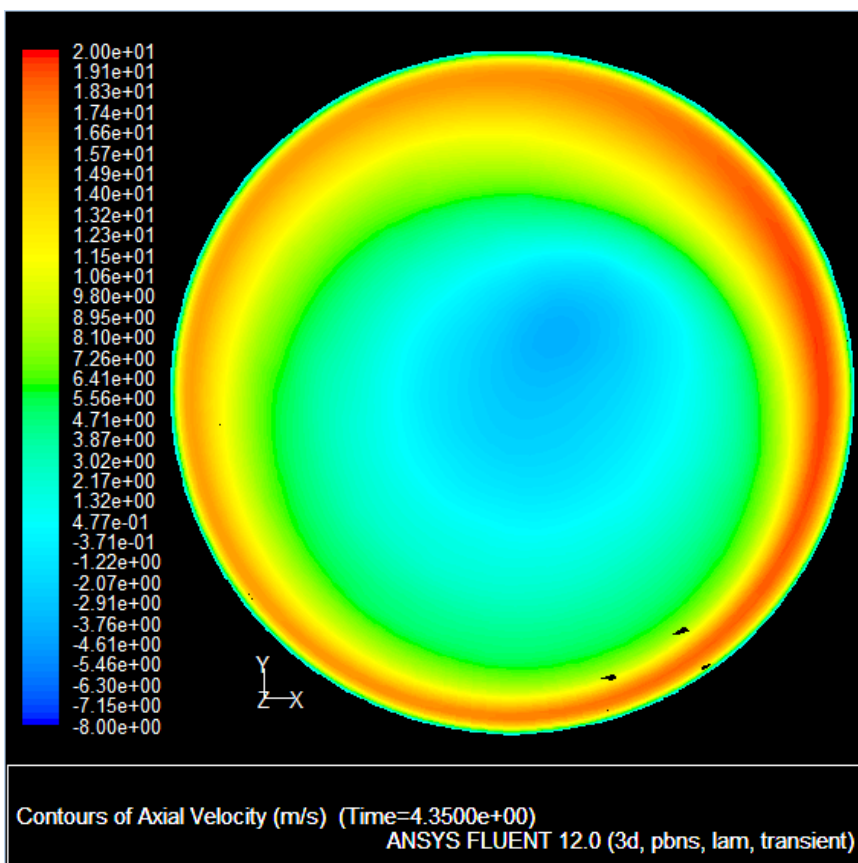


Рисунок 9 – Профиль аксиальной скорости

Рисунок 7 иллюстрирует распределение тепла в закрученных потоках, возникающих при различных режимах подачи воздуха. При малых показателях закрутки область выделения тепла прогревается слабо. Однако при увеличении тангенциальной составляющей потока наблюдается повышение температуры этой области, а при дальнейшем росте возникновение прогретой области газа, протянутой навстречу течению.

Как известно, повышение температуры газа помещенного в электрическое поле способствует развитию в нем волн ионизации и формированию шнуrowого разряда. Таким образом, результат моделирования качественно согласуется с экспериментом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

МКЭ является мощным методом для решения различных прикладных задач физики. Он позволяет описать и предсказать те элементы физического эксперимента, которые недоступны для прямого измерения, однако законы, по которым они происходят, тщательным образом изучены и дают высокую точность расчетов на множестве проверяемых примеров. Его использование возможно в комплексе с экспериментом и позволяет выявить дальнейшие направления для экспериментальной работы.

В результате расчетов, сделанных в пакете Ansys, была решена только газодинамическая задача. Однако пределы возможностей пакета на этом не достигнуты. Преимущества МКЭ заключаются в том, что пользователь может уточнять и дробить расчетную область там, где ему это необходимо, в то время как области, не нуждающиеся в высокой точности, обчислять меньшим количеством элементов.

Планы на дальнейшую работу состоят в переработке конечно-элементной сетки для возможности моделирования непосредственно ионизационных процессов. Ansys предоставляет для исследователя ещё один инструмент – UDS (user define scalar), который представляет из себя уравнение в частных производных, которое решается для всей расчетной области, или в тех областях, где это требуется пользователю.

Программа позволяет гибко задавать параметры уравнения, предоставляя полную свободу для расчета и учета полей сил в движении частиц.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Шторк С.И., Кала К.Э., Фернандес Э.К., Хейтор М.В. О формировании когерентных винтовых структур в закрученной струе // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 31. №15. С. 62.
2. Klimov A., Fortov V. Longitudinal Plasmoid in High-Speed Vortex Gas Flow Created by Capacity HF Discharge // ISTC Project No. 3794P. 2010.
3. Matveev I., Matveeva S., Kirchuk E. Plasma Assisted Combustion Technologies // Applied Plasma Technologies. USA. 2009.
4. Фридман А.М. Предсказание и открытие новых спиральных структур в спиральных галактиках // Успехи физических наук. 2007. Т. 177. №2. С. 121.
5. Фридман А.М. Предсказание и открытие сильнейших гидродинамических неустойчивостей, вызванных скачком скорости: теория и эксперименты // Успехи физических наук. 2008. Т. 178. №3. С. 225.
6. Морозов А.Г., Хоперсков А.В. Физика дисков. Волгоград: ВолГУ, 2005. 419 с.
7. Гольдштик М.А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, 1981. 366 с.
8. Anacleto P.M., Fernandes E.C., Heitor M.V., Stork S.I. Characterization of a Strong Swirling Flow with Precessing Vortex Core Based on Measurements of Velocity and Local Pressure Fluctuations // International Symposia on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics
9. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 416 с.
10. Зенкевич О., Морган К. Конечные элементы и аппроксимация. М.: Мир, 1986. 320 с.
11. Nudnova M.M., A.V,Krasnochub, A.U. Starikovskiy Streamer Discharge Branching in the Air in a Wide Range of Pressures and Voltages // Physics of Nonequilibrium Systems Laboratory MIPT (State University)
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

13. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Издательство московского университета, 1999. 799 с.
14. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
15. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
16. Завершинский И.П., Макарян В.Г., Молевич Н.Е., Моралев И.А., Климов А.И., Порфирьев Д.П. // Письма в ЖТФ. 2009. Т.35. № 24. С.59-67.
17. Завершинский И.П., Климов А.И., Макарян В.Г., Моралев И.А., Молевич Н.Е., Порфирьев Д.П. // ТВТ. 2010. Т.48. №1. (Приложение). С.142-146.
18. Gallaire F., Chomaz J.-M. Instability mechanisms in swirling flows // Laboratoire d'Hydrodynamique (LadHyX), CNRS, France. 2004.
19. Моралев И.А. Взаимодействие газоразрядной плазмы с закрученными течениями. Дисс. на соиск. уч. ст. к.ф.-м.н. Москва. ОИВТ РАН. 2010. 160 с.
20. Моралев И.А., Климов А.И., Преображенский Д.С., Толкунов Б.Н., Кутлалиев В.А. // ТВТ. 2010. Т.48 №1 (приложение). С. 136-141.