

УДК 532.6

С. В. Ершов^{*}, д-р техн. наук**П. А. Поливанов**^{**}**А. А. Сидоренко**^{**}, канд. физ.-мат. наук**А. И. Деревянко**^{*}

^{*} Институт проблем машиностроения им. А. Н. Подгорного НАН Украины
(г. Харьков, Украина, E-mail: yershov@ipmach.kharkov.ua)

^{**} Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича
СО РАН (г. Новосибирск, Россия, E-mail: polivanov@itam.nsc.ru)

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

*Рассматривается задача взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем. Численное моделирование выполнялось на основе интегрирования системы уравнений Навье-Стокса, осредненных по Рейнольдсу, и двухпараметрической модели турбулентности SST k- ω . Приведены результаты численных расчетов с помощью модифицированного программного комплекса **FlowER-Y** и выполнено их сопоставление с экспериментальными данными. Особое внимание уделено неопределенностям и трудностям, возникающим при решении рассмотренной задачи.*

*Розглядається задача взаємодії стрибка ущільнення з турбулентним пограничним шаром. Числове моделювання виконувалося на основі інтегрування системи рівнянь Нав'є-Стокса, осереднених за Рейнольдсом, та двопараметричної моделі турбулентності SST k- ω . Наведено результати числових розрахунків за допомогою модифікованого програмного комплексу **FlowER-Y** та виконано їх порівняння з експериментальними даними. Особливу увагу приділено невизначеностям та труднощам, що виникають при розв'язуванні розглянутої задачі.*

Введение

Взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем (SWBLI – shock-wave / boundary-layer interaction) – одна из классических задач вычислительной газодинамики [1–3]. Эта задача оказывается составной частью многих внешних и внутренних течений, представляющих практический интерес. Процессы, происходящие при SWBLI: отражение волн сжатия и разряжения, их взаимодействие, отрывы потока, нестационарные явления, – оказывают существенное влияние на локальный рост потерь кинетической энергии потока и коэффициента трения. Поэтому точность решения задач трансзвукового и сверхзвукового обтекания летательных аппаратов, трансзвуковых течений в решетках турбомашин и пр. во многом будет зависеть от точности моделирования SWBLI.

При турбулентном течении расчет SWBLI оказывается достаточно непростым, так как турбулентность в данном случае является неравновесной и существующие модели турбулентности не всегда правильно ее описывают [4]. Кроме того, поперечные к основному потоку перетекания могут нарушать двухмерность течения, а их интенсивность может быть как недооценена, так и завышена при моделировании.

В настоящей работе рассмотрено численное моделирование взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на пластине. Исследовано влияние на взаимодействие таких факторов, как степень турбулентности внешнего потока и толщина пограничного слоя на боковых стенках канала.

Общая постановка задачи

Рассматривается область течения, продольное вертикальное сечение которой приведено на рис. 1. В канале, ограниченном верхней, нижней и боковыми плоскими стенками, под некоторым углом установлен клин – генератор скачка уплотнения. При сверхзвуковой скорости потока на входе в канал на острой кромке клина образуется косой скачок, который падает на пластину (нижнюю стенку) и отражается. В районе падения скачка формируется отрывная зона, при обтекании которой генерируются волны разрежения и сжатия.

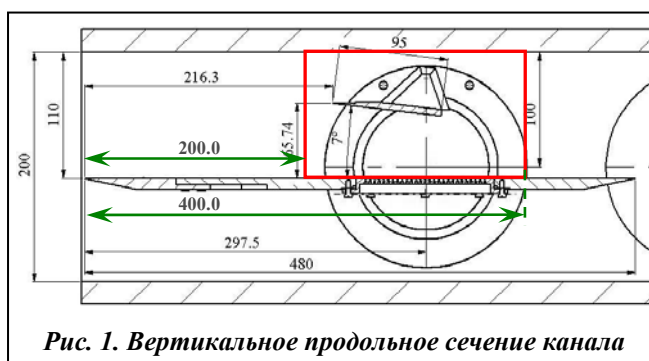


Рис. 1. Вертикальное продольное сечение канала

Задача решается в трехмерной постановке, так как влияние угловых отрывных зон в области стыка горизонтальных и вертикальных стенок и поперечных перетеканий на пластине может быть значительным. В качестве расчетной области выбирается параллелепипед, границы которого в проекции на плоскость рис. 1 показаны красными линиями. В поперечном направлении расчетная область ограничена боковыми стенками канала.

На входе рассматривается сверхзвуковой поток, параллельный стенкам канала, при числе Маха $M_\infty = 2$, полном давлении $p_0^* = 80514$ Па и полной температуре $T_0^* = 293,4$ К. На нижней стенке во входном сечении задается распределение скорости в пограничном слое таким образом, чтобы обеспечить профиль скорости в контрольном сечении $x = 260$ мм. Толщина пограничного слоя δ в сечении входа на пластине принимается равной 4 мм, а на боковых стенках $\delta_{sw} = 10$ мм. В настоящей работе для большинства расчетов выбирается угол установки клина $\theta = 7^\circ$. Расчетная область и параметры течения в целом соответствуют экспериментальным данным, полученным в сверхзвуковой аэродинамической трубе ИТПМ СО РАН Т-325 при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2$, давлении торможения $p_0^* = 0,79 \cdot 10^5$ Па, температуре торможения $T_0^* = 286$ К и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 10,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ [5]. Аэродинамическая труба Т-325 является установкой эжекторного типа с выхлопом в атмосферу (время непрерывного действия определяется режимом работы и для выбранного режима достигает 40 минут) с плоскими профилированными соплами и рабочей частью квадратного сечения 200×200 мм. Неравномерность поля чисел Маха в потоке не превышает 0,8%. Давление и температура в форкамере в ходе эксперимента поддерживались постоянными с максимальным отклонением 3%. Уровень среднеквадратичных пульсаций массового расхода в свободном потоке при $Re_1 = 10,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ составляет 0,1%, что позволяет отнести данную установку к малозумным аэродинамическим трубам.

Экспериментальная модель представляет собой плоскую пластину с острой передней кромкой и генератор ударной волны в виде клина, установленного над пластиной. Для создания в области взаимодействия на пластине развитого равновесного турбулентного пограничного слоя применялся турбулизатор, который располагался вблизи передней кромки по всей ширине модели. Использовалась зигзагообразная полоска наждачной бумаги толщиной 0,25 мм и шириной 2 мм. Расстояние турбулизатора от передней кромки пластины выбиралось так, чтобы его высота по порядку величины соответствовала толщине вытеснения ламинарного пограничного слоя.

Модель устанавливалась под нулевым углом атаки, точность установки составляла не ниже $0,02^\circ$. В данной серии экспериментов клин отклонял набегающий поток на 7 и 8° (точность установки $\pm 0,03^\circ$). На поверхности модели имеется 27 дренажных отверстий, расположение которых выбиралось с учетом предполагаемых размеров и положения зоны отрыва. Дренажные отверстия размещались с шагом 4 мм по продольной оси модели.

Давление на поверхности модели измерялось 23 пьезорезистивными датчиками СРС15АН с диапазоном $0 \div 100$ кПа. Каждый датчик при помощи пневмотрассы подключался

к одному из обслуживаемых им дренажных отверстий. Полная погрешность при измерении давления не превышала 0,25% от диапазона датчика. Для визуализации течения шлирен-методом использовался прибор ИАБ 451 и цифровая 10-разрядная высокоскоростная камера PСО 1200 hs с максимальным разрешением 1280×1024.

К сожалению, при решении данной задачи не удалось избежать неопределенностей при задании параметров течения. Во-первых, неизвестны масштабы турбулентности на входе в канал, поэтому кинетическая энергия турбулентности и удельная скорость диссипации во входном сечении могут быть заданы с большой степенью произвола. Во-вторых, выполненные измерения пограничного слоя на боковых стенках не дают информации об изменении толщины пограничного слоя в угловых зонах.

Определяющие уравнения и граничные условия

Сверхзвуковое течение вязкого сжимаемого газа описывается системой нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса. Статистическое моделирование турбулентности осуществляется с помощью двухпараметрической модели $k-\omega$ SST. Несмотря на высокие скорости потока в настоящей работе не учитывалась так называемая коррекция сжимаемости (compressibility correction) [6], так как оказалось, что ее учет практически не влияет на результаты моделирования, что соответствует выводам работы [4].

В качестве граничных условий на входе задавались все параметры потока и турбулентности. На выходе ни один из этих параметров не фиксировался. На стенках выставлялось условие прилипания, а параметры турбулентности назначались в соответствии с общепринятой процедурой.

Ограничение реализуемости

Модель $k-\omega$ SST является одной из лучших моделей турбулентной вязкости для отрывных течений с большими положительными градиентами давления. Тем не менее, данная модель не всегда правильно рассчитывает неравновесные отрывные течения. Одной из причин этого является то, что тензор рейнольдсовых напряжений, сформированный в соответствии с гипотезой Буссинеска, может оказаться физически нереализуемым. Так называемые ограничения реализуемости (realisability constraints) [7] позволяют преодолеть этот недостаток. Данные ограничения могут быть включены в формулу определения турбулентной вязкости, чтобы обеспечить выполнение неравенства Коши–Буняковского для компонент тензора напряжений Рейнольдса и гарантировать неположительность нормальных рейнольдсовых напряжений [8].

Численный метод и решатель

Определяющие уравнения интегрировались неявной ENO схемой Годунова, предложенной в работе [9]. Так как с помощью стандартного решателя *FlowER* [10] оказалось невозможным решить рассматриваемую задачу, в настоящей работе использовался решатель *FlowER-Y*, построенный на его основе. Основные отличительные черты модифицированного решателя состоят в строгой записи рейнольдсовых напряжений, применении ограничений реализуемости, устойчивой формулировке граничных условий в пограничном слое на границах входа и выхода.

Численные результаты

Для решения задачи использовалась сетка с размерностями 224×112×172 (4315136 ячеек). Для ближайших к стенкам ячеек выполнялось условие $y^+ < 1$, а в пограничном слое располагалось около 40 ячеек.

На рис. 2 приведены профили скорости на средней линии канала в сечении $x = 260$ мм для двух значений степени турбулентности на входе в сопоставлении с экспериментальными данными [5]. Наблюдается удовлетворительное согласование результатов для степени турбулентности на входе $Tu = 0,001$, что, в принципе, соответствует малозумной установке. Для степени турбулентности $Tu = 0,05$ профиль скорости оказывается более за-

полненным. Толщина пограничного слоя на боковых стенках практически не оказывает влияния на течение в рассматриваемой области.

Распределение давления на пластине вдоль ее средней линии дано на рис. 3, а в таблице приведены полученные численно координаты точек отрыва и присоединения на средней линии пластины для различных параметров течения. В эксперименте длина отрывной зоны была около 18 мм. Увеличение толщины пограничного слоя на боковых стенках приводит к небольшому смещению отраженного скачка и точки отрыва вверх по потоку, тогда как рост степени турбулентности на входе существенно сдвигает их вниз по потоку. Перемещения точки присоединения менее значительны, хотя для течения с большей степенью турбулентности на входе профиль скорости за отрывом оказывается более заполненным. В расчете отраженный скачок расположен несколько ниже по потоку в сопоставлении с экспериментальными данными.

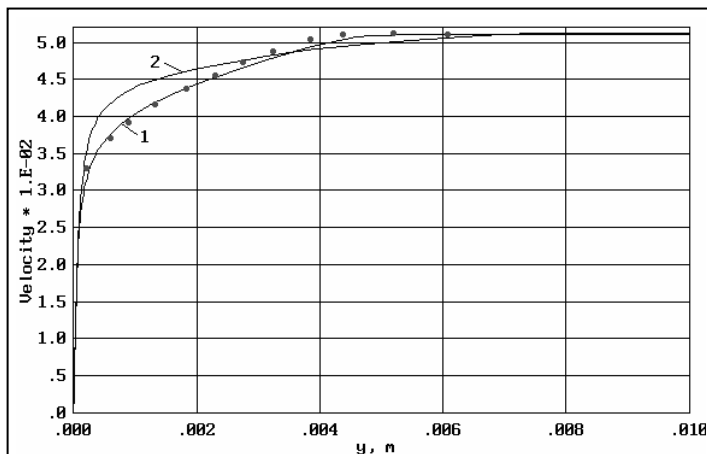


Рис. 2. Профиль скорости в сечении $x = 260$ мм ($\theta = 79^\circ$):
1 – $Tu = 0,001$; 2 – $Tu = 0,05$; • – эксперимент [5]

к небольшому смещению отраженного скачка и точки отрыва вверх по потоку, тогда как рост степени турбулентности на входе существенно сдвигает их вниз по потоку. Перемещения точки присоединения менее значительны, хотя для течения с большей степенью турбулентности на входе профиль скорости за отрывом оказывается более заполненным. В расчете отраженный скачок расположен несколько ниже по потоку в сопоставлении с экспериментальными данными.

Точки отрыва и присоединения ($\theta = 79^\circ$)

Характеристики отрыва	2D RANS	3DRANS					
	–	$Tu = 0,001$		$Tu = 0,01$	$Tu = 0,03$	$Tu = 0,05$	
		$\delta_{sw} = 1$ мм	$\delta_{sw} = 5$ мм	$\delta_{sw} = 10$ мм			
Точка отрыва, мм	290,62	288,74	287,80	286,86	287,80	290,62	297,21
Точка присоединения, мм	306,62	306,62	307,56	307,56	307,56	306,62	305,68
Длина отрыва, мм	16,00	17,88	19,76	20,70	19,75	15,99	8,47

Изолинии давления в продольной вертикальной плоскости посередине канала для степени турбулентности на входе $Tu = 0,001$ и толщине пограничного слоя на боковых стенках $\delta_{sw} = 10$ мм показаны на рис. 4. Фрагмент этого графика в сопоставлении с экспериментальной шпирен-визуализацией изображен на рис. 5. Здесь же показаны расчетные изолинии кинетической энергии турбулентности.

На рис. 6 изображены предельные линии тока на пластине для различных толщин пограничного слоя на боковых стенках и интенсивности турбулентности на входе. Видно, что поперечные перетекания в пограничном слое на пластине в основном направлены от боковых стенок к середине пластины как вдоль линии отрыва, так и вдоль линии присоединения. Такое направление перетекания приводит к увеличению массы рабочего тела в отрывной области на пластине и соответственно к росту ее

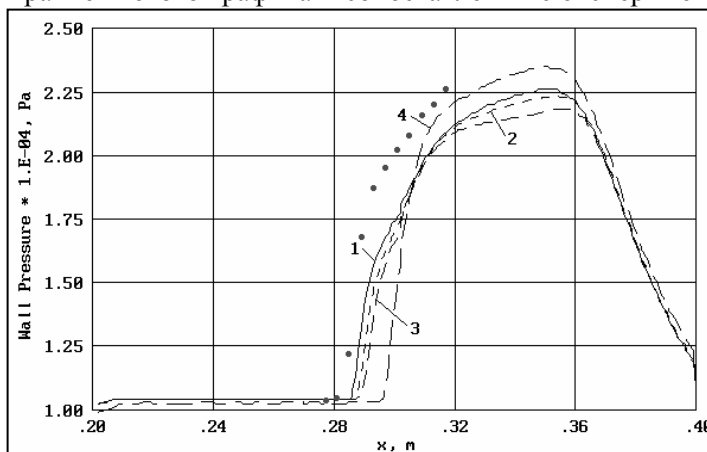


Рис. 3. Распределение давления вдоль средней линии пластины ($\theta = 79^\circ$):

1 – $Tu = 0,001$, 3D, $\delta_{sw} = 10$ мм; 2 – $Tu = 0,001$, 3D, $\delta_{sw} = 1$ мм; 3 – $Tu = 0,001$, 2D; 4 – $Tu = 0,05$, 3D, $\delta_{sw} = 10$ мм; • – эксперимент [5]

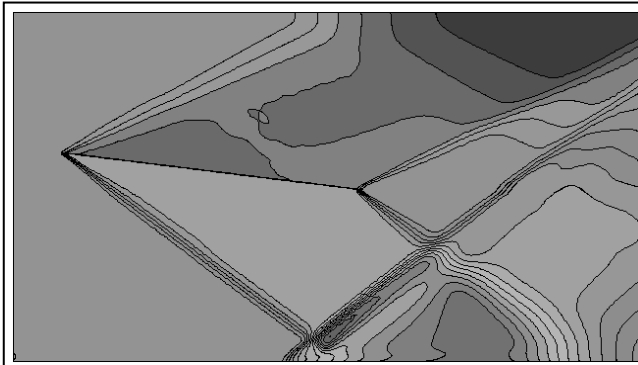


Рис. 4. Изолинии давления в среднем сечении канала
($Tu = 0,001$, $\delta_{sw} = 10$ мм, $\theta = 79^\circ$)

по сравнению с численными результатами.

Согласно картинам течения, представленным на рис. 6, отрыв на пластине и угловые отрывные зоны отделены друг от друга. Особенно четко это видно на рис. 6, в, где можно выделить отдельные линии тока на пластине, которые проходят от входа к выходу канала, не попадая ни в одну из отрывных областей.

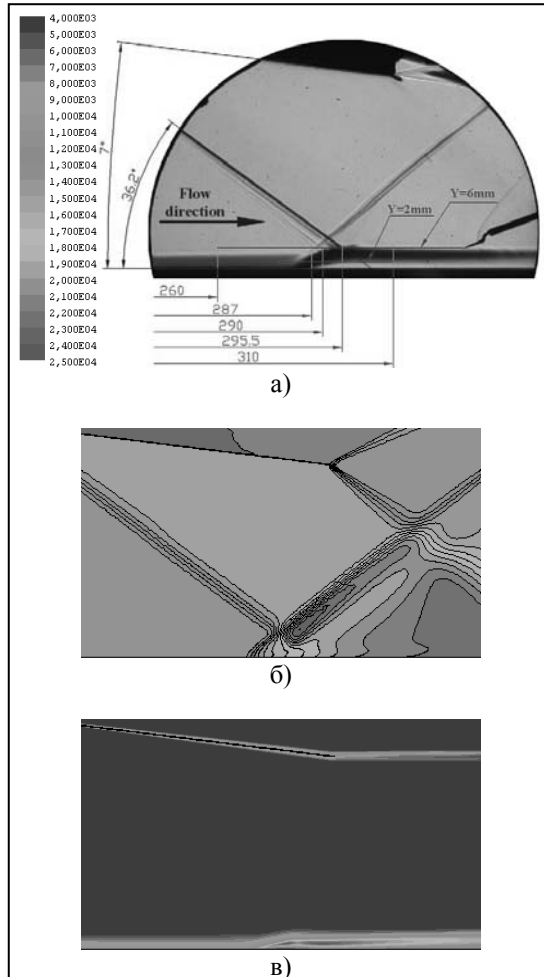


Рис. 5. Течение в среднем сечении канала
($Tu = 0,001$, $\delta_{sw} = 10$ мм, $\theta = 79^\circ$):

- а) – эксперимент (шпирен-визуализация [5];
б) – изолинии давления; в) – кинетическая энергия турбулентности

размера. Отраженный скачок уплотнения смещается при этом вверх по потоку. Поперечное течение затухает в середине пластины, и линии отрыва и присоединения становятся практически прямыми. Экспериментальные результаты свидетельствуют, что эти линии остаются достаточно искривленными вблизи середины пластины, как видно из рис. 7. Можно предположить, что в реальности поперечные перетекания более интенсивные, и это не противоречит тому, что в эксперименте отраженный скачок расположен выше по потоку

по сравнению с численными результатами. Необходимо отметить, что такая картина течения наблюдается при слабой интенсивности SWBLI. На рис. 8 даны предельные линии тока для угла отклонения потока $\theta = 8^\circ$, для которого взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем интенсивней. В этом случае отрывные зоны на пластине и в угловых областях соединяются, что особенно видно на рис. 8, а. При усилении взаимодействия из отрыва на пластине вытекает часть потока и устремляется вдоль линии отрыва к особой точке стока на пластине в угловом отрыве. Анализ результатов, представленных на рис. 6 и 8, показывает, что отрывные зоны на пластине и в угловых областях разъединяются при уменьшении интенсивности взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем (при уменьшении угла отклонения потока), увеличении толщины пограничного слоя на боковых стенках или увеличении степени турбулентности на входе.

Выводы

Рассматривается задача взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем. Выполнено численное моделирование SWBLI, полученные результаты сопоставлялись с экспериментальными данными.

Стандартный решатель *FlowER* оказался непригодным для решения задачи SWBLI, так как неверно описывал интенсивные отрывы потока. Применение ограничений реализуемости и строгая запись рейнольдсовых напряжений позволили получить удовлетворительное качество

венное согласование результатов расчета с экспериментальными данными.

Положение отраженного скачка уплотнения, полученное расчетным путем, несколько сдвинуто вниз по потоку по сравнению с данными эксперимента. Особенно этот эффект проявляется в двухмерных расчетах и расчетах с тонким пограничным слоем на боковых стенках. Для угла отклонения потока $\theta = 7^\circ$, для которого взаимодействие слабее, чем для угла $\theta = 8^\circ$, и для толстого пограничного слоя на боковых стенках наблюдается лучшее согласование с экспериментом.

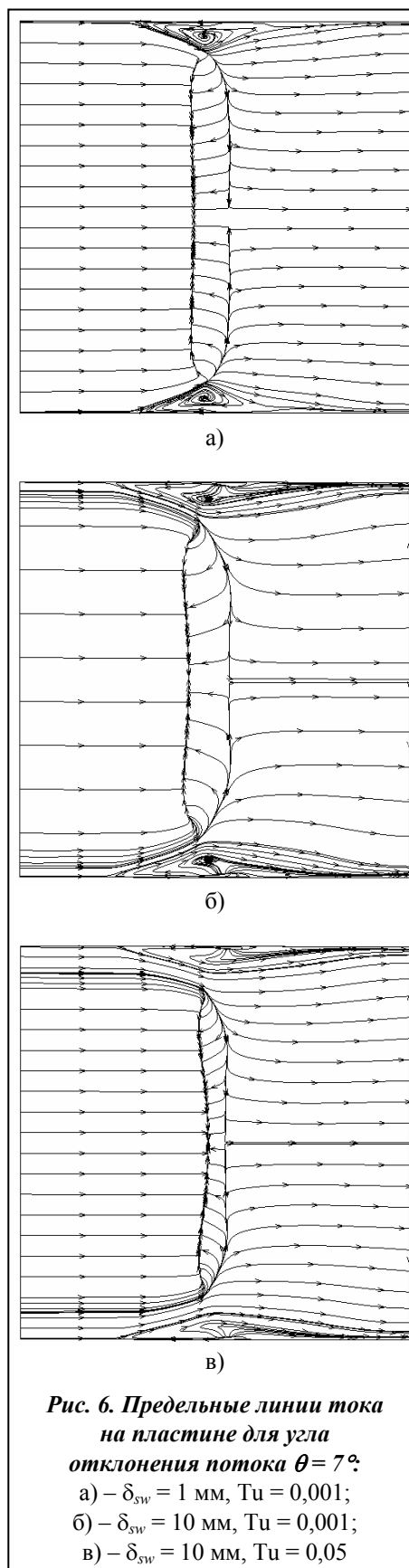
Структура течения существенно зависит от толщины пограничного слоя на боковых стенках и интенсивности турбулентности на входе.

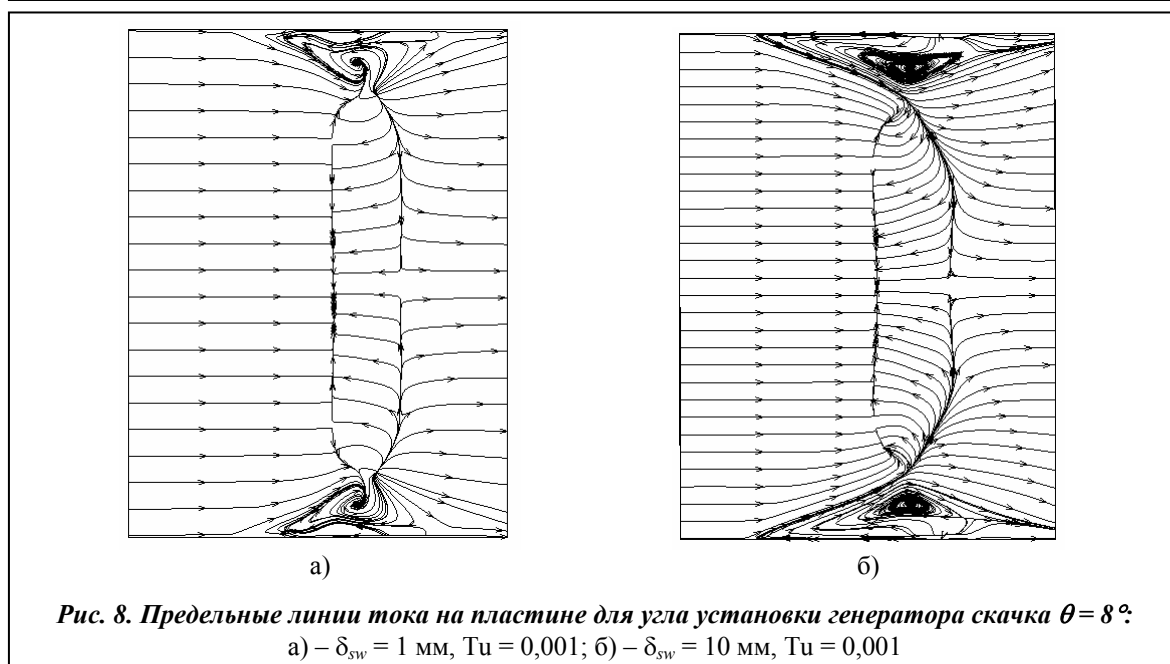
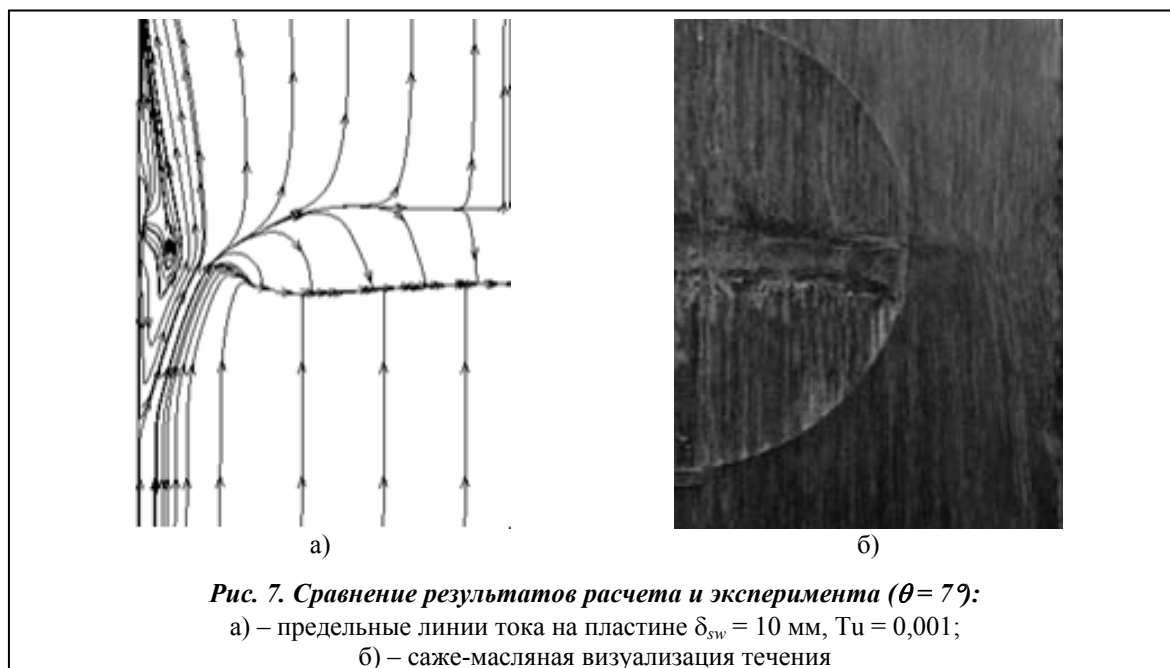
В случае относительно слабого взаимодействия (малый угол отклонения потока генератором скачка) при большой толщине пограничного слоя на боковых стенках и высокой степени турбулентности на входе в отрыве на пластине присутствуют поперечные течения в основном от боковых стенок к средней линии пластины, благодаря которым в отрыв вовлекается дополнительная масса газа и размеры отрыва увеличиваются. В этом случае трехмерные эффекты оказываются достаточно большими. При более сильном взаимодействии (большой угол отклонения потока), малой толщине пограничного слоя на боковых стенках и низкой интенсивности турбулентности на входе отрывные зоны на пластине и в угловых областях сливаются и возникает обратное перетекание из отрыва на пластине в угловые области. В этом случае, благодаря обратному перетеканию, размер отрывной области может оказаться ближе к своему значению в двухмерном потоке, чем для более слабого взаимодействия. Соотношение массы в прямом и обратном поперечном перетеканиях будет определять размер отрывной области на пластине.

Рассогласование расчетных и экспериментальных результатов, по-видимому, вызвано недостаточной точностью моделирования трехмерных эффектов в отрыве, в частности, поперечного перетекания и взаимодействия основного отрыва на пластине с угловыми отрывными зонами.

Благодарность

Данная работа выполнена при финансировании за счет проекта UFAST (Нестационарные эффекты в отрыве, вызванном ударной волной) рамочной программы Еврокомиссии FP6, контракт AST4-СТ-2005-012226 и гранта РФФИ 09-01-00524-а. Авторы благодарны проф. П. Дерферу и проф. Н. Сэндхэму за полезные обсуждения работы.





Литература

1. Чжен П. Отрывные течения. – М: Мир. – 1973. – 1. – 300 с.
2. Settles G. S. Supersonic and Hypersonic Shock/Boundary layer Interaction Database / G. S. Settles, L. J. Dodson // AIAA J. – 1994. – 32, № 7. – P. 1377–1383.
3. Kim H. D. Shock-Induced Boundary Layer Separation / H. D. Kim, T. Setoguchi // Proc. 8th Int. Symp. Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, July 2007, Lyon, France. – 2007. – ISAI8-IL142. – 15 p.
4. Thivet F. Computational of Crossing-Shock-Wave/Boundary-Layer Interactions with Realizable Two-Equation Turbulence Models / F. Thivet, D. D. Knight, A. A. Zheltovodov // 10th Int. Conf. Methods of Aerophysical Research, ICMAR'2000, 9–16 July, 2000, Novosibirsk, Russia. – 2000. – 7 p.
5. Polivanov P. Experimental Study of Unsteady Effects in Shock Wave / Turbulent Boundary Layer Interaction / P. Polivanov, A. Sidorenko, A. Maslov // AIAA Paper. – 2009. – № 2009–409. – 7 p.

6. *Wilcox D. C.* Turbulence modeling for CFD. Second Edition. Palm Drive: DCW Industries Inc., 2004. – 540 p.
7. *Lumley J. L.* Computational modeling of Turbulent Flows // *Adv. Appl. Mech.* – 1978. – **18**. –P. 123–176.
8. *Ершов С. В.* Ограничение реализуемости для модели турбулентности SST $k-\omega$ // *Пробл. машиностроения.* – 2008. – **11**, № 2 . – С. 14–23.
9. *Ершов С. В.* Квазимонотонная ENO схема повышенной точности для интегрирования уравнений Эйлера и Навье–Стокса // *Мат. моделирование.* – 1994. – **6**, № 11. – С. 58–64.
10. *Ершов С. В.* Комплекс програм розрахунку тривимірних течій газу в багатовінцевих турбомашинах “FlowER” / С. В. Ершов, А. В. Русанов: Свідоцтво про державну реєстрацію прав автора на твір, ПА № 77. Державне агентство України з авторських та суміжних прав, 19.02.1996.

Поступила в редакцию
06.11.09