УДК 533.9

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЛАМИНАРНОЙ ОТРЫВНОЙ ЗОНЫ, ОБТЕКАЕМОЙ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

© 2020 г. А. А. Кане^{*a*}, Р. К. Пеетала^{*a*,*}

^a Visvesvaraya National Institute of Technology, Nagpur, Maharashtra, India
 *E-mail: rkpeetala@mec.vnit.ac.in
 Поступила в редакцию 16.09.2019 г.
 После доработки 24.10.2019 г.
 Принята к публикации 24.11.2019 г.

Взаимодействие ударной волны с пограничным слоем представляет собой задачу первостепенной важности при проектировании гиперзвуковых летательных аппаратов. Для надлежащего расчета аппарата, особенно его системы теплозащиты, необходимо понимать поведение во времени параметров потока на стенках и соответствующих тепловых и силовых нагрузок. Настоящая работа имеет своей целью уяснить нестационарный характер вызванного ударной волной отрыва ламинарного пограничного слоя для простой классической конфигурации двумерной наклонной панели. Численное исследование проведено на основе уравнений Навье-Стокса для нереагирующего газа с использованием программы rho Central Foam в открытой библиотеке open FOAM. Физика отрыва ламинарного пограничного слоя в гиперзвуковом потоке детально исследована по нестационарным картинам линий тока и зависимостям от времени таких параметров течения на поверхности, как коэффициенты давления. теплового потока и трения. Показано, что в начальный отрезок времени обтекание панели определяется в основном невязкими свойствами газа, а отрывная зона имеет весьма малые размеры. По мере того, как течение начинает определяться вязкими силами, отрывная зона растет в размерах и в конце концов достигает стационарного состояния. Вследствие отрыва пограничного слоя распределения коэффициентов теплового потока и поверхностного трения приобретают формы размытой буквы V и деформированной буквы W соответственно. Пики силовой и тепловой нагрузок находятся в окрестности области присоединения, причем в начальный период они выше, а затем достигают стационарных значений. Указанные высокие нагрузки могут быть причиной поврежлений конструкции, в связи с чем необхолимо их правильное предсказание. В связи с этим настоящее исследование может быть полезно при проектировании систем теплозащиты гиперзвуковых летательных аппаратов.

Ключевые слова: ламинарная отрывная зона, ударные волны, отрыв пограничного слоя, гиперзвуковое течение, программа rho Central Foam

DOI: 10.31857/S0568528120030056

Взаимодействие ударной волны с пограничным слоем является одной из проблем, привлекающих широкое внимание исследователей в области течений газа с большой скоростью [1]. Ударные волны характерны для невязких течений, а пограничные слои определяются вязкими свойствами газа. Таким образом, указанное взаимодействие представляет собой вязко-невязкое взаимодействие. Когда скачок взаимодействует с вязким слоем, распространяясь внутри его многослойной структуры, он подвергает пограничный слой действию встречного градиента давления. Таким образом, пограничный слой испытывает внезапное замедление, и его дальнейшее продвижение затормаживается. Само взаимодействие существенно зависит от величины повышения давления и свойств пограничного слоя. Если повышение давления достаточно, пограничный слой отрывается от стенки, образуя отрывную зону. В конечном счете, указанное торможение приводит к росту силовых нагрузок, которые становятся особенно опасны в случае отрывных течений [2].

Когда течение газа становится гиперзвуковым, эти нагрузки могут достигнуть нежелательных для летательного аппарата значений. Поэтому понимание физики взаимодействия ударных волн с пограничным слоем и правильный расчет нагрузок необходимы при проектировании аппарата. В случае гиперзвуковых летательных аппаратов высокие тепловые нагрузки и, особенно, расчет теплозащитных покрытий становятся важнейшей частью проектирования в целом [1]. Взаимо-

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

6
1.08 МДж/кг
131.7 K
199.4345 Па
$8 imes 10^5 ext{ m}^{-1}$

действие ударной волны с пограничным слоем на поверхности высокоскоростного аппарата вследствие наличия таких типовых форм, как наклонные панели, клинья, острые и затупленные передние кромки, может привести к нежелательным эффектам из-за высокой степени теплообмена [2]. Удар скачка уплотнения по некоторым типичным конфигурациям может быть разрушительным для аппарата [3]. В случае гиперзвуковых ПВРД подобное соударение приводит к уменьшению расхода воздуха, забираемого двигателем, и может привести к его незапуску [1].

Взаимодействие ударной волны с пограничным слоем есть локальное явление, в связи с чем его экспериментальное и численное исследование проводится на примере некоторых типичных классических конфигураций без рассмотрения поверхности аппарата в целом. К таким типичным конфигурациям относятся угол сжатия, двойной конус, двойной клин, однокилевое и двухкилевое оперение [2]. В работах [4–6] экспериментально изучалось сверхзвуковое и гиперзвуковое обтекание плоской пластины и наклонной панели: исследовались изменение давления на стенке, условия возникновения отрыва и длина отрывной зоны. Исследовалась зависимость явления отрыва и длины отрывной зоны от чисел Рейнольдса и Маха и температуры стенки. В [7] исследована реакция турбулентного пограничного слоя на воздействие ударной волны; отмечается нестационарный, колебательный характер взаимодействия. В работе [8] экспериментально и численно исследованы λ -образная ударно-волновая структура при соударении с конфигурациями типа наклонной панели и процесс образования тройной точки. Нестационарный характер отрыва при падении ударной волны на двумерную наклонную панель сжатия был исследован в [9] методом измерения скорости по изображениям частиц (PIV). Изучена зависимость движения ножки скачка отрыва от пульсаций скорости в нижней части пограничного слоя. Нестационарный характер взаимодействия ударной волны с пограничным слоем при обтекании наклонной панели также изучался в работе [10] с целью понять поведение высокочастотных пульсаций давления на стенке в зоне взаимодействия при различных единичных числах Рейнольдса и углах наклона панели. В экспериментальном и численном исследовании взаимодействия у трехмерной панели [11] было обнаружено новое явление образования слоя высокого давления.

Численные методы, показавшие себя весьма перспективными в этих исследованиях, могут широко применяться при проектировании летательных аппаратов, в добавление к экспериментальным методам. В работе [12] проведен теоретический и численный анализ взаимодействия ударной волны с пограничным слоем при гиперзвуковом обтекании конфигураций "крыло-закрылок" и "крыло-фюзеляж". Обнаружено, что влияние вверх по потоку линейно зависит от угла наклона закрылка и коэффициента сопротивления, тогда как между влиянием вверх по потоку и пиком нагрева существует степенная зависимость. Влияние параметров течения и геометрических параметров на явление взаимодействия численно и экспериментально исследовалось в [13] для различных двумерных конфигураций. Изучено влияние охлаждения стенки на отрыв пограничного слоя и распределения параметров по поверхности.

Численное исследование взаимодействия ударной волны с пограничным слоем предполагает использование различных моделей течения, таких как ламинарное течение, осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса (RANS), метод крупных вихрей (LES), прямое численное моделирование (DNS). Поэтому необходимо понимать возможности и ограничения этих моделей. В ряде обзоров рассмотрены возможности различных численных моделей для предсказания полей давления, коэффициентов поверхностного трения, теплообмена, размеров отрывных зон при взаимодействии ударной волны с пограничным слоем в ламинарном и турбулентном режимах течения [2, 14]. Показано, что модели DNS и LES дают возможность более точно определить физику процесса, по сравнению с аналогичными моделями, основанными на RANS. Турбулентный характер внутреннего течения в гиперзвуковом ПВРД учитывался при помощи моделей турбулентности *k*ω и Болдуина–Ломакса [15]. Способность некоторых основанных на RANS-моделей турбулентности правильно рассчитать взаимодействие ударной волны с пограничы волны с пограничых основанных на RANS-моделей турбулентности *к*-

Взаимодействие ударной волны с пограничным слоем при ламинарном гиперзвуковом обтекании наклонной панели исследовалось в [17] с целью изучить влияние различных геометриче-

КАНЕ, ПЕЕТАЛА

ских параметров и параметров течения на длину отрывной зоны. Последняя существенно зависит от угла наклона панели, температуры стенки, числа Маха набегающего потока и полной энтальпии потока. В [18] проверены некоторые широко распространенные соотношения, позволяющие определить основные характеристики взаимодействия; эта проверка осуществлена на примере численного решения задачи об обтекании двумерной наклонной панели. В экспериментальной работе [19] также исследовалось падение ударной волны на плоскую пластину с целью получить соотношение для длины отрывной зоны. Влияние различных параметров потока на взаимодействие ударной волны с пограничным слоем у двумерной наклонной панели при различных затуплениях передней кромки пластины численно изучено в [20]; определены критические значения радиуса затупления. Последние возрастают с уменьшением числа Маха и полной энтальпии.

Из литературы следует, что в течение последних шести десятилетий проводились подробные исследования взаимодействия ударной волны с пограничным слоем [21], но при этом все еще существует потребность в понимании возникающего поля течения и его моделировании. В большинстве работ данное явление изучается в стационарном режиме. При надлежащем проектировании гиперзвуковых летательных аппаратов, особенно, систем их теплозащиты, необходимо знать зависимость длины отрывной зоны и соответствующих пиков и пульсаций силовых и тепловых нагрузок от времени. Поэтому в настоящей работе ударение делается на нестационарном характере ламинарной отрывной зоны и соответствующих изменениях характеристиках течения на поверхности, таких как тепловой поток и коэффициенты давления и поверхностного трения для двумерной наклонной панели.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Для решения уравнений Навье—Стокса в работе используется программа rho Central Foam [22] из открытой библиотеки open FOAM. Рассматривается диапазон низких температур, вследствие чего эффекты реального газа незначительны и можно решать уравнения Навье—Стокса при отсутствии реакций. Описанный ниже уникальный алгоритм позволяет решать уравнения Навье— Стокса для сжимаемого газа. На первом шаге явным методом решается уравнение неразрывности и определяется плотность р

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla . [\mathbf{u}\rho] = 0. \tag{1.1}$$

На втором шаге решается уравнение-корректор для импульса, в котором содержатся лишь невязкие члены

$$\left(\frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial t}\right)_{I} + \nabla .\left(\mathbf{u}\hat{\mathbf{u}}\right) + \nabla p = 0.$$
(1.2)

Индекс *I* при производной по времени означает невязкие потоки, а *p* – давление.

Уточненное значение скорости определяется из уравнения-предиктора для импульса: $u = \hat{\mathbf{u}}/\rho$. Далее неявным методом решается приведенное ниже уравнение-корректор для скорости (1.3), содержащее диффузионные члены. Таким образом, получается окончательное значение скорости. Здесь индекс *V* означает вязкие потоки, а тензор напряжений рассчитывается явным методом, $\mathbf{T} = \mu [(\nabla \mathbf{u})^t - (2/3) \operatorname{tr}(\nabla \mathbf{u}) I]$.

$$\left(\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t}\right)_{V} - \nabla .(\mu \nabla \mathbf{u}) - \nabla .(\mathbf{T}) = 0.$$
(1.3)

Аналогично тому, как это делается для уравнения импульса, при помощи уравнения-предиктора (1.4) рассчитывается невязкая часть энергии \hat{E} . Температура *T* определяется из соотношения $T = (\hat{E}/\rho c_v - |\mathbf{u}|^2/2c_v)$.

$$\left(\frac{\partial \hat{E}}{\partial t}\right)_{I} + \nabla \left[\mathbf{u}(\hat{E}+p)\right] + \nabla \left(\mathbf{T}.\mathbf{u}\right) = 0.$$
(1.4)

Для определения окончательного значения температуры неявным методом решается уравнение-корректор для температуры (1.5). Наконец, уточненное значение давления определяется из уравнения состояния для совершенного газа $p = \rho RT$.

$$\left(\frac{\partial\left(\rho c_{v}T\right)}{\partial t}\right)_{V} - \nabla .\left(k\nabla T\right) = 0.$$
(1.5)



Рис. 1. Схематическое изображение двумерной панели с углом наклона 15°.

В настоящей работе расчет конвективных потоков проводился с использованием полудискретных, противопоточных схем второго порядка на неразнесенных сетках [23]. Поскольку основная цель работы состоит в исследовании нестационарных характеристик, дискретизация по времени проведена на основе схемы Рунге—Кутта четвертого порядка. Течение воздуха моделируется про помощи уравнения состояния для совершенного газа, а зависимость вязкости от температуры определяется законом Сузерленда; число Прандтля принимается постоянным и равным 0.71. Полет гиперзвуковых аппаратов часто происходит на больших высотах при низких числах Рейнольдса и больших толщинах пограничного слоя [1]. Поэтому рассматривается случай ламинарного течения.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

2.1. Исследование зависимости от сетки и валидация

Численное исследование нестационарного взаимодействия ударной волны с пограничным слоем проводится с целью понять поведение отрыва пограничного слоя, индуцированного ударной волной. Рост оторвавшегося пограничного слоя анализируется путем исследования изменений параметров течения на поверхности, таких как коэффициенты давления, теплового потока и трения. Рассматриваемое тело [12, 17] представляет собой пластину длиной 50 мм с прикрепленной к ней наклонной панелью с углом наклона 15°, как показано на рис. 1. Принятые условия в невозмущенном потоке приведены в таблице [17]. На входе в расчетную область задаются условия сверхзвукового потока, приведенные в таблице, а на выходе из нее также ставятся условия сверхзвукового потока. На верхней границе области задаются условия в дальнем поле, а на поверхности тела ставятся условия прилипания.

Строится типовая структурированная сетка с надлежащим сгущением, как показано на рис. 2. Сгущение сетки существенно для правильного определения градиентов, порожденных пограничным слоем и ударной волной. В то же время подробная сетка необходима для того, чтобы уловить основные физические особенности взаимодействия между скачком и пограничным слоем. Поэтому сгущение сетки проводится у стенки и внутри угла, образуемого пластиной и панелью.

Результаты исследования зависимости решений от параметров сетки представлены на рис. 3 и 4. Все решения хорошо согласуются с решениями, известными из литературы [12, 17], вплоть до x = 60 мм. В интервале между x = 60 и 90 мм наблюдаются небольшие колебания. Окончательный вид сетки задается на основании этих данных по колебаниям, кроме того, отмечается, что колебания ослабевают на сетках, более подробных, чем сетка 420×240 (см. увеличенные фрагменты на рис. 36 и 46). Поэтому, имея в виду также и вычислительные затраты, для дальнейшего анализа выбрана сетка 420×240 .

2.2. Динамика ламинарной отрывной зоны

Нестационарное моделирование выполнено с целью уяснить поведение отрыва, индуцированного скачком, в гиперзвуковом потоке. Обтекание двумерной наклонной панели визуализируется при помощи картин линий тока, построенных в различные моменты времени (рис. 5), и соответствующих распределений коэффициентов давления, теплового потока и трения по поверхности, построенных на рис. 6, 7 и 8 соответственно. При числе Маха M = 6 газу требуется 36.2 мкс, чтобы пройти расстояние в 50 мм вдоль плоской пластины. Поэтому в работе картины линий тока и другие графики построены для моментов времени, бо́льших чем 36.2 мкс, а именно, начиная с 40 мкс.

При 40 мкс газ достиг угла и, в результате соударения, зародилась ударная волна. Образование скачка, определяемое невязкими свойствами высокоскоростного потока, хорошо видно по картине линий тока при 40 мкс, построенной на рис. 5. В тот же момент времени, как явствует из



Рис. 2. Расчетная сетка со сгущением узлов.



Рис. 3. Величина С_р на различных сетках.



Рис. 4. Тепловой поток на поверхности на различных сетках.

рис. 6, давление убывает вдоль пластины от 0 до 50 мм, создавая благоприятный градиент давления вдоль пластины. На расстоянии 50 мм имеет место резкий рост давления в скачке, порожденном ударом об угол, а на поверхности панели имеют место нерегулярные колебания давления. Они обусловлены тем фактом, что в момент 40 мкс полное установление течения по панели еще не произошло. Как следует из рис. 7, в момент 40 мкс тепловой поток изменяется аналогично давлению. Он очень слабо меняется (убывает) вдоль пластины до 50 мм, а затем резко возрас-



Рис. 5. Линии тока в различные моменты времени.

тает благодаря наличию скачка у угловой точки. Опять-таки, вследствие того, что течение не является полностью установившимся, наблюдается нерегулярное поведение теплового потока по поверхности панели. В угловой точке распределения обоих коэффициентов (давления и теплового потока) имеют очень большой, хотя и не бесконечный, наклон, что свидетельствует о преобладании невязких эффектов сжимаемого течения в начальный его период, то есть при 40 мкс, как показано на рис. 6 и 7. Изменение коэффициента C_p близко к невязкому решению, показанному на рис. 6 пунктирной линией: это опять-таки указывает на невязкий характер течения. При x = 50 мм, вследствие роста пограничного слоя, распределения давления и теплового потока уже



Рис. 6. Изменение коэффициента давления на пластине во времени.

не могут иметь бесконечный наклон, но он остается весьма велик. Преобладание невязких эффектов в начальный период времени связано с тем фактом, что временной масштаб образования скачка уплотнения меньше, чем соответствующий масштаб образования пограничного слоя [1]. Как видно из рис. 8, при 40 мкс коэффициент поверхностного трения уменьшается вдоль пла-



стины вплоть до 50 мм, а затем резко убывает в угловой точке. Это обусловлено одновременным ростом пограничного слоя и началом взаимодействия ударной волны с пограничным слоем в угловой точке. В ходе этого взаимодействия скачок уплотнения подвергает нарастающий пограничный слой встречному градиенту давления. Этот неблагоприятный градиент достаточно си-

КАНЕ, ПЕЕТАЛА

лен, чтобы оторвать пограничный слой от стенки. В этой точке, благодаря отрыву пограничного слоя, направление течения меняется, градиент скорости становится отрицательным и, вместе с ним, коэффициент поверхностного трения. Существование отрицательного градиента скорости и изменение направления потока хорошо видны по профилю скорости в пограничном слое на рис. 9. При 40 мкс небольшой отрезок кривой поверхностного трения проходит ниже линии $C_f = 0$ на рис. 8; также и на рис. 9 весьма малая часть профиля становится отрицательной. Оба этих факта указывают на начало отрыва пограничного слоя, индуцированного ударной волной. Точка, в которой градиент скорости и затем коэффициент поверхностного трения обращаются в ноль и за которой градиент скорости и затем коэффициент поверхностного трения обращают-ся в ноль и за которой они приобретают отрицательные значения, и есть точка отрыва пограничного слоя. Точка же, в которой они приобретают положительные значения, называется точкой присоедини обращают-ся в ноль и за которой они приобретают положительные значения, называется точкой присоединия обращают-ся в ноль и за которой они приобретают положительные значения, называется точкой присоединения пограничного слоя. В момент времени, равный 40 мкс, длина отрывной зоны равна 0.2 мм.

При 60 мкс отрывная зона расширяется; она видна внутри угла на рис. 8. Также благодаря малому увеличению циркуляционной зоны точка подъема давления несколько смещается вверх по потоку по сравнению с моментом 40 мкс, что видно по распределениям коэффициента давления на рис. 6. Точка, где начинается рост давления, называется точкой влияния вверх по потоку и она сама смещается вверх по потоку по мере роста отрывной зоны. На рис. 7 при 60 мкс тепловой поток на пластине уменьшается под влиянием пограничного слоя и резко возрастает на панели. Однако при 60 мкс наклон кривой теплового потока в угловой точке ниже, чем при 40 мкс. Это связано с усилением роли вязких эффектов с ростом времени. При 60 мкс значительная часть графика для поверхностного трения достигает отрицательных значений, что указывает на развитие циркуляционной зоны вследствие отрыва пограничного слоя. На существование отрыва указывают картина линий тока и графики коэффициента поверхностного трения, представленные на рис. 5 и 8 при 60 мкс соответственно. Длина отрывной хоны при 60 мкс равна 1.7 мм.

В момент времени 80 мкс (рис. 5) вязко-невязкое взаимодействие увеличивает размеры отрывной зоны, что хорошо видно по картинам линий тока. В то же время на рис. 6 давление сначала убывает на пластине, а затем наличие скачка в угловой точке приводит к его резкому росту. Точка влияния вверх по потоку в этом случае слегка смещается вверх по потоку и давление в угловой точке растет более плавно, чем при 60 мксек. Нерегулярности в распределении давления по панели, заметные при 40 и 60 мксек, исчезают к моменту 80 мкс, когда происходит полное установление течения на панели. Кривая распределения теплового потока по пластине при 80 мкс имеет отрицательный наклон (рис. 7), абсолютная величина которого растет от x = 47 мм до угловой точки; затем начинается рост теплового потока. V-образная форма кривой теплового потока в окрестности угловой точки обусловлена низкими температурами внутри циркуляционной зоны. Когда пограничный слой отрывается от поверхности и превращается в сдвиговый слой, область между поверхностью и сдвиговым слоем содержит циркулирующий газ низкой температуры. Согласно рис. 8, при 80 мксек коэффициент поверхностного трения сначала убывает вдоль пластины до x = 45 мм благодаря действию пограничного слоя. За сечением x = 45 мм коэффициент поверхностного трения продолжает убывать с еще большим градиентом, что соответствует точке влияния вверх по потоку в распределении коэффициента давления при 80 мксек на рис. 6. В этой точке рост давления приводит к внезапному уменьшению градиента скорости и, таким образом, начиная с x = 45 мм, коэффициент поверхностного трения начинает убывать с бо́льшим градиентом. В угловой точке поверхностное трение достигает минимума, а затем возрастает до стационарного значения на панели. Длина отрывной зоны при 80 мксек равна, согласно рис. 8, 3.5 мм.

С ростом времени все поле течения становится стационарным, за исключением окрестности угловой точки. На рис. 5 в моменты времени от 100 до 800 мксек отрывная или циркуляционная зона внутри угла продолжает расти и становится стационарной лишь после 800 мкс. На рис. 6 видно смещение вверх по потоку точки влияния против потока в интервале от 100 до 800 мкс. На этом же отрезке времени видно размывание профиля давления на интервале между x = 40 мм и x = 55 мм; он становится стационарным после момента 800 мкс. Благодаря указанному размыванию, возникает дополнительное плато профиля давления. Это плато является основным признаком существования отрыва в экспериментальных исследованиях. Из рис. 7 видно, что тепловой поток постоянен до x = 40 мм на отрезке времени от 100 до 4000 мкс. На этом же отрезке времени при x > 40 мм имеет место уменьшение теплового потока вследствие того, что газ, текущий внутри отрывной зоны, имеет низкую температуру. Таким образом, V-образная форма профиля теплового потока переходит в размытую V-образную форму. Пиковое значение теплового потока также убывает на отрезке времени от 100 до 800 мкс. Это связано с преобладающим влиянием

90



Рис. 8. Изменение коэффициента трения на пластине и панели во времени.

вязких эффектов в начальной стадии процесса. По прошествии 800 мкс изменений теплового потока со временем уже не наблюдается. На рис. 8 при 100 мкс вплоть до x = 40 мм наблюдаются повышенные значения коэффициента поверхностного трения; со временем этот коэффициент убывает. При 200 мкс поведение коэффициента поверхностного трения вплоть до x = 40 мм ана-



Рис. 9. Эволюция профиля скорости в пограничном слое в угловой точке.

логично. При x > 40 мм наблюдаются растущая зона отрывного течения и размытие графика коэффициента поверхностного трения. Рост отрывной зоны обусловлен ростом встречного градиента давления, индуцированного скачком уплотнения. Этот рост наблюдается до момента, соответствующего 800 мкс. Затем благоприятный градиент давления в прибывающем пограничном слое уравновешивает встречный градиент давления, индуцированный скачком. В результате оторвавшийся пограничный слой не может более расширяться и достигает стационарного состояния при длине зоны отрыва, равной 17 мм. Рост отрывной зоны со временем до наступления стационарного состояния проиллюстрирован на рис. 10.

2.3 Анализ коэффициентов теплового потока и поверхностного трения в стационарном случае

Как явствует из рис. 7 и 8, в циркуляционном течении оба коэффициента уменьшаются. Уменьшение теплового потока иллюстрирует изменение температуры вблизи стенки на рис. 11. Из этого графика видно, что в точке отрыва температура газа под воздействием скачка отрыва достигает локального максимума. В то же время внутри отрывной зоны продолжает циркулировать низкотемпературный газ, в результате чего температура достигает минимума в угловой точке. Затем температура вновь достигает максимума за точкой присоединения, благодаря наличию скачка присоединения. Таким образом, более низкие значения теплового потока имеют место внутри отрывной зоны, а наиболее высокие достигаются за точкой присоединения.

Аналогичным образом уменьшение коэффициента поверхностного трения внутри отрывной зоны следует из данных, представленных на рис. 11 и 12. На рис. 12а и 12б видно, что изменение направления течения внутри оторвавшегося пограничного слоя приводит к тому, что градиент скорости становится отрицательным. В то же время понижение температуры внутри зоны отрыва уменьшает вязкость газа вблизи стенки. Оба этих эффекта отвечают за достижение минимума и отрицательных значений коэффициентом поверхностного трения.

Как следует из рис. 8, в момент времени 4000 мкс профиль коэффициента поверхностного трения внутри циркуляционной зоны приобретает форму деформированной буквы W. Если разбить указанную W-образную кривую на две U-образных кривых, то из рис. 8 видно, что первая U-образная кривая находится выше по потоку от угловой точки, а вторая такая кривая расположена непосредственно ниже по потоку от угловой точки. Таким образом, первый минимум коэффициента поверхностного трения имеет место выше по потоку от угловой точки. За угловой точки при x = 45.5 мм; далее этот коэффициент возрастает вплоть до угловой точки. За угловой точкой поверхностное трение снова начинает убывать и достигает минимума ниже по потоку от угловой точки, при x = 52.5 мм. Далее оно вновь растет и его график приобретает завершенную W-образную форму. Коэффициент поверхностного трения определяет касательное напряжение, зависящее от градиента скорости и вязкости. В свою очередь вязкость зависит от температуры газа. По-



Рис. 10. Рост отрывной зоны со временем.



Рис. 11. Изменение температуры газа на стенке (пластине и панели).

этому W-образное изменение коэффициента поверхностного трения определяется изменением температуры газа вблизи стенки (рис. 11) и профилями скорости при x = 45.5, 50 (угловая точка) и 52.5 мм (рис. 12). На рис. 11 видно, что температура максимальна при x = 52.5 мм и минимальна при x = 50 мм. Вязкость газа в пристеночной области изменяется таким же образом, как и температура. Из рис. 12 следует, что градиент скорости на стенке отрицателен во всех трех точках, где величина этого градиента определяется наклоном кривой. Таким образом, из рис. 12 следует, что наклон и абсолютная величина градиента скорости максимальны при x = 52.5 мм и минимальны при x = 50 мм. Таким образом, поведение вязкости и градиента скорости внутри отрывной зоны определяют форму профиля коэффициента поверхностного трения в виде деформированной W и два минимума у этой кривой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Гиперзвуковое обтекание двумерной наклонной панели с углом наклона 15° исследовано с целью изучения динамического поведения ламинарного пограничного слоя. Результаты нахо-

КАНЕ, ПЕЕТАЛА



Рис. 12. (а) Профиль скорости при *x* = 45.5, 50.0, 52.5 мм. (б) Увеличенное изображение блока.

дятся в хорошем соответствии с известными литературными данными. Результаты исследования позволяют сделать следующие выводы.

Значительные изменения коэффициентов давления, теплового потока и поверхностного трения отмечены в момент времени 40 мкс, что ясно указывает на преобладание невязких эффектов в течении в указанный период.

Далее вплоть до момента, равного 60 мкс, постепенно усиливается роль вязких эффектов, что проявляется в уменьшении наклонов профилей соответствующих величин.

Длина ламинарной отрывной зоны постепенно возрастает от 0.2 мм при 40 мксек до 17 мм при 800 мксек, а затем остается постоянной, так как в последующий период времени поле течения становится стационарным.

В окрестности зоны присоединения наблюдаются пиковые силовые и тепловые нагрузки. Величины этих нагрузок на начальной стадии повышены, а затем стремятся к стационарным значениям.

Развитие скачков отрыва и присоединения приводит к тому, что температура пристеночного газа максимальна в окрестности точек отрыва и присоединения, тогда как в угловой точке температура достигает минимума. Этим обусловлена V-образная форма профиля температуры вдоль стенки.

Изменения температуры пристеночного газа и градиента скорости в окрестности угловой точки приводят к тому, что профиль коэффициента поверхностного трения внутри циркуляционной зоны приобретает W-образную форму.

Авторы благодарят Департамент науки и технологий Правительства Индии за финансовую поддержку настоящей работы [Проект № (ECR/2017/000260)].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Babinsky H., Harvey J.K. (eds.). Shock wave-boundary-layer interactions. Vol. 32 // Cambridge University Press, 2011.
- 2. Knight D., Yan H., Panaras A., Zheltovodov A. Advances in CFD prediction of shock wave turbulent boundary layer interactions // Progr. Aerospace Sci. 2003. V. 39. № 2–3. P. 121–184.
- 3. *Délery J., Dussauge J.P.* Some physical aspects of shock wave/boundary layer interactions // Shock Waves. 2009. V. 19. № 6. P. 453–468.
- 4. *Gadd G.E., Holder D.W., Regan J.D.* An experimental investigation of the interaction between shock waves and boundary layers // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. Math. Phys. Sci. 1954. V. 226. № 1165. P. 227–253.
- 5. *Hakkinen R.J., Greber I., Abarbanel S.* The interaction of an oblique shock wave with a laminar boundary layer // NASA Case Study Report, 1959.
- 6. *Needham D., Stollery J.* Boundary layer separation in hypersonic flow // 3rd and 4th Aerospace Sciences Meeting, January 1966, p. 455.

- Smits A.J., Muck K.C. Experimental study of three shock wave/turbulent boundary layer interactions // J. Fluid Mech. 1987. V. 182. P. 291–314.
- 8. Szwaba R., Doerffer P., Namieśnik K., Szulc O. Flow structure in the region of three shock wave interaction // Aero. Sci. Tech. 2004. V. 8. № 6. P. 499–508.
- 9. Ünalmis O., Hou Y., Bueno P., Clemens N., Dolling D. PIV investigation of role of boundary layer velocity fluctuations in unsteady shock-induced separation // 21st Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, Dec 2000, p. 2450.
- 10. Xiaolin L., Shihe Y., Haibo N., Xinhai Z. Experimental investigation on the unsteadiness in shock wave/boundary layer interaction // Fluid Dynamics. 2018. V. 53. № 6. P. 824–834.
- 11. Zapryagaev V.I., Kavun I.N., Lipatov I.I. High-pressure layer generation in a compression corner at a supersonic flow velocity // Fluid Dynamics. 2014. V. 49. № 6. P. 819–826.
- 12. *Grasso F., Marini M.* Analysis of hypersonic shock-wave laminar boundary-layer interaction phenomena // Computers Fluids. 1996. V. 25. № 6. P. 561–581.
- 13. *Marini M*. Effects of flow and geometry parameters on shock-wave boundary-layer interaction phenomena // AIAA Paaer 98-1870 (1998).
- 14. *Knight D., Degrez G.* Shock wave boundary layer interactions in high Mach number flows. A critical survey of current numerical prediction capabilities // Agard Advisory Report Agard Ar 2. 1998. P. 1–35.
- 15. Dann A.G., Morgan R.G. CFD designed experiments for shock wave/boundary layer interactions in hypersonic ducted flows // Proc. 16th Australasian Fluid Mech. Conf., The University of Queensland. 2007. P. 1304–1308.
- 16. *Hirsch C*. Lessons learned from the first AIAA-SWBLI workshop. CFD simulations of two test cases // Proc. 28th AIAA Appl. Aerodynamics Conf. 2010. P. 4824.
- 17. John B., Kulkarni V., Natarajan G. Shock wave boundary layer interactions in hypersonic flows // Int. J. Heat Mass Transfer. 2014. V. 70. P. 81–90.
- John B., Kulkarni V. Numerical assessment of correlations for shock wave boundary layer interaction // Computers Fluids. 2014. V. 90. P. 42–50.
- 19. *Sriram R., Jagadeesh G.* Correlation for length of impinging shock-induced large separation bubble at hypersonic speed // AIAA J. 2015. V. 53. № 9. P. 2771–2776.
- 20. John B., Kulkarni V. Effect of leading edge bluntness on the interaction of ramp induced shock wave with laminar boundary layer at hypersonic speed // Computers Fluids. 2014. V. 96. P. 177–190.
- 21. Gaitonde D. Progress in shock wave/boundary layer interactions // Progr. Aero. Sci. 2015. V. 72. P. 80-99.
- 22. *Greenshields C.J., Weller H.G., Gasparini L., Reese J.* Implementation of semi-discrete, non-staggered central schemes in a colocated, polyhedral, finite volume framework, for high-speed viscous flows // Int. J. Numerical Methods in Fluids. 2010. V. 63. № 1. P. 1–21.
- 23. *Kurganov A., Tadmor E.* New high-resolution central schemes for nonlinear conservation laws and convectiondiffusion equations // J. Comp. Phys. 2000. V. 160. № 1. P. 241–282.

Перевод М.Г. Лебедева

Numerical Investigation of Transient Nature of Laminar separation Bubble in Hypersonic Flows

A. A. Kane^{*a*} and Ravi K. Peetala^{*a*,#}

^a Visvesvaraya National Institute of Technology, Nagpur, Maharashtra, India-440010

[#]E-mail: rkpeetala@mec.vnit.ac.in

Shock wave boundary layer interaction is a prime research topic in the design of hypersonic vehicles. For proper designing of hypersonic vehicle especially thermal protection system, it is necessary to understand the time dependent behavior of wall properties and corresponding pressure and thermal loads. Hence investigation is carried out to understand the unsteady nature of shock induced laminar boundary layer separation for a simple canonical configuration of two dimensional ramp. A density based non-reactive Navier-Stokes solver named rhoCentralFoam in openFOAM is employed in the present investigation. The detailed physics of the laminar boundary layer separation in hypersonic flow is investigated through time wise variations of streamline patterns and surface properties such as coefficient of pressure, heat flux, and coefficient of friction. It has been observed from the present investigation that at the start of fluid flow inviscid characteristics have dominance and there is occurrence of very small separation bubble. The separation bubble grows as the involvement of viscous characteristics increases gradually and ultimately it attains a steady state. Because of separated boundary layer the heat flux and skin friction coefficient are found to be following diffused V and deformed W shapes respectively. The peaks of pressure and thermal loads have been found in the vicinity of reattachment region and these peaks are higher initially and attains steady state eventually. The high pressure and thermal loads may cause structural damage to the vehicle and hence their correct prediction is necessary. Thus the current investigation is helpful in the design of thermal protection system for a hypersonic vehicle.