УДК 53.096

ОБ УПРАВЛЕНИИ ОТРЫВОМ ТРЕХМЕРНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ПОМОЩЬЮ ЛОКАЛЬНОГО ОБЪЕМНОГО И ПОВЕРХНОСТНОГО НАГРЕВА ГАЗА

Шалаев В.И.

Московский физико-технический институт (ГУ), Жуковский, Россия

Работа выполнена при поддержке РФФИ по гранту 09-01-00206 и Министерства образования и науки РФ по гранту № 01201261118.

АННОТАЦИЯ

На основе физического и численного моделирования исследованы возможности применения электрического разряда и локального нагрева поверхности для управления положением отрыва трехмерного турбулентного пограничного слоя. Электрический разряд моделировался локализованным объемным источником тепла. Расчеты представлены для тонкого конуса в дозвуковом потоке газа под углом атаки. Изучено влияние интенсивности тепловыделения и температуры поверхности на положение отрыва пограничного слоя. Возможным приложением представленных результатов может быть управление асимметрией вихревой структуры, возникающей спонтанно при обтекании головных частей летательных аппаратов.

ВВЕДЕНИЕ

Управление обтеканием отдельных частей летательных аппаратов с помощью различных физических механизмов с целью улучшения аэродинамических характеристик путем воздействия на течение является одним из перспективных и развивающихся направлений современной аэродинамики [1]. В настоящее время интенсивно исследуются возможные способы направленного изменения течения, к которым, в частности, относятся различные виды электрического разряда [2−6]. Хотя при отработке механизма воздействия разряда на поток и оценке его эффективности основную роль играют экспериментальные работы, предварительные теоретические результаты весьма полезны, поскольку позволяют выделить область критических значений параметров и тем самым сократить время и стоимость экспериментов.

В настоящей работе представлены результаты теоретического и численного моделирования влияния электрического разряда на отрыв трехмерного турбулентного пограничного слоя на тонком конусе. Приведены также оценки управления отрывом с помощью локального нагрева поверхности. Целью исследования является управления асимметрией обтекания, которая возникает спонтанно около головных частей летательных аппаратов различного типа при достижении критического угла атаки. Причины и механизм этого явления в настоящее время недостаточно понятны, хотя имеется большое количество экспериментальных и теоретических работ по его исследованию [2, 7].

Для анализа трехмерного турбулентного пограничного слоя используется локально-автомодельное приближение для конических течений и модель турбулентной вязкости Себечи-Смита. Хотя турбулентный пограничный слой на конусе не является автомодельным, это приближение достаточно хорошо согласуется с численными решениями полных уравнений, позволяет существенно сократить время параметрических расчетов и может быть использовано как главное приближение для оценок физических эффектов [6, 8]. При моделировании разряда предполагается, что основная форма его воздействия на поток связана с выделением тепла. Поэтому разряд моделируется объемным источником тепла, конфигурация которого задана с помощью известных данных и физических соображений. Эффект ионизации воздуха не рассматривал-

ся, так как коэффициент ионизации является малой величиной порядка 10^{-5}. Интенсивный нагрев приводит к появлению эффекта взаимодействия пограничного слоя с внешним потоком и изменению распределения давления в области разряда и локального нагрева поверхности. Поскольку целью работы является демонстрация принципиальной возможности воздействия локального нагрева на пограничный слой, это явление не учитывалось.

ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим обтекание тонкого кругового конуса с углом полураствоора $\delta \ll 1$ под малым углом атаки $\alpha^* = O(\delta)$ ($\alpha = \alpha^*/\delta = O(1)$) дозвуковым потоком вязкого теплопроводного газа с числом Маха $M < 1$ и большим числом Рейнольдса Re, таким что $\delta \,\mathrm{Re} = U_\infty l \delta / \nu_\infty \gg 1$. Здесь U_∞ и ν_∞ – скорость и кинематическая вязкость набегающего потока, l – длина. Схема течения и используемая система, связанных с поверхностью координат приведены на рис. 1.

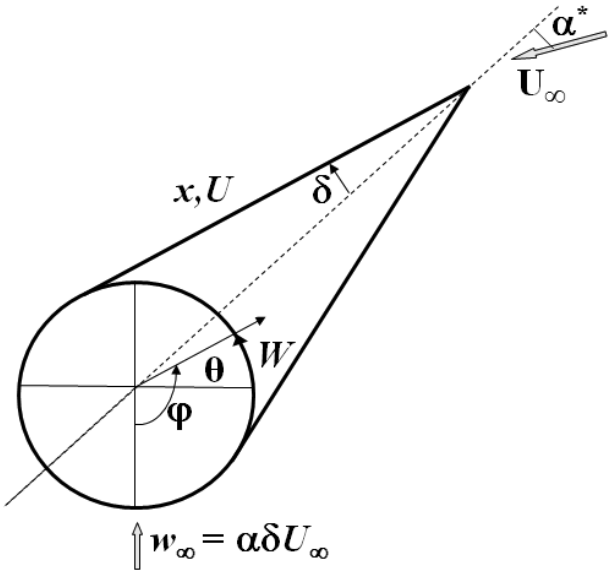

Рис.1 Общая схема течения и система координат.

Для упрощения уравнений пограничного слоя используется преобразование А.А. Дородницына для нормальной к стенке координаты y^*:

$$d\eta = \sqrt{\frac{\mathrm{Re}}{x}}\rho\, d\,\frac{y^*}{l}.$$

В локально-автомодельном приближении трехмерный турбулентный пограничный слой на конусе описывается следующими уравнениями и краевыми условиями:

$$V\frac{\partial U}{\partial \eta} + w_e W\frac{\partial U}{\partial \varphi} = \frac{\partial}{\partial \eta}\left(m\frac{\partial U}{\partial \eta}\right),$$

$$V\frac{\partial h}{\partial \eta} + w_e W\frac{\partial h}{\partial \varphi} - Q(x,y,\varphi) = \frac{\partial}{\partial \eta}k\frac{\partial h}{\partial \eta},$$

$$V\frac{\partial W}{\partial \eta} + w_e W\frac{\partial W}{\partial \varphi} + UW + \frac{\partial w_e}{\partial \varphi}W^2 - h\left(1+\frac{\partial w_e}{\partial \varphi}\right) = \frac{\partial}{\partial \eta}\left(m\frac{\partial W}{\partial \eta}\right), \quad \rho h = 1,$$

$$y = \infty: \quad U = W = h = 1,$$

$$y = 0: \quad U = W = 0, \quad \frac{\partial h}{\partial y} = 0 \;(h = h_w). \quad (1)$$

В этих соотношениях $\varphi = \theta + 0.5\pi$ – полярный угол, измеряемый от плоскости растекания (рис. 1), $f(y,\varphi;x)$, $g(y,\varphi;x)$ и $e(y,\varphi;x)$ – функции тока продольного, поперечного течений и первообразная энтальпии, такие что

$$V = -\left(\frac{3}{2}f + \frac{\partial w_e}{\partial \varphi}g + w_e\frac{\partial g}{\partial \varphi}\right),$$

$$U = \frac{\partial f}{\partial y}, \quad W = \frac{\partial g}{\partial y}, \quad h = \frac{\partial e}{\partial y}.$$

Продольная скорость U, плотность ρ и энтальпия h отнесены к их значениям в невозмущенном потоке, обозначаемым индексом ∞. Окружная скорость W отнесена к окружной скорости на внешней границе пограничного слоя $\delta U_\infty w_e(\varphi)$. Для определения внешнего обтекания использовалась теория тонкого тела. Расчеты показали, что на участке до положения отрыва аппроксимация $w_e(\varphi) = 2\alpha \sin\varphi$, соответствующая безотрывному течению, достаточно хорошо описывает поперечную скорость.

Для турбулентного течения безразмерные величины теплопроводности k и вязкости m определяются с помощью модели Себечи-Смита

$$m = \rho\mu(1+\varepsilon), \quad k = \frac{\rho\mu}{\mathrm{Pr}}\left(1+\frac{\mathrm{Pr}}{\mathrm{Pr}_t}\varepsilon\right);$$

$$0 \le y \le y_w: \quad \varepsilon = \varepsilon_1\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2;$$

$$y > y_w: \varepsilon = 0.0168\sqrt{\mathrm{Re}\,x}D_1\frac{\delta_u}{h\mu};$$

$$\varepsilon_1 = 0.16 D_1 \frac{\sqrt{\mathrm{Re}\, x}}{\mu}\left(\frac{eD}{h}\right)^2, \quad \delta_u = \int_0^{y_e} (1-U)dy,$$

$$D = 1-\exp(-d), \quad d = (\mathrm{Re}\, x)^{\frac{1}{4}} \frac{e}{26 h_w}\sqrt{\frac{1}{\mu_w}\frac{\partial U}{\partial y}};$$

$$D_1 = \left[1+\left(\frac{e}{e_e}\right)^6\right], \quad \mu = h^{3/2}\frac{1+h_S}{h+h_S}, \quad h_S = \frac{110.4}{T_\infty}.$$

Здесь индексы w и e соответствует значениям параметров на поверхности и на внешней границе пограничного слоя.

Источник тепла $Q(x,y,\varphi)$ в уравнении энергии моделирует основной предполагаемый механизм воздействия электрического разряда на течение – тепловыделение. Форма этого источника на основе физических представлений определена соотношениями

$$Q = \frac{Q^* xl}{h_\infty U_\infty} = Q_0 \eta^2 \exp\left[-\frac{(\eta-\eta_c(\varphi))^2}{\sigma}\right],$$

$$\eta_c = 2\eta_0\sqrt{|(\varphi-\varphi_b)(\varphi_e-\varphi)|}. \qquad (2)$$

Здесь Q^* – размерная величина источника; Q_0 – максимальное значение интенсивности; σ характеризует ширину разряда; $\eta_c(\varphi)$ – положение средней линии разряда, которое аппроксимировано параболой; η_0 – максимальное удаление средней линии от поверхности, углы φ_b and φ_e определяют положение электродов. Интенсивность источника Q не зависит от продольной координаты, если размерная величина Q^* обратно пропорциональна $x^* = xl$.

Схема течения в окрестности разряда изображена на рис. 2: параметр δ^* характеризует толщину входящего пограничного слоя.

Общее количество тепла, выделяющегося в пограничном слое, определяется интегралом

$$P = \iiint_{V_h} \rho^* Q^* a^*(x) dx^* d\phi dy^* =$$

$$= \frac{\beta\rho_\infty h_\infty U_\infty l^2}{\sqrt{\mathrm{Re}}}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{x}dx\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi\int_0^\infty Q d\eta. \qquad (3)$$

Эта величина характеризует энергию разряда и может быть использована для оценки затрат энергии, необходимой для заданного управления.

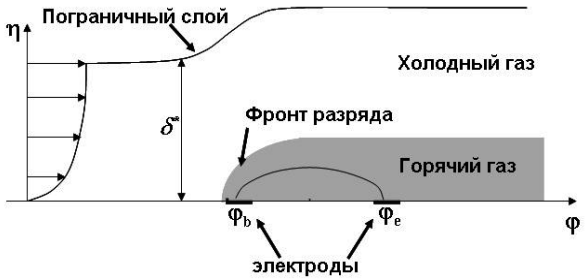

Рис.2 Схема течения в окрестности разряда.

Уравнения (1) аппроксимировались разностной сетке с использованием схемы второго порядка по φ и четвертого порядка по η . Система конечно-разностных уравнений решались численно методом дифференциальной прогонки [9].

ВЛИЯНИЕ ОБЪЕМНОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ НА ПОЛОЖЕНИЕ ОТРЫВА

Рассматриваемая задача содержит много параметров и для определения их рационального набора, позволяющего, позволяющих эффективно управлять положением линии отрыва, были проведены обширные параметрические исследования. В настоящей работе представлены некоторые их результаты для теплоизолированной поверхности при относительном угле атаки $\alpha = 3.15$, который близок к критическому значению перехода к асимметричному обтеканию. Параметры модели конуса и набегающего потока соответствовали экспериментальным условиям [3]: половина угла раствора конуса $\delta = 5^\circ$, длина $l = 1$ м, $T_\infty = 288.15^\circ K$, $U_\infty = 10$ м/с. Параметры источника: $\sigma = 1$, $\eta_0 = 1$; середина расстояния между электродами располагалась в точке $\varphi_0 = .5(\varphi_b + \varphi_e) = 1.714$ рад (98.25°); положение электродов соответствовало $\varphi_b = \varphi_0 - 3\Delta\varphi$ и $\varphi_e = \varphi_0 + 3\Delta\varphi$, где $\Delta\varphi = 0.0314159$ – шаг численного интегрирования уравнений (1).

Профили безразмерной энтальпии и окружной скорости в пограничном слое в области тепловыделения при $Q_0 = 200$ представлены на рис. 3 и 4. для $\varphi = 1.64, 1.71, 1.81, 1.87$, соответствие кривых указано на рис. 4.

Энтальпия имеет максимум, величина которого в области разряда растет вниз по потоку, а положение совпадает с положением максимума тепловыделения. Температура достигает наибольшего значения около нижнего по потоку электрода, $\varphi = \varphi_e = 1.809$. За областью разряда максимальная температура снижается, и положение максимума сдвигается

к внешней границе пограничного слоя вследствие диффузии.

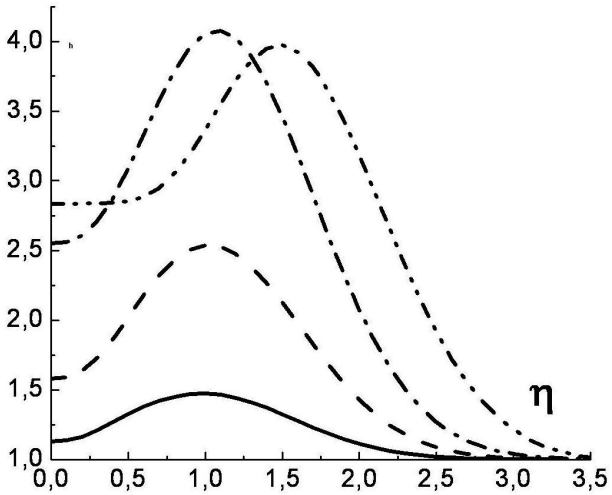

Рис.3 Профили энтальпии $h(\eta)$ около области тепловыделения.

В крайнем из представленных сечений, $\varphi = 1.87$, окружная скорость около стенки отрицательна, что характеризует близость положения отрыва пограничного слоя.

Зависимость максимальной температуры в пограничном слое от Q_0 практически линейна и для $Q_0 \approx 400$ она повышается до 2000° С.

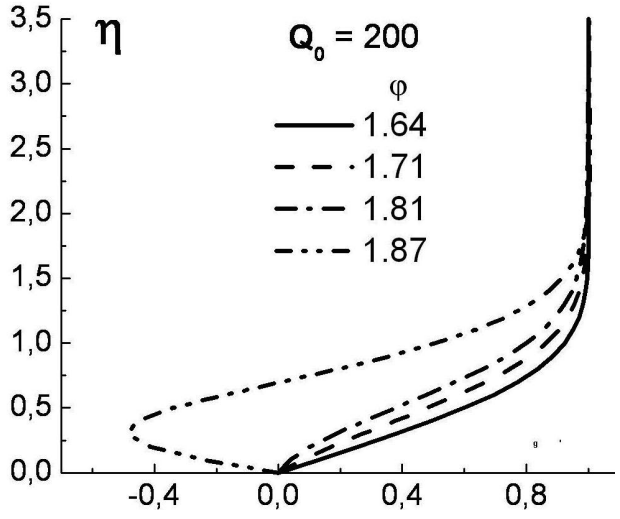

Рис.4 Профили окружной скорости $W(\eta)$ около области тепловыделения.

На рис. 5 представлена зависимость угла отрыва потока φ_s от интенсивности разряда Q_0. При увеличении Q_0 от 0 до 400 угол отрыва φ_s уменьшается от 133° С до 105° С. Эти данные показывают, что управление отрывом с помощью разряда наиболее эффективно в диапазоне $Q_0 < 100$, где производная $d\varphi_s / dQ_0$ относительно велика: при увеличении Q_0 до 100 угол отрыва уменьшается до величины $\varphi_s \approx 112°$ С, а максимальная температура газа не превышает 500° С.

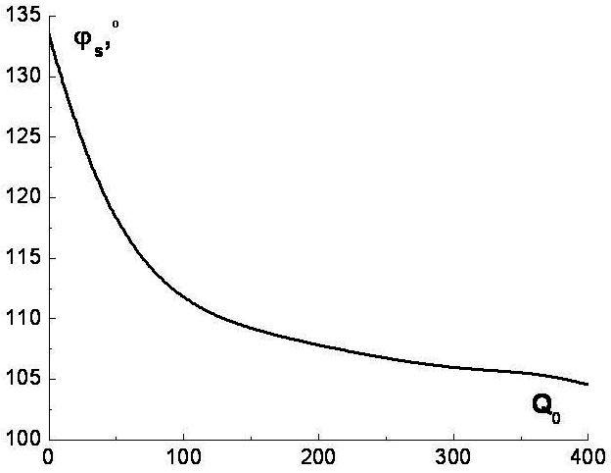

Рис.5 Зависимость угла отрыва от интенсивности источника тепла.

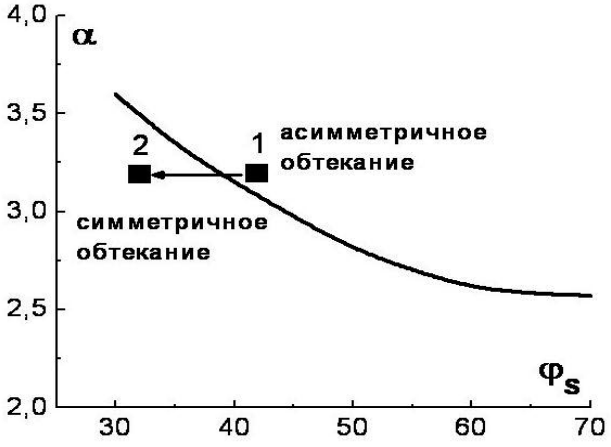

Рис.6 Влияние положения отрыва на характер обтекания конуса под углом атаки.

Для оценки эффективности рассмотренного метода управления отрывом пограничного слоя был использован простой критерий спонтанного перехода от симметричного к асимметричному отрывному обтеканию – по-

явление седловой точки в плоскости симметрии между вихрями. Этот критерий в виде зависимости критического угла атаки α_c от угла отрыва пограничного слоя φ_s основан на теории катастроф. Для конических тел он был получен с привлечением модели «вихрь-разрез» отрывного обтекания и верифицирован сравнением с экспериментальными данными [2].

На рис. 6 сплошной кривой представлена зависимость $\alpha_c(\varphi_s)$ для тонкого конуса, которая разделяет области симметричного и несимметричного течения. Стрелкой показан переход из асимметричного состояния 1 (угол отрыва $\varphi_s = 43^o$) в симметричное состояние 2 ($\varphi_s = 32^o$) под воздействием смещения линии отрыва в результате нагрева газа с помощью электрического разряда при $Q_0 = 100$. При этом угла отрыва изменяется на $\Delta\varphi_s = 21^o$, а мощность выделяемой тепловой энергии составляет $P = 1600\,W$. Однако минимальная мощность, необходимая для пересечения границы состояний, составляет всего $P = 160\,W$, что соответствует $Q_0 = 10$ и $\Delta\varphi_s = 4^o$. Представленные результаты подтверждены экспериментальными данными [3].

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО НАГРЕВА ПОВЕРХНОСТИ НА ПОЛОЖЕНИЕ ОТРЫВА

Другой способ управления отрывом турбулентного пограничного слоя – локальный нагрев поверхности – был также изучен для случая тонкого конуса под углом атаки при малых дозвуковых скоростях набегающего потока. Для расчетов пограничного слоя использовались уравнения (1), в которых объемный источник тепла $Q = 0$, и задача решалась при заданной температуре поверхности конуса: $h(0,\varphi) = h_w = T_w/T_\infty$, где T_w – температура стенки, T_∞ – температура набегающего потока. На всей поверхности конуса, за исключением узкой полосы шириной $\Delta\varphi$, середина которой соответствовала полярному углу φ_n, поддерживалась температура $T_w = T_\infty$ ($h_w = 1$). Полоса нагревалась до температуры $T_w = T_n > T_\infty$.

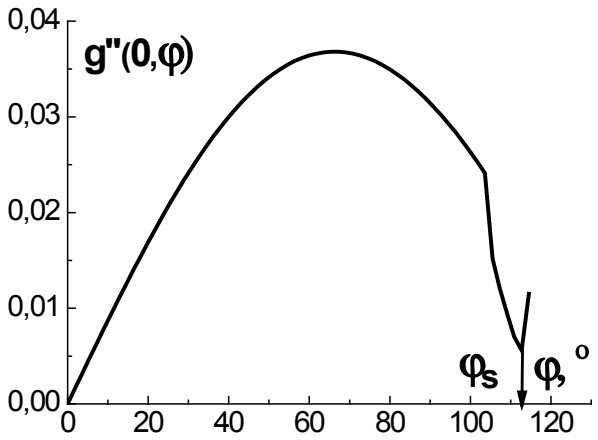

Рис.7 Зависимость окружного трения от полярного угла ($\alpha = 4$, $T_i = 500^o$ C).

Влияние локального нагрева поверхности на положение отрыва было оценено для конуса длиной 1 м, с углом раствора $\delta = 5^o$ при $U_\infty = 20$ м/с и относительных углах атаки $\alpha = 2 - 4$. Температуры набегающего потока $T_\infty = 0^o$ C, температура полосы варьировалась в диапазоне T_n=100 – 800° C, ширина полосы $\Delta\varphi = 12^o$, середина ее была расположена при $\varphi = 110^o$.

На рис. 6 представлена типичная зависимость поперечного трения $\partial W(0,\varphi)/\partial\eta = g''(0,\varphi)$ от полярного угла при относительном угле атаки $\alpha = 4$. Вблизи положения отрыва процесс численного решения становится неустойчивым, положение отрыва можно идентифицировать с началом его расходимости, что на рисунке соответствует минимуму функции $g''(0,\varphi)$, указанному стрелкой.

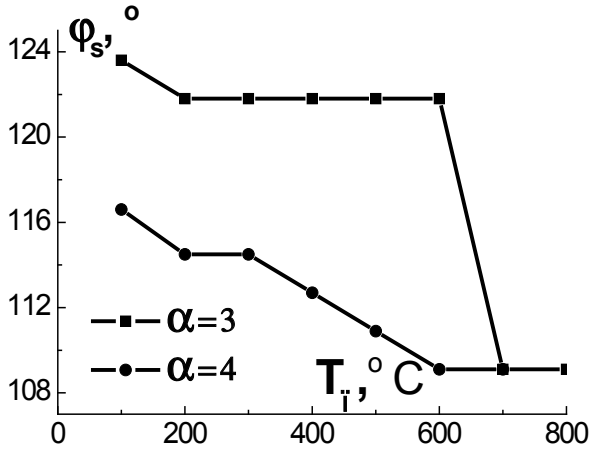

Рис.8 Зависимость угла отрыва от температуры полосы.

На рис. 8 представлены зависимости угла отрыва φ_s от температуры полосы для двух углов атаки $\alpha = 3, 4$. Для а = 2 угол отрыва не зависит от температуры полосы. Для а = 3 при

увеличении нагрева до T_n=200° С угол отрыва изменяется от $\varphi_s \approx 133^o$ до $\varphi_s \approx 122^o$ и остается постоянным при увеличении температуры полосы до 600° С; при дальнейшем повышении температуры положение отрыва скачком изменяется до значения $\varphi_s \approx 109^o$ и затем снова стабилизируется. Для а = 4 положение отрыва практически монотонно уменьшается с ростом температуры полосы до 600° С, а при $T_n \geq 600°$ остается постоянным, $\varphi_s \approx 109^o$. Из этих результатов следует, что поверхностный нагрев оказывает более сильное влияние на положение отрыва при больших углах атаки, при относительных углах атаки $\alpha < 3$ течение не реагирует на это воздействие.

Сравнение результатов, представленных на рис. 5 и 8 показывает, что объемный нагрев является более эффективным средством управления отрывом пограничного слоя, нежели локальный нагрев поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлена модель, имитирующая воздействие электрического разряда на пограничный слой как источник объемного тепловыделения. Для полной верификации этой модели необходимы экспериментальные данные по структуре течения в окрестности разряда, которые в литературе отсутствуют. Косвенная верификация по эффекту воздействия на положение отрыва и изменение глобальной структуры течения на основе экспериментов [3] показала, что предложенная модель качественно правильно описывает основные явления.

Результаты расчетов трехмерного турбулентного пограничного слоя с объемным тепловыделением, показывают, что этот эффект оказывет сильное влияние на положение отрыва, причем в области умеренного нагрева.

Локальный нагрев поверхности также является возможным способом воздействия на положение отрыва турбулентного пограничного слоя при достаточно больших углах атаки, но эффективность его ниже, чем при объемном нагреве.

Представленные результаты носят качественный характер, но они явно показывают, что локальный нагрев газа может быть использован как средство управления положением отрыва и глобальной структурой обтекания тел.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Kumar. Future challenges and opportunities in aerodynamics / A. Kumar, J.N. Hefner // ICAS. – 2000. – P. 0.2.1 – 0.2.14.
2. Shalaev V. Plasma Control of Forebody Nose Vortex Symmetry Breaking / Shalaev V., Fedorov A., Malmuth N., Zharov V., Shalaev I. // AIAA Paper. – 2003. – N 0034.
3. В.М. Фомин. Управление вихревым обтеканием тел вращения при помощи электрического разряда / В.М. Фомин, А.А. Маслов, А.А. Сидоренко, Б.Ю. Занин, В.П. Фомичев, Б.В. Постников, N. Malmuth // Доклады РАН. – 2004. – Т. 396. – № 5. – С. 1–4. V.M. Fomin, A.A. Maslov, A.A. Sidorenko, B.Yu. Zanin, V.G. Fomichev, B.V. Postnikov, N. Malmuth (2004), "Control of vortex flow over bodies using the electric discharge", *Doklady RAS*, Vol. 396, No. 5, pp. 1–4.
4. A. Séraulic. Implementation of DBD plasma actuators to control boundary layers in subsonic flows / A. Séraulic, G. Pailhas.// International Journal of Aerodynamics. – 2013. – V. 3. – N 1. – P. 3-25.
5. *S.L. Chernyshev*. **On a possibility of laminar flow control on a swept wing by means of plasma actuators** / *S.L. Chernyshev, A.P. Kuryachii, S.V. Manuilovich, D.A. Rusyanov, V.V. Skvortsov* // 5th European conference for aeronautics and space sciences (EUCASS). – Munich, 1-5 July 2013. – Paper N 263.
6. Шалаев В.И. Применение аналитических методов в современной аэромеханике. Часть 1. Теория пограничного слоя / Шалаев В.И. – М.: МФТИ, 2010. – . 300 С. Shalaev V.I. (2010) *Primenenie analiticheskikh metodov v sovremennoi aeromekhanike. Chst' 1. Teorya pogranichnogo sloya*. [Application of analytical methods in contemporary aeromechanics. Part 1. Boyndary layer theory], MIPT, Moscow, Russia.
7. Эриксон Л.Е. Асимметричные вихре-

© Шалаев В.И.

вые системы, возникающие при обтекании тел вращения / Эриксон Л.Е., Рединг Д.П. //Аэродинамика ракет. Ред. М Хемш, Дж. Нильлсен. – М.: Мир, 1989. – Т. 1. – Гл. 7. – С. 259-309. Ericsson L.E., Reding D.P. (1989), "Asymmetrichnye vikhrevye struktury, voznikayuschie pri obtekanii tel vrascheniya" [Asymmetric vortex structures arising in flow over bodies of revolution]. *Tactical missile aerodynamics*. Vol.1, Ch. 7, pp. 259-309 Edited by M.J. Hemsch, J.N. Nielsen, Translated by Khonkin A.D., Mir, Moscow, Russia.

8. Cebeci T. A general method for calculating three–dimensional compressible laminar and turbulent boundary layers on arbitrary wings / Cebeci T., Kaups X.., Ramsey J.A. // NASA CP. – 1977. – N 2777.
9. Петухов И.В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое / Петухов И.В. // Числ. методы решения диф. и интегр. уравнений и квадратурные формулы: сб. доп. к Ж. ВМ и МФ.– М.: Наука, 1964. – Т. 4. – № 4. – С. 304–325. Petukhov I.V. (1964) "Chislennyi raschet dvumernykh techenyi v pogranichnom sloe" [Numerical calculations of 2D flows in the boundary layer], Chisl. metody resheniya diff. i inter. uravnenyi i kvadraturnye formuly, sb. dop. k J.VM i MF, Nauka, Moscow, Vol. 4, No. 4, pp. 304-325.