

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛООБМЕНА НА СТРУКТУРУ ДВУМЕРНЫХ И ТРЕХМЕРНЫХ СВЕРХЗВУКОВЫХ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Полевой О.Б.¹, Приходько А.А.²

¹Институт транспортных систем и технологий НАН Украины

²Днепропетровский национальный университет

Проблема управления отрывом пространственных сверхзвуковых течений является весьма актуальной при организации тепловой защиты элементов конструкций от высокотемпературных потоков и оптимизации аэродинамической формы летательных аппаратов. Изменение температуры обтекаемой поверхности является одним из способов управления отрывом потока.

К настоящему времени проведен ряд исследований влияния условий теплообмена на отрыв сверхзвукового пограничного слоя в двумерных плоских и осесимметричных течениях. Выявлены некоторые закономерности для структуры течения, влияния вверх по потоку, положения точки отрыва для ламинарных и турбулентных вязко-невязких взаимодействий [1-4].

Несколько другая ситуация сложилась для пространственных течений. Почти полностью отсутствуют результаты по проблеме управления пространственными взаимодействиями посредством изменения характеристик пограничного слоя. Методические исследования влияния условий теплообмена на структуру сверхзвукового пространственного отрыва потока не проводились, более того, судя по обзору литературы, такой вопрос фактически не ставится.

Постановка задачи. В настоящей работе проводится численное моделирование влияния теплообмена на структуру двумерных и трехмерных сверхзвуковых отрывных течений, вызванных взаимодействием ударной волны с пограничным слоем. Схемы течений приведены на рис. 1, 2.

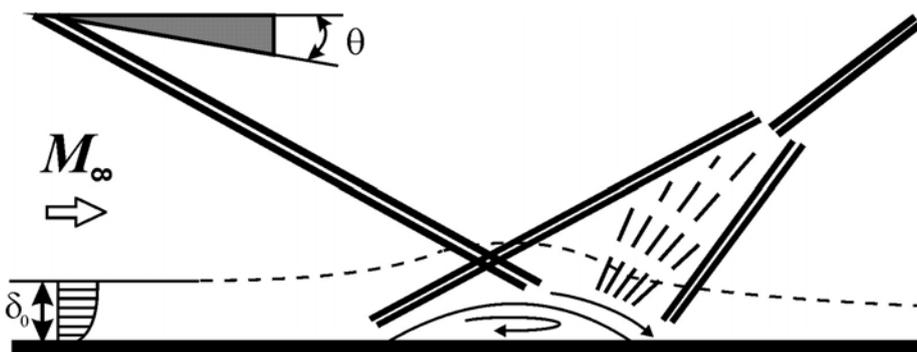


Рис.1. Схема двумерного течения при отражении косоугольного скачка от плоской пластины

В двумерном течении параметры набегающего потока составляли $M_\infty = 2.9$, $Re_{\delta_0} = 10^6$, толщина невозмущенного пограничного слоя $\delta_0 = 1.7$ см, угол поворота потока за косоугольным скачком θ варьировался от 7° до 13° с целью получения различных продольных градиентов давления.

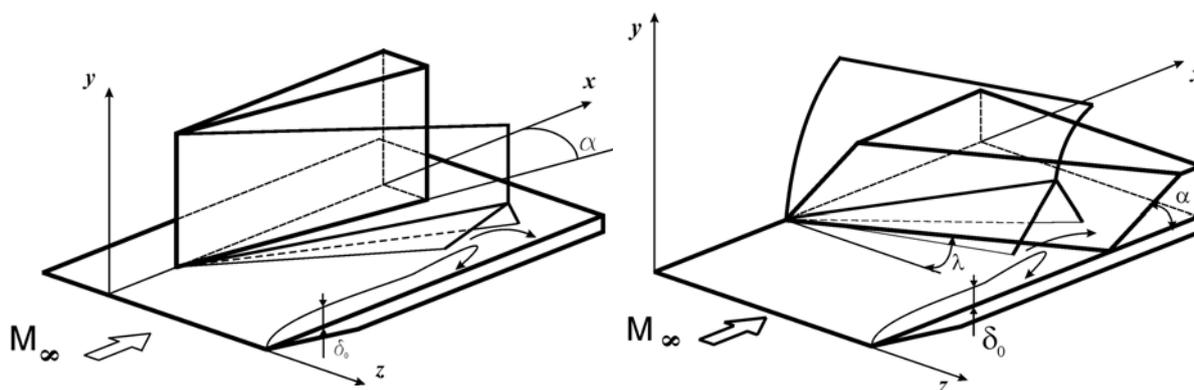


Рис. 2. Схемы трехмерного взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем при обтекании вертикального клина и стреловидного угла сжатия

Трехмерное взаимодействие ударной волны с ламинарным пограничным слоем рассматривалось при обтекании вертикального клина с углом наклона $\alpha = 6^0$ для $M_\infty = 2.25$ и $Re_{x_F} = 1.06 \cdot 10^5$, где x_F – расстояние от передней кромки пластины до носика клина [5, 6]. Турбулентный режим моделировался для значений $M_\infty = 3.03$, $Re_{\delta_0} = 2.72 \cdot 10^5$, $\delta_0 = 4.4$ мм, угол наклона клина $\alpha = 20^0$ [7, 8].

Расчеты обтекания стреловидного угла сжатия были проведены для параметров набегающего потока $M_\infty = 2.95$, $Re_{\delta_0} = 1.42 \cdot 10^6$, $\delta_0 = 2.26$ см. Геометрия угла сжатия определялась значением угла $\alpha = 24^0$ в вертикальной плоскости и углом стреловидности $\lambda = 60^0$ [9, 10].

Условия теплообмена с обтекаемой поверхностью определялись отношением T_w/T_r в диапазоне от 0.25 до 2.2. Здесь T_w – температура поверхности, $T_r = T_\infty [1 + 0.5r(\gamma - 1)M_\infty^2]$ – температура восстановления с коэффициентом восстановления $r = 0.851$ и $r = 0.89$ для ламинарных и турбулентных течений соответственно.

Исходные уравнения и численный алгоритм. Численное моделирование проводилось на основе решения полных двумерных и трехмерных нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, записанных для произвольных криволинейных координат. Для расчета динамического коэффициента турбулентной вязкости использовалась однопараметрическая дифференциальная модель Spalart-Allmaras с дополнительным слагаемым, учитывающим влияние сжимаемости потока [11, 12].

Дискретизация исходной системы уравнений выполнена с помощью метода контрольного объема. Расчет конвективных слагаемых на гранях проводился с помощью схемы Roe [13]. Для повышения порядка точности по пространству в настоящей работе использовался симметричный ограничитель второго порядка схем SLIP, CUSP, предложенный Jameson [14]. Выбор данного ограничителя потоков обусловлен тем, что он был разработан специально для течений с сильными разрывами, образующимися на ударных волнах. Вязкие слагаемые, входящие в уравнения Навье-Стокса, аппроксимировались по трехточечному шаблону со вторым порядком точности.

Представленный выше численный алгоритм реализован в рамках единого пакета программ, разрабатываемого авторами в течение ряда лет [1, 4, 6, 10, 15, 16]. Его верификация осуществлялась на тестовых задачах [1, 15, 16].

Результаты моделирования двумерных течений. Анализ результатов выявил существенное влияние условий теплообмена на структуру отрывного сверхзвукового турбулентного течения. На рис. 3 приведены распределения давления в расчетной области для различных значений температуры обтекаемой поверхности при угле поворота потока за косым скачком $\theta = 13^\circ$. Изобары демонстрируют высокое разрешение падающей ударной волны, скачка отрыва, веера волн разрежения, образующихся при обтекании сверхзвуковой части отрывной зоны, волн сжатия, переходящих в скачок присоединения.

При повышении температуры пластины тепловая энергия передается от обтекаемой поверхности к набегающему потоку. Происходит нагрев газа, уменьшение его плотности и удельного импульса. Кроме того, утолщается дозвуковая область пограничного слоя за счет более высоких значений температуры в пристеночной области. Это способствует более интенсивной передаче возмущений и распространению градиента давления вверх по потоку, а присоединение происходит ниже по потоку. Охлаждение пластины приводит к уменьшению отрывной зоны, сближению скачков отрыва и присоединения, исчезновению «плато» в распределении давления.

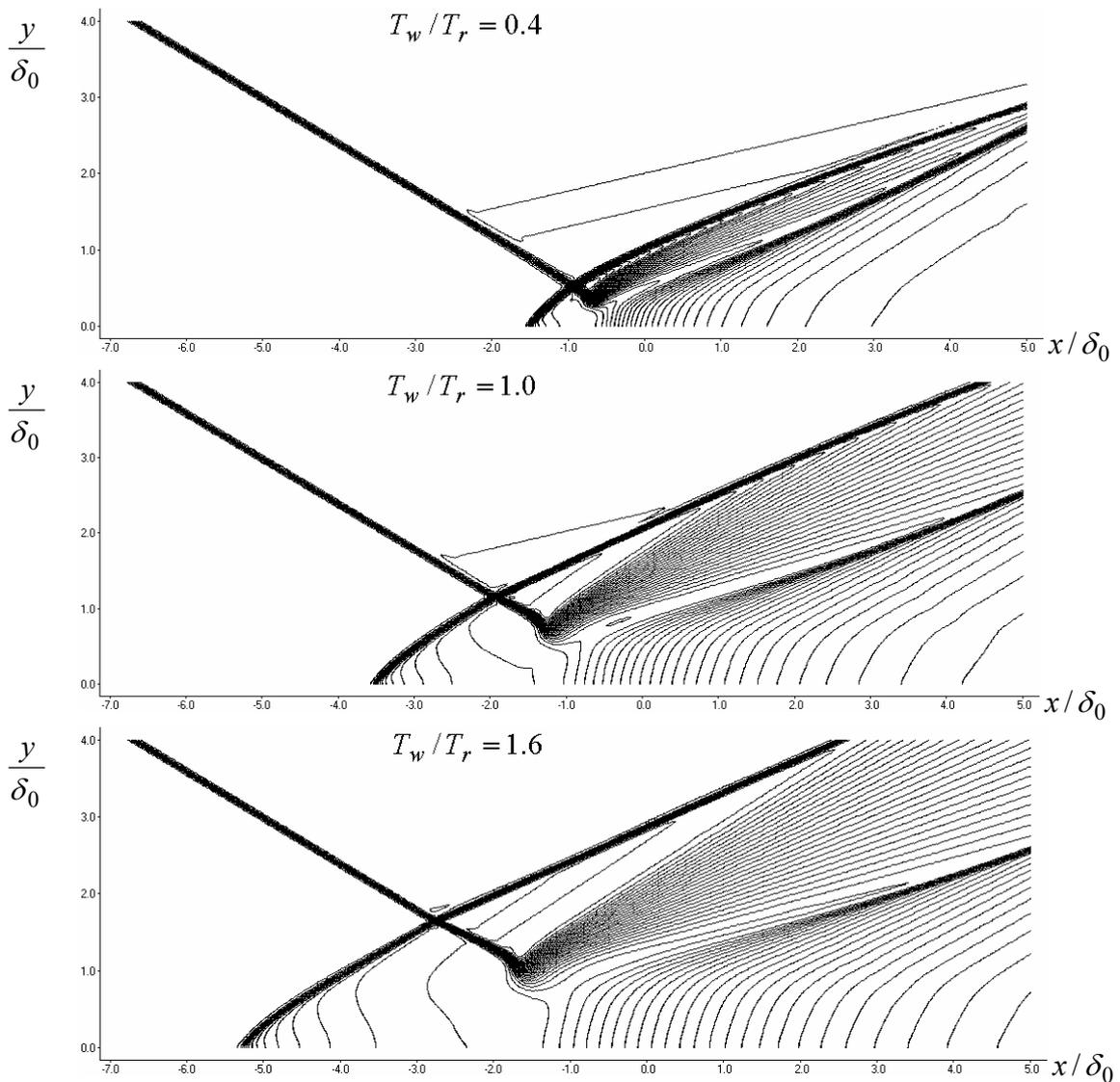


Рис.3. Влияние параметров теплообмена на структуру двумерного взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем

Для взаимодействия умеренной интенсивности (угла поворота потока за косым скачком $\theta = 10^\circ$, давление за отраженным скачком $p_2/p_\infty = 3.71$) за счет интенсивного охлаждения пластины при $T_w/T_r = 0.25$ был получен безотрывный режим отражения скачка. С другой стороны, при небольшой интенсивности взаимодействия ($\theta = 7^\circ$, $p_2/p_\infty = 2.63$) при подогреве обтекаемой поверхности $T_w/T_r \geq 1.15$ происходит обратный переход от безотрывного режима к структуре с отрывом потока.

Полученные результаты свидетельствуют о реальных возможностях управления отрывом потока в двумерных течениях с помощью теплообмена.

Об аналогии двумерных и трехмерных отрывных течений. На основе экспериментальных исследований [9, 17-20] выявлен ряд общих свойств двумерных и трехмерных отрывных течений, возникающих на плоской пластине. В частности, было показано, что течение в сечении, нормальном к линии отрыва, можно считать квазидвумерным. Значения давления «плато», положение линии отрыва являются корреляционными функциями от числа невозмущенного потока $M_{n,\infty}$ по нормали к плоскости головного скачка уплотнения. Параметры набегающего пограничного слоя оказывают небольшое влияние на начальную зону взаимодействия. Общая картина взаимодействия в нормальной к скачку плоскости при обтекании вертикального клина представлена на рис.4.

Результаты вычислительных экспериментов, проведенных в настоящей работе, позволили выделить иерархию для элементов структуры пространственного турбулентного отрыва, соответствующую причинно-следственным механизмам их появления. Первичный уровень определяется разрушением головной ударной волны в пограничном слое, формированием характерной лямбда-ножки, первичного отрыва в виде классического подковообразного вихря.

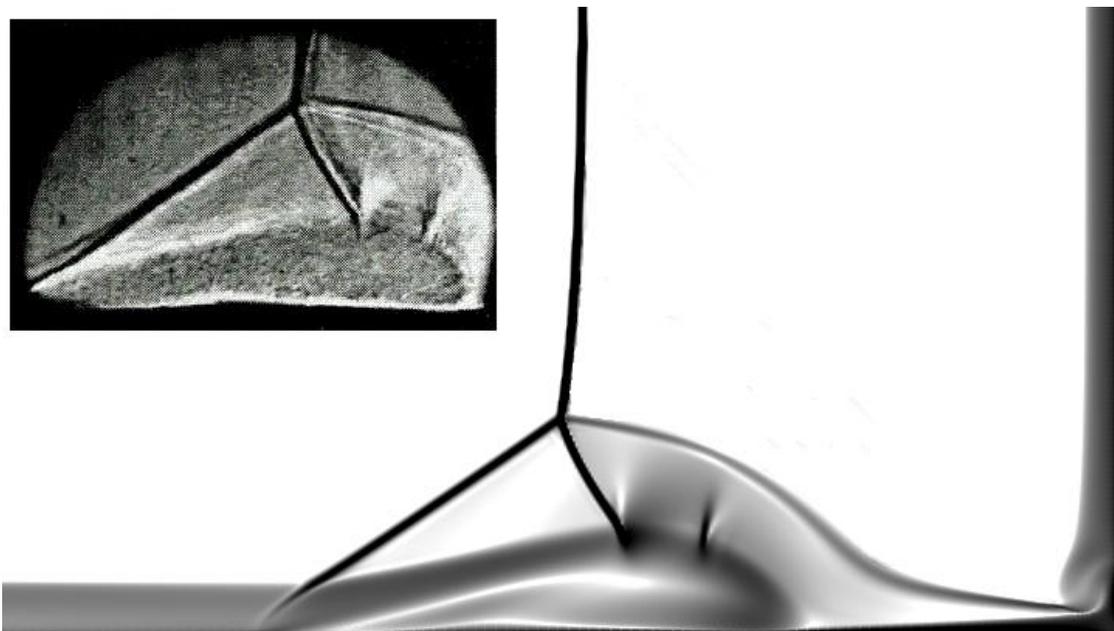


Рис.4. Структура взаимодействия ударной волны с турбулентным пограничным слоем при обтекании вертикального клина, установленного на пластине; экспериментальная [8] и численная шлирен-фотография настоящей работы для условий приближенной теплоизоляции $T_w/T_r = 1.03$

К явлениям, соответствующим второму уровню, можно отнести образование «висящих» волны разрежения и скачка уплотнения в области между тыльным скачком и зоной присоединения первичного отрыва, формирование системы угловых вихрей, появление вторичного отрыва (рис.4.). Для стреловидных углов сжатия данный уровень характеризуется образованием вторичной лямбда-ножки на тыльном скачке уплотнения. При наличии развитого вторичного отрыва можно выделить третий уровень – возникновение дополнительных невязких структур внутри отрывного течения.

Сравнение экспериментальной [8] и численной шпирен-фотографий показывает хорошее согласование в расположении как первичных, так и вторичных элементов структуры взаимодействия. Однако, в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные от влияния параметров теплообмена на структуру трехмерных отрывных взаимодействий.

Влияние теплообмена на структуру трехмерного отрыва при ламинарном режиме течения. Общая картина взаимодействия проиллюстрирована распределениями давления на поверхности пластины, вертикального клина и в плоскости $x = const$, представленными на рис.5.

Косой скачок уплотнения, сгенерированный на клине, «скользит» вдоль пограничного слоя, развивающегося на пластине. Из-за наличия дозвуковой зоны в пограничном слое скачок уплотнения разрушается, перепад давления «размазывается» по пластине, возникает возмущенное течение, которое охватывает существенную часть области вниз и вверх по потоку от положения невязкой ударной волны. Взаимодействие носит квазиконический характер, т.е. линии влияния против потока, отрыва и присоединения являются прямыми, за исключением небольшой начальной зоны вблизи носика клина.

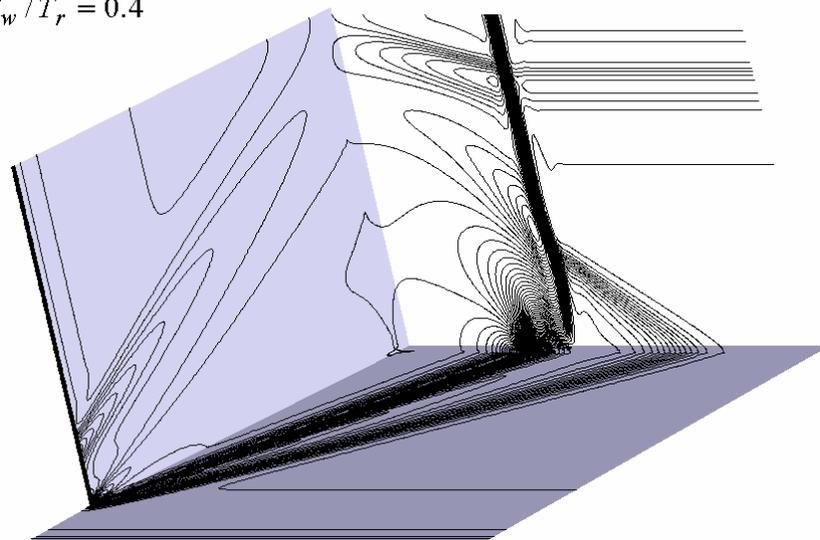
Для рассмотренных параметров течения перепад давления на скачке составляет $p_1 / p_\infty = 1.425$. С одной стороны, такое значение противодавления оказывается достаточным, чтобы вызвать не только первичный отрыв ламинарного пограничного слоя, но и вторичный, образующийся внутри зоны первичного отрыва. С другой стороны, интенсивность взаимодействия не слишком велика для образования характерной «лямбда-ножки». Возмущения в невязком потоке, вызванные первичным отрывом, не успевают слиться в скачок отрыва, а остаются в виде веера волн сжатия. Соответственно, головной скачок не разделяется на тыльный скачок и контактный разрыв, что обычно наблюдается при сильных взаимодействиях с турбулентным пограничным слоем. Возмущения от острой передней кромки пластины идут выше области исследуемого вязко-невязкого взаимодействия и не затрагивают структуру пространственного отрыва.

Подогрев пластины приводит к расширению зоны взаимодействия как вверх по потоку, так и вниз по потоку. Более ранний обрыв обусловлен тем, что в пограничном слое с большей температурой дозвуковая часть утолщается, и, соответственно, возмущения от скачка уплотнения проникают дальше в набегающий поток. Увеличение зоны отрыва приводит к захвату большей массы в образующемся вихревом потоке, и более позднему присоединению. Линия первичного присоединения и соответствующий пик давления смещаются ближе к поверхности клина.

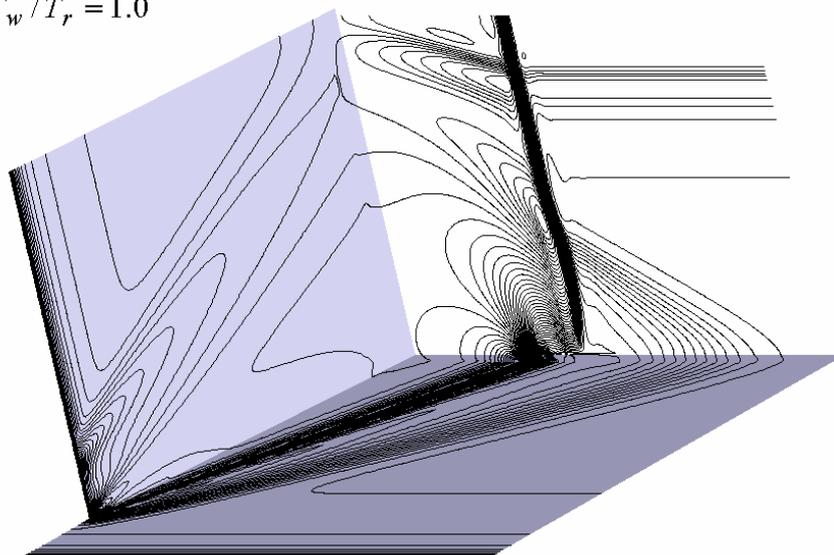
Охлаждение обтекаемой поверхности приводит к обратной тенденции. «Холодный» пограничный слой имеет более тонкую дозвуковую часть, и, соответственно, меньшую зону влияния против потока. Зона взаимодействия сужается, линии первичного отрыва и присоединения смещаются ближе к линии скользящего скачка.

Интересно поведение вторичного отрыва, который был зафиксирован во всех вариантах расчета. Физической основой появления вторичного отрыва является волны

$$T_w / T_r = 0.4$$



$$T_w / T_r = 1.0$$



$$T_w / T_r = 1.6$$

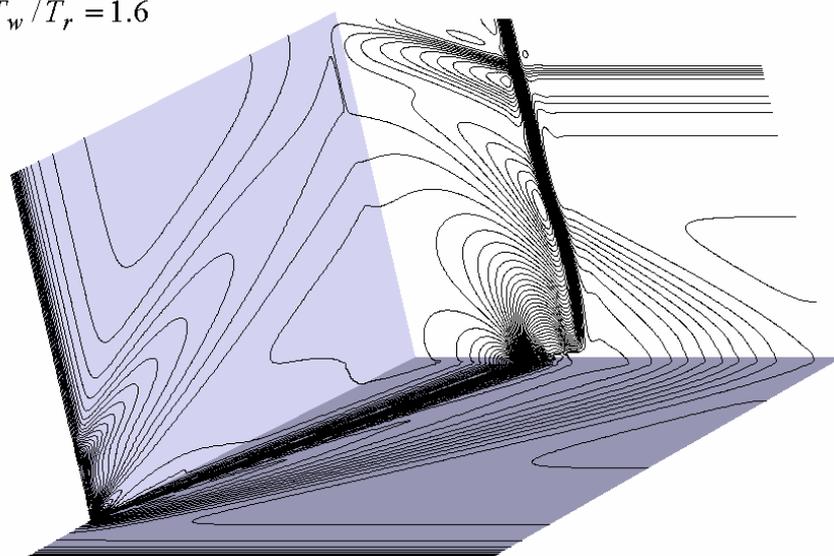


Рис.5. Влияние параметров теплообмена на структуру трехмерного взаимодействия скачка уплотнения с ламинарным пограничным слоем при обтекании вертикального клина, установленного на пластине

разрежения, образующаяся в тыльной части головной ударной волны перед зоной присоединения. Волна разрежения образует отрицательный градиент давления для потоков газа, возвращающихся в зону отрыва из зоны присоединения. Вторичный отрыв имеет гораздо меньшую интенсивность и размеры, чем первичный. Можно было ожидать, что за счет охлаждения поверхности вторичный отрыв исчезнет, однако этого не произошло. Более того, судя по данным расчета при $T_w/T_r = 0.4$, размеры вторичного отрыва могут иметь определенные пределы, независимые от температурного фактора. Это объясняется тем, что на вторичный отрыв оказывают, по всей видимости, большее влияние параметры потока в зоне присоединения, чем температура поверхности.

Влияние теплообмена на структуру трехмерного отрыва при турбулентном режиме течения. Общая структура взаимодействия ударной волны с турбулентным пограничным слоем вблизи вертикального клина и стреловидного угла сжатия представлена на рис.6 - 8 распределениями локальных чисел Маха и пространственных линий тока.

Отчетливо видна головная ударная волна, сгенерированная препятствием, набегающий турбулентный пограничный слой. Наличие дозвуковой зоны в пограничном слое приводит к передаче возмущений вверх по потоку. Головная ударная волна разрушается с образованием характерной лямбда-ножки. Передний скачок (скачок отрыва) и тыльный скачок образуются из волн сжатия в сверхзвуковой части пограничного слоя. По мере удаления от плоскости начала взаимодействия ($z = 0$) тройная точка пересечения скачков уплотнения смещается вверх с формированием ниже по потоку конически-подобного течения.

Перепад давления на головной ударной волне достаточно велик для образования отрывного течения. С точки зрения топологии отрыва потока [13-15] образуется классический подково-образный вихрь. Нижняя часть набегающего пограничного слоя вовлекается в жгуто-образный вихрь, который распространяется вдоль линии скачка уплотнения, соответствующей невязкому течению. Следует заметить, что ядро отрывного вихря является сверхзвуковым.

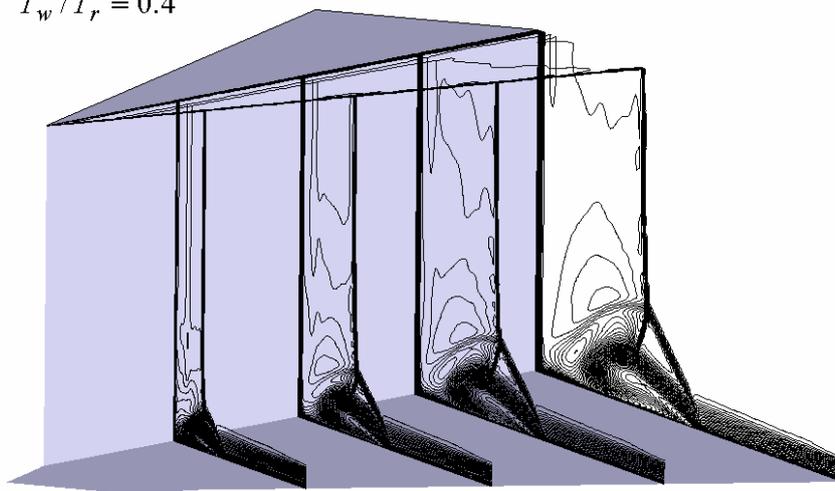
При охлаждении происходит увеличение плотности газа вблизи твердой стенки, и соответственно его инерционности. Уменьшается дозвуковая зона набегающего пограничного слоя, меняется баланс сил в вязко-невязком взаимодействии, отрыв наступает несколько позже. Это проявляется в смещении линии отрыва и скачка отрыва ближе к углу сжатия. В пространственный вихрь вовлекается меньший объем газа, жгут линий тока становится тоньше. Присоединение происходит, соответственно, раньше, и в целом отрывная зона уменьшается в размерах.

Увеличение температуры обтекаемой поверхности имеет обратную тенденцию. Подогрев газа приводит к уменьшению плотности газа в пристеночном слое, утолщению дозвуковой области пограничного слоя. Возмущения проникают выше в набегающий поток, и, соответственно, отрыв возникает раньше. В распределениях пространственных линий тока можно заметить, что частицы газа, которые при более низких температурах стенки проходили над отрывной зоной, теперь вовлекаются в отрывное вихревое движение. Увеличение геометрических размеров отрывного вихря приводит к ускорению потока в его ядре.

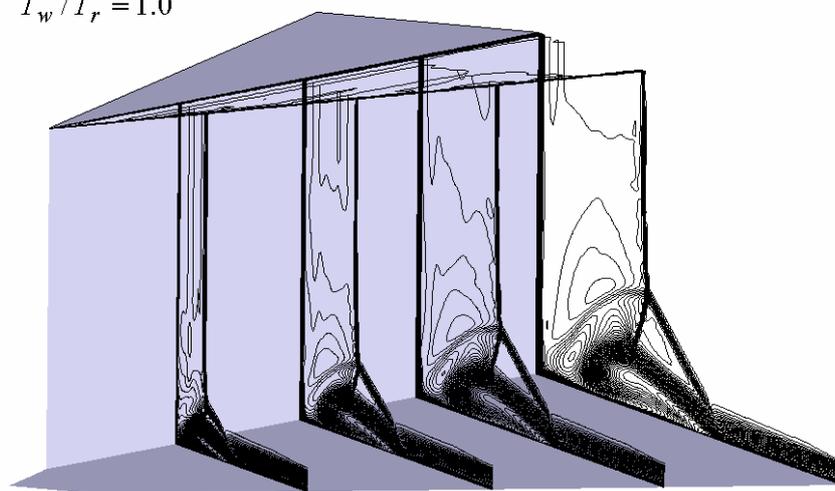
При обтекании стреловидного угла сжатия было зафиксировано смещение тройной точки скачков уплотнения. Это обусловлено тем, что, в отличие от вертикального клина, угол сжатия генерирует существенно криволинейную головную ударную волну. Изменение интенсивности скачка отрыва приводит к смещению лямбда-ножки в пространстве.

Влияние теплообмена проявляется также и для значений давления на обтекаемой

$$T_w / T_r = 0.4$$



$$T_w / T_r = 1.0$$



$$T_w / T_r = 1.6$$

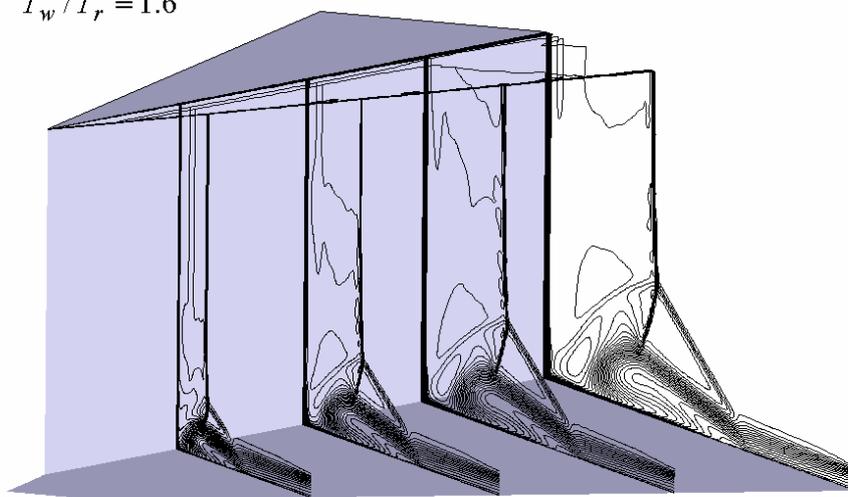


Рис.6. Влияние параметров теплообмена на структуру трехмерного взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем при обтекании вертикального клина, установленного на пластине

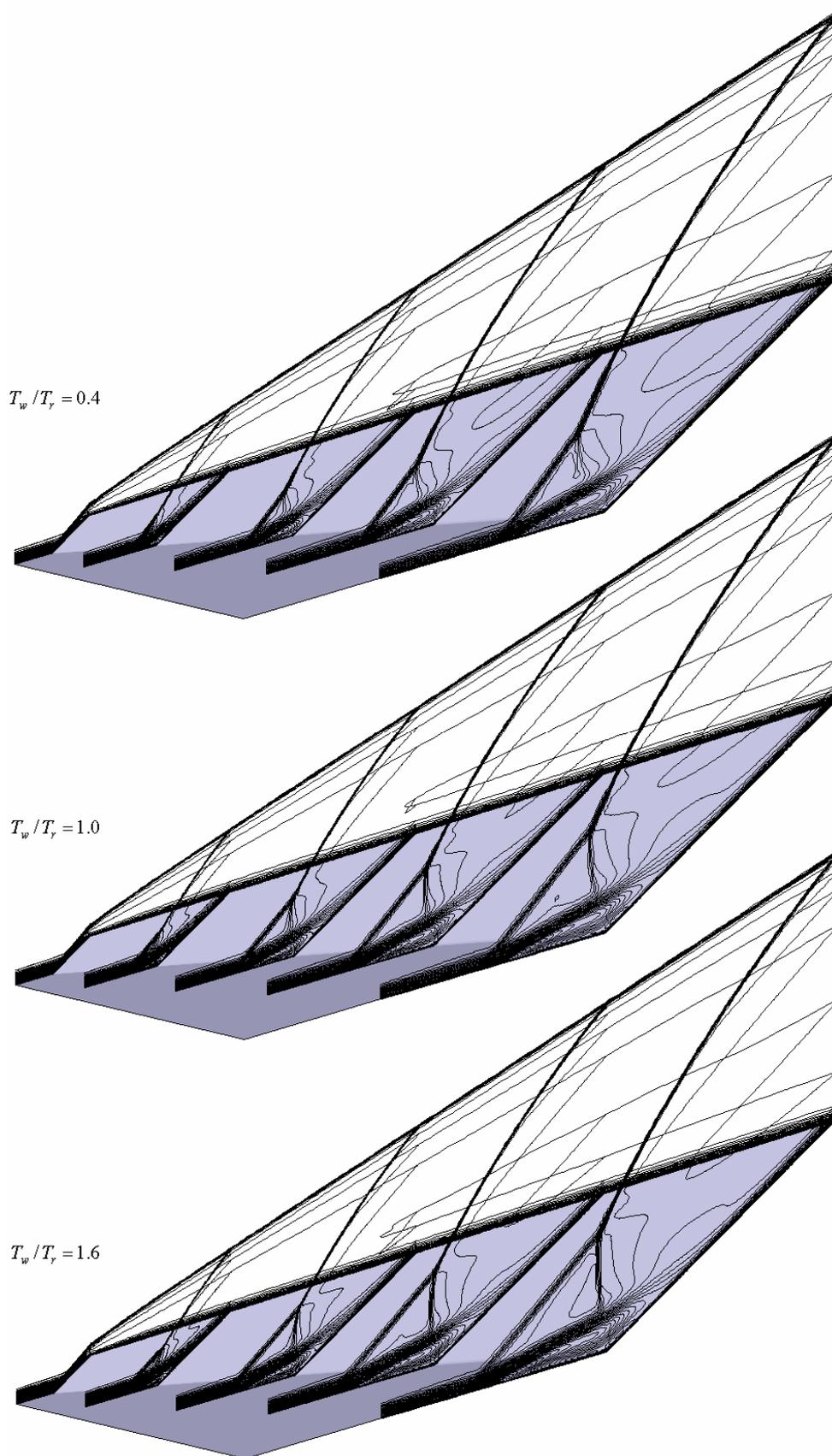


Рис.7. Влияние параметров теплообмена на структуру трехмерного взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем при обтекании стреловидного угла сжатия

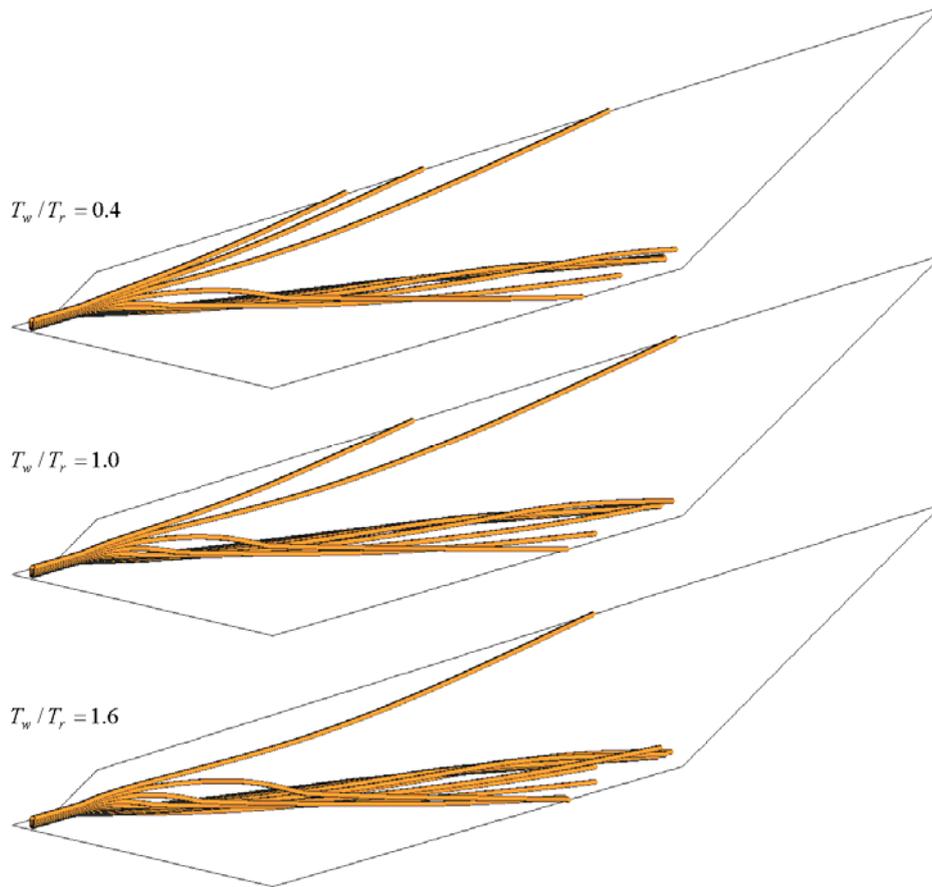


Рис.8. Влияние параметров теплообмена на распределение пространственных линий тока при обтекании стреловидного угла сжатия

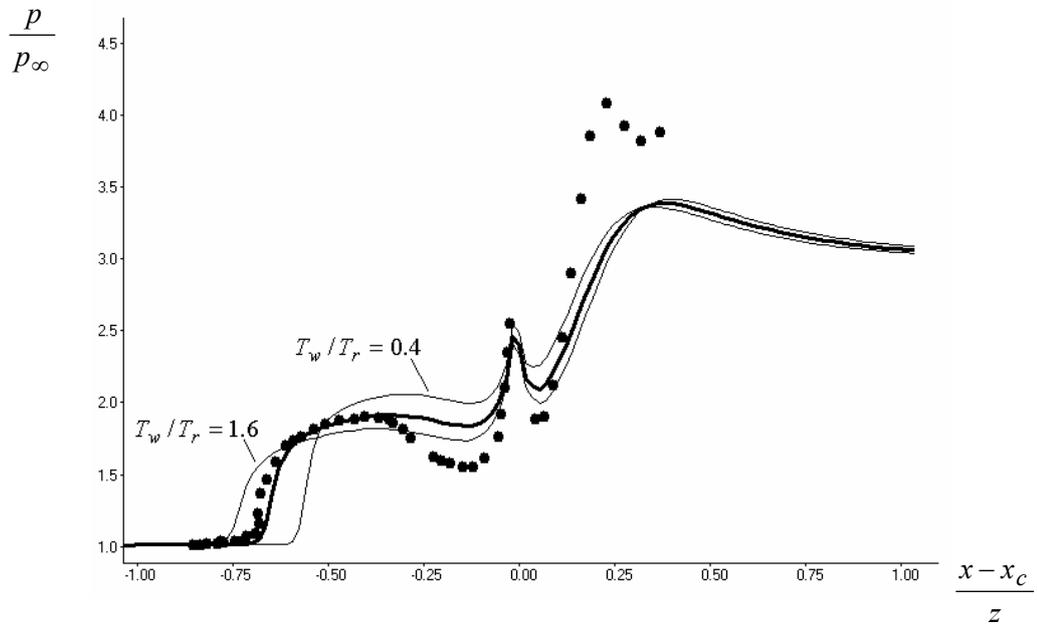


Рис.9. Влияние параметров теплообмена на распределение давления по поверхности стреловидного угла сжатия в конических координатах;
 ● – экспериментальные данные работы [9] для условий приближенной теплоизоляции;
 — — расчет настоящей работы для условий приближенной теплоизоляции;
 — — расчет настоящей работы для условий охлаждения и подогрева поверхности.

поверхности (рис. 9). В зависимости от условий теплообмена изменяется влияние вверх по потоку. Несколько неожиданным был результат для «плато» давления в отрывной области. С уменьшением температуры поверхности значение «плато» увеличивается. Кроме того, происходит некоторое повышение давления в зоне присоединения отрывного вихря.

В целом, механизм влияния условий теплообмена на пространственный отрыв сверхзвукового ламинарного и турбулентного пограничного слоя аналогичен двумерному случаю. Однако результирующее воздействие оказывается существенно другим. Если в двумерных течениях за счет охлаждения можно добиться значительного уменьшения отрывной зоны, а при сравнительно небольших перепадах давления добиться безотрывного течения, то в трехмерном случае этого не происходит. Прежде всего, для пространственного случая сохраняется коническая структура отрывного течения, и, следовательно, неограниченный рост ее размеров. Увеличение давления в области присоединения потока при охлаждении обтекаемой поверхности может привести к росту нагрузок в этой области и послужить неблагоприятным побочным эффектом. Кроме того, смещение тройной точки на головной ударной волне может привести, в общем случае, к другому месторасположению зоны присоединения, что является опасным с точки зрения организации теплозащиты поверхности летательного аппарата. В целом, несмотря на ряд изменений параметров течения, трехмерный отрывной вихрь сохраняет свою топологическую структуру, обусловленную общей картиной пространственного вязко-невязкого взаимодействия.

Выводы. Проведен сравнительный анализ влияния теплообмена на структуру двумерных и трехмерных сверхзвуковых отрывных течений, вызванных взаимодействием ударной волны с пограничным слоем. Результаты вычислительных экспериментов показывают, что механизм влияния теплообмена на структуру сверхзвуковых отрывных течений является фактически одинаковым как для двумерных, так и для трехмерных случаев. В тоже время, результирующее воздействие теплообмена для двумерных и трехмерных течений принципиально разное.

Ссылки

- [1] Приходько А.А. Компьютерные технологии в аэрогидродинамике и тепломассообмене Киев: Наукова думка, 2003. 382 с.
- [2] Спейд, Фришет. Возникновение отрыва сверхзвукового турбулентного пограничного слоя и влияние теплообмена на это явление // Ракетная техника и космонавтика, Т.10, № 7, 1972. с. 80-89.
- [3] Бэк, Каффел. Влияние охлаждения стенки на взаимодействие скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем // Ракетная техника и космонавтика, Т. 14, № 4, 1976. с.134 - 142.
- [4] Приходько А.А., Полевой О.Б. О влиянии тепло- и массообмена на развитие двумерных турбулентных отрывных течений // Инженерно-физический журнал, Т.69, № 4, 1996. с. 647–656.
- [5] Degrez G., Ginoux J. Three-dimensional skewed shock wave laminar boundary layer interaction at Mach 2.25 // AIAA Paper. 1983. No 1755. 9p.
- [6] Полевой О.Б., Приходько А.А. Влияние теплообмена на отрыв пространственного сверхзвукового ламинарного пограничного слоя при обтекании вертикального клина на пластине // Техническая механика, 2006, №2. с. 82–92.
- [7] Kim K.-S., Settles G.S. Skin friction measurements by laser interferometry in swept shock wave/turbulent boundary layer interactions // AIAA Paper. 1988. No 0497. 10p.
- [8] Alvi F.S., Settles G.S. Structure of swept shock wave/boundary layer interactions using conical shadowgraphy. // AIAA Paper. 1990. No 1644. 11p.

- [9] Сеттлс Г., Тенг Х. Режимы цилиндрического и конического течений при трехмерном взаимодействии скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // *Аэрокосмическая техника*, № 9, 1984. с. 51–60.
- [10] Полевой О.Б., Приходько А.А. Численное моделирование управления отрывом сверхзвукового трехмерного потока при обтекании стреловидных углов сжатия // *Аэрогидродинамика: проблемы и перспективы*. Харьков: Нац. аэрокосм.ун-т «Харьк. авиац. ин-т». 2006. с. 101–119.
- [11] Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flow // *AIAA Paper*. 1992. No 0439. 22p.
- [12] Spalart P.R. Trends in turbulence treatment // *AIAA Paper*. 2000. No 2306. 14p.
- [13] Roe P.L. Characteristic-based schemes for the Euler equations. // *Annual review of fluid mechanics*. V.18, 1986. pp. 337-365.
- [14] Jameson A. Analysis and design of numerical schemes for gas dynamics 1: Artificial diffusion, upwind biasing, limiters and their effect on accuracy and multigrid convergence // *International Journal of Computational Fluid Dynamics*. Vol. 4, 1995. pp. 171-218.
- [15] Приходько А.А., Полевой О.Б. Пространственный отрыв турбулентного пограничного слоя. *Прикладная гидромеханика*, Т.7(79), № 3-4, 2005. с. 97-113.
- [16] Приходько А.А., Полевой О.Б. К расчету пространственных турбулентных отрывных течений. *Аэрогидродинамика: проблемы и перспективы*, Харьков: Нац. аэрокосм.ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2004. с. 73–87.
- [17] Желтоводов А.А., Харитонов А.М. Об аналогии двумерных и трехмерных отрывных течений // *Аэрофизические исследования*. 1976. Вып. 6. с. 130-132.
- [18] Желтоводов А.А., Шилейн Э.Х. Пространственное взаимодействие скользящих скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем в угловых конфигурациях // *ИТПМ СО АН СССР*. Препринт № 34-86. 49с.
- [19] *Аэродинамика ракет* / Под ред. М. Хемша, Дж. Нилсена. М.: Мир, 1989. 738 с.
- [20] Dolling D. Fifty years of shock wave boundary layer interaction research: what next? *AIAA Journal*. V.39, No.8. 2001. pp. 1517–1531.