

УДК 519.63

© С. П. Копысов, И. М. Кузьмин, Л. Е. Тонков

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА И ДЕФОРМИРУЕМОЙ ПАНЕЛИ В УДАРНОЙ ТРУБЕ ¹

Рассматриваются постановка и алгоритм решения сопряженной задачи взаимодействия сверхзвукового потока и деформируемой панели. Течение газа описывается системой уравнений сохранения в приближении совершенного газа. Численное интегрирование выполняется на основе метода конечных объемов. Для вычисления конвективных потоков применялась монотонизированная схема, обеспечивающая второй порядок аппроксимации по пространству в областях гладкости. Задача динамики деформирования панели аппроксимировалась по пространству методом конечных элементов, а по времени — по схеме Ньюмарка. При решении задач использовались несогласованные неструктурированные сетки, отвечающие разным схемам дискретизации и требованиям аппроксимации. Условия сопряжения на границе раздела удовлетворялись при помощи алгоритма двустороннего слабого связывания. Численные результаты сопоставляются с известными экспериментальными данными. Проводится анализ различных факторов, влияющих на картину течения и форму колебаний пластины.

Ключевые слова: математическое моделирование, сопряжённая задача, газовая динамика, упругое деформирование, ударная труба.

Введение

Задачи численного моделирования взаимодействия деформируемого твердого тела и газа последнее десятилетие привлекают к себе все большее внимание, что обусловлено как развитием методов, алгоритмов, вычислительных систем, так и растущей востребованностью результатов при решении широкого круга прикладных проблем. В качестве типичных примеров можно привести задачи внутренней баллистики ракетных двигателей на смесевом твердом топливе, исследования аэро- гидроупругости аэродинамических элементов летательных аппаратов, предотвращения флаттера лопаток турбореактивных двигателей, гидродинамики судов на воздушной подушке с эластичными юбками, определения деформаций конструктивных элементов турбин и компрессоров и многие другие.

Подобного рода задачи являются комплексными, прежде всего в том смысле, что требуют совместного решения как уравнений динамики деформирования твердого тела, так и уравнений гидро- газодинамики. Существуют два основных подхода для связывания: монолитный и последовательный. Монолитный подход подразумевает применение таких численных схем, результатом которых является формирование и последующее решение единой системы алгебраических уравнений, а последовательный основан на раздельном решении систем уравнений для каждой подзадачи, что приводит к необходимости реализации обменов данными вычислений через заданный интервал времени [1].

Монолитный подход лучше соответствует физической природе моделируемого явления, поскольку позволяет непосредственно получить согласованное решение для газа и конструкции, однако обладает рядом существенных недостатков. Во-первых, одновременное решение всех уравнений достаточно громоздко и требует большого количества времени и ресурсов ЭВМ. Во-вторых, такой метод по определению требует использования общего математического аппарата для решения всех уравнений, что не позволяет, в частности, учесть специфику подзадач для эффективной организации вычислений. Например, на сегодняшний день для решения задач

¹Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН №18 при поддержке УрО РАН (проект 12-П-1-1034) и гранта РФФИ №11-01-00275-а.

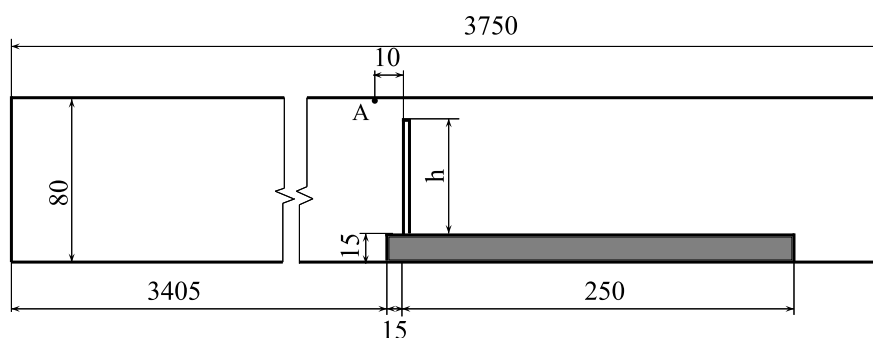


Рис. 1. Схема ударной трубы

газовой динамики широко применяется метод конечного объема, а для моделирования деформирования конструкции — метод конечных элементов. Использование любого из этих методов в задачах, для которых они не предназначены неизбежно приводит к снижению как точности получаемого решения, так и производительности вычислений. Поэтому применимость монолитного подхода для решения задач взаимодействия потока с деформируемым телом весьма ограничена.

Последовательный метод решения газодинамических и прочностных задач позволяет очевидным образом учитывать их специфику. Однако как все явные методы разделения он проявляет неустойчивость, так как на каждом временном шаге численные решения физических подзадач, строго говоря, не согласованы между собой. Для большинства типов схем разделения обеспечивается согласование положения границ расчетных областей, но при этом нагрузки на эти границы получаются разными со стороны конструкции и газа [1]. Тем не менее, для определенного класса задач требуемая точность решения может быть достигнута.

Еще одна трудность при исследовании методов и алгоритмов состоит в том, что на данный момент не известны аналитические решения ни одной из задач взаимодействия газа и конструкции, которые могли бы использоваться в качестве модельных примеров для целей тестирования.

В настоящей работе рассматривается математическая модель нестационарного течения в канале сложной формы, в котором имеется преграда в виде заземленной деформируемой упругой панели. Тестируется разделенный подход для учета взаимодействия потока газа и деформируемой панели, который использует несогласованные сетки при расчете потока газа конечно-объемным методом и деформирования — методом конечных элементов. Результаты численного моделирования сравниваются с одной из немногих известных экспериментальных работ в данной области [2] и результатами других авторов.

§ 1. Постановка задачи

В работе формулируется математическая модель взаимодействия сверхзвукового потока газа и деформируемой панели в ударной трубе с учетом максимального соответствия условиям проведения эксперимента [2]. Рассматриваемые экспериментальные результаты получены на установке «Т80» [3], которая представляет собой ударную трубу длиной 3,75 м с измерительной секцией 0,98 м. Рабочий поток создается в результате нестационарного расширения воздуха, сжатого в камере высокого давления до величины 0,254 МПа. Разрыв мембраны при запуске установки обеспечивает формирование распространяющейся со скоростью 1,21 М ударной волны, которая в дальнейшем взаимодействует с заземленной по краю деформируемой панелью, расположенной в измерительной секции. Схема ударной трубы с основными размерами приведена на рис. 1.

Малая продолжительность испытания позволяет пренебречь влиянием турбулентности, а также процессов теплообмена между газом, корпусом установки и деформируемой панели. В рассматриваемом диапазоне температур и давлений рабочее тело (воздух) можно считать совершенным газом с показателем адиабаты $\gamma = 1,41$.

Деформируемая панель, изготовленная из стали плотностью $\rho_s = 7600 \text{ кг/м}^3$ и модулем Юнга $E = 220 \text{ ГПа}$, полагается изотропной и однородной. Малые величины деформации и скорости деформации делают влияние демпфирования пренебрежимо малым, что позволяет решать задачу о деформировании, оставаясь в рамках физически и геометрически линейной теории упругости.

В задачах взаимодействия газа с деформируемым телом на контактных поверхностях необходимо сформулировать дополнительные кинематические и динамические граничные условия. Пусть имеется физическая область Ω , ограниченная поверхностью $\partial\Omega$. Область разделена на части, занимаемые газом $\Omega_g(t)$ и деформируемым твердым телом (пластиной) $\Omega_s(t)$, так что $\Omega(t) = \Omega_s(t) \cup \Omega_g(t)$. Граница раздела $\Gamma(t)$ между $\Omega_s(t)$ и $\Omega_g(t)$ существует и определяется в каждый момент времени как $\Gamma(t) = \Omega_s(t) \cap \Omega_g(t)$. Далее будем применять обозначения Γ_g и Γ_s , если речь идет только о подобластях, занятых газом и деформируемым телом соответственно.

Так как пластина предполагается непроницаемой для газа, то для произвольного момента времени скорости и ускорения на $\Gamma(t)$ для тела должны быть равны скоростям и ускорениям газа на контактной границе:

$$\dot{\mathbf{u}}_s(t) = \mathbf{U}_g(t), \quad \ddot{\mathbf{u}}_s(t) = \dot{\mathbf{U}}_g(t). \quad (1.1)$$

Эти равенства выражают условия кинематической совместности.

Условия динамической совместности имеют вид

$$p_s \mathbf{n}_s = p_g \mathbf{n}_g, \quad (1.2)$$

где p_s, p_g — давление; $\mathbf{n}_g, \mathbf{n}_s : \mathbf{n}_g = -\mathbf{n}_s$ — внешние нормали.

Следствием условий (1.1) и (1.2) является выполнение законов сохранения массы, импульса и энергии на границе Γ , движущейся со скоростью \mathbf{U}_Γ . Для удовлетворения закона сохранения энергии на границе необходимо выполнение

$$\int_{\Gamma_g} \int_t^{t+\Delta t} \mathbf{U}_{\Gamma_g} \cdot p_g \mathbf{n}_g dt d\Gamma_g = \int_{\Gamma_s} (\mathbf{u}_s(t + \Delta t) - \mathbf{u}_s(t)) \cdot p_s \mathbf{n}_s d\Gamma_s. \quad (1.3)$$

Отметим, что так как в (1.3) содержится интеграл по времени, то при численной реализации может сыграть существенную роль не только способ интегрирования, но и момент времени, при котором происходит обмен информацией между подобластями $\Omega_s(t)$ и $\Omega_g(t)$.

§ 2. Математические модели и алгоритмы расчета

Рассматриваемое течение газа с учетом сделанных допущений может быть описано следующей системой уравнений сохранения:

$$\begin{aligned} \partial\rho/\partial t + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{U}_g) &= 0, & \partial\rho_g \mathbf{U}_g/\partial t + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{U}_g \mathbf{U}_g) &= -\nabla p_g - \nabla \cdot \sigma_g, \\ \partial\rho E_g/\partial t + \nabla \cdot (\rho E_g \mathbf{U}_g) &= -p_g (\nabla \cdot \mathbf{U}_g) - \nabla \cdot q - \nabla \cdot (\sigma_g \cdot \nabla \mathbf{U}_g), \end{aligned} \quad (2.1)$$

где ρ_g — плотность газа, p_g — давление, T — температура, \mathbf{U}_g — вектор скорости, $\sigma_g = -\mu(\nabla \mathbf{U}_g + (\nabla \mathbf{U}_g)^T) + \frac{2}{3}\mu(\nabla \mathbf{U}_g)I$ — тензор вязких напряжений, $E = \frac{1}{2}\mathbf{U}_g^2 + c_v T$ — полная энергия, q — тепловой поток. Система замыкается уравнением состояния идеального газа $p = \rho R T$.

Расчетная область Ω_g представляет собой внутреннее пространство ударной трубы с закрепленной в измерительной секции деформируемой пластиной (рис. 1). Граничные условия определяются обычным образом для непроницаемой твердой теплоизолированной стенки. На Γ_g скорость газа совпадает со скоростью движения границы $\mathbf{U}_g = \mathbf{U}_{\Gamma_g}$. Начальные данные соответствуют условиям проведения эксперимента [2]: $T = 293 \text{ К}$, $\mathbf{U}_g = 0$, давление в камере ($x < 0, 75 \text{ м}$) $p_1 = 0, 254 \text{ МПа}$, в канале $p_2 = 0, 1 \text{ МПа}$.

Система уравнений газовой динамики (2.1) численно решалась конечно-объемным методом. Для вычисления конвективных потоков через границы конечных объемов применялась монотонизированная схема интерполяции с ограничителем Ван Лира [4], обеспечивающая второй

порядок аппроксимации по пространству в областях гладкости с понижением до первого вблизи поверхностей разрывов газодинамических параметров. Применяемая численная схема может быть использована без существенных изменений для моделирования турбулентных течений как на основе интегрирования осреднённых уравнений Навье-Стокса, дополненных полуэмпирическими моделями турбулентности, так и с привлечением подсеточных моделей.

Неструктурированная расчётная сетка содержала 380000 треугольных ячеек со сгущением до характерного размера 0,1 мм в областях, требующих более детального описания. Использование контрольных объемов, совпадающих с ячейкой сетки, позволило значительно уменьшить размер занимаемой оперативной памяти [5].

Динамика напряженно-деформированного состояния панели описывалась системой уравнений

$$\operatorname{div} \sigma_s + \rho_s \mathbf{b} = \rho_s \ddot{\mathbf{u}}_s,$$

где $\sigma_s = \lambda \operatorname{tr} \varepsilon(\mathbf{u}_s) I + 2\mu \varepsilon(\mathbf{u}_s)$ — тензор напряжений Коши; $\varepsilon(\mathbf{u}_s) = 1/2(\nabla \mathbf{u}_s + \nabla \mathbf{u}_s^T)$ — тензор малых деформаций; ρ_s — плотность тела.

Соответствующая конечно-элементная система уравнений движения панели имела вид

$$M \ddot{\mathbf{u}} + K \mathbf{u} = f(t),$$

где M — матрица масс; K — матрица жесткости. Численное интегрирование данной системы во времени выполнялось по схеме Ньюмарка в предположении, что ускорения изменяются линейно на отрезке времени $[t^n, t^{n+1}]$. Аппроксимация перемещений строилась на линейных четырехугольных элементах. Конечно-элементная сетка содержала 3 000 ячеек. Таким образом, при решении задачи использовались несогласованные неструктурированные сетки, отвечающие разным схемам дискретизации и требованиям аппроксимации. Величина шага интегрирования по времени определялась из условия устойчивости решения газодинамической задачи с дополнительным ограничением, обеспечивающим корректность связывания $|t^{n+1} - t^n| \leq 1 \cdot 10^{-5}$ с.

Алгоритм решения задачи взаимодействия потока газа и деформируемой конструкции можно представить в виде последовательности следующих общих этапов:

- (1) построения геометрических САД-моделей конструкций и на их основе конечно-элементной (для тела), конечно-объемных (для газа) несогласованных сеток [6];
- (2) интегрирования уравнений газовой динамики;
- (3) решения задач динамического деформирования упругого тела;
- (4) сопряжения граничных условий на поверхности контакта газ-конструкция и совместного деформирования расчетных сеток.

Выбор между сильносвязанной и слабосвязанной моделями сопряжения зависит от класса решаемой задачи и определяется тем, насколько велико взаимодействие (прежде всего обмен импульсом за время шага интегрирования по времени) между деформируемым телом и потоком газа [7]. Обычно сильносвязанные задачи характеризуются малой жесткостью конструкции, плотностью газа, близкой или большей, чем плотность тела, малой сжимаемостью газа, что приводит к необходимости строгого соблюдения условий сопряжения.

В рассматриваемом случае полагалось, что задача слабосвязанная и поэтому использовалась схема интегрирования, при которой обмен данными (полем давления в газе и перемещениями в конструкции) происходит на каждом шаге по времени один раз. На рис. 2 представлена схема процесса вычислений, когда газодинамическая задача решается на шаге 1, по известному давлению на Γ_g вычисляются значения нагрузки и передаются на Γ_s (шаг 2), затем решается задача деформирования (шаг 3), и, наконец, по вычисленным деформациям определяется новое положение Γ_g (шаг 4). Далее выполняется переход на следующий временной шаг.

Весьма важным шагом алгоритма в рассматриваемом случае применения несогласованных сеток является интерполяция данных с одной сетки (границы) на другую. В данной работе применялся метод, основанный на построении матриц преобразований [8].

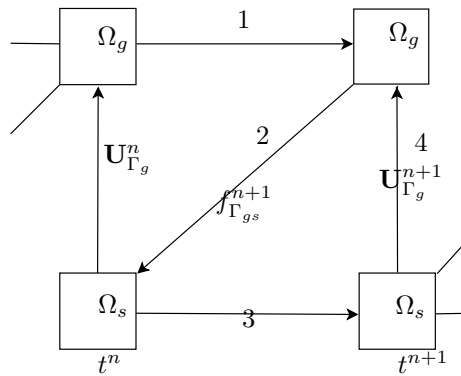


Рис. 2. Схема алгоритма последовательного связывания решений

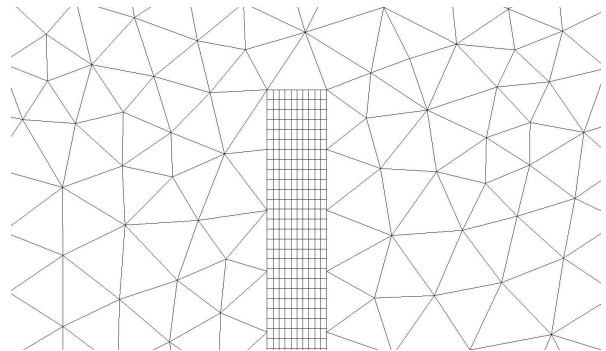
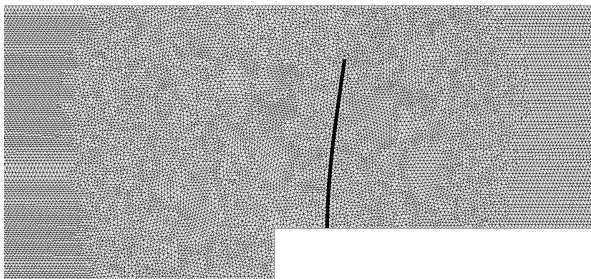


Рис. 3. Часть канала с деформируемой панелью и увеличенный фрагмент несогласованных расчётных сеток вблизи верхнего края панели

Дискретная форма условий (1.1) и (1.2) на границе может быть записана следующим образом:

$$\mathbf{U}_g = H_{gs} \dot{\mathbf{u}}_s, \quad \mathbf{P}_s = H_{sg} \mathbf{P}_g,$$

где $H_{gs} \in R^{n_g^u \times n_s^u}$ и $H_{sg} \in R^{n_s^p \times n_g^p}$ матрицы преобразования между границами Γ_s и Γ_g ; n^u, n^p — число степеней свободы для перемещений и давления на общей границе.

Отображения, определяемые H_{sg}, H_{gs} , называются консервативными, если сумма всех связанных величин не изменяется, то есть $\sum_i H_{ij} = 1 \forall j$ и согласованными, если $\sum_j H_{ij} = 1 \forall i$.

Согласованное отображение определяет восстановление средних значений и применяется к величинам, нормируемым площадью, таким как потоки или плотности. Величины, которые вычисляются с помощью консервативного отображения — это, как правило, силы.

Определим аппроксимации \mathbf{u} и \mathbf{P} на границе как

$$\mathbf{u} = \sum_{i=1}^{n^u} N^i \mathbf{u}_i, \quad p\mathbf{n} = \sum_{i=1}^{n^p} D^j \mathbf{P}_j,$$

где n^u, n^p — число неизвестных на границе для перемещений и давлений; N^i — конечно-элементная функция формы; D^j — функция, зависящая от аппроксимации давления. Тогда уравнение сохранения энергии на границе (1.3) можно записать в виде

$$[M_{gg} \mathbf{U}_g]^T \mathbf{P}_g = [M_{ss} \dot{\mathbf{u}}_s]^T \mathbf{P}_s,$$

где $M_{gg}^{ij} = \int_{\Gamma_g} D_g^i N_g^j d\Gamma_g$, $M_{ss}^{ij} = \int_{\Gamma_s} D_s^i N_s^j d\Gamma_s$. Из последнего выражения можно получить условия преобразования давления для выполнения условий сохранения:

$$H_{gs} = M_{ss}^{-1} H_{sg}^T M_{gg}.$$

Отметим, что если построчные суммы элементов для каждой строки H равны единице, то интерполяция выполняется точно.

Например, при использовании консервативной схемы для перемещений интерполяция для давлений будет не согласована. Пусть некоторому ребру, лежащему на Γ_s и имеющему длину Δx_s , соответствует на границе Γ_g два ребра равной длины Δx_g и крайние вершины этих ребер совпадают с вершинами ребра на Γ_s . В этом случае матрица преобразования для перемещений имеет следующий вид:

$$H_{sg} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

При использовании постоянных аппроксимирующих функций $N(x)$ и $D(x)$

$$M_{gg} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \Delta x_g & 0 & 0 \\ 0 & 2\Delta x_g & 0 \\ 0 & 0 & \Delta x_g \end{bmatrix}, \quad M_{ss} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \Delta x_s & 0 \\ 0 & \Delta x_s \end{bmatrix}.$$

Тогда матрица преобразования, например, для давления (интерполяция с Γ_g на Γ_s) будет иметь вид

$$H_{gs} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Таким образом, в рассмотренном примере аппроксимация давления несогласованная.

Кроме интерполяции данных на каждом очередном шаге интегрирования после вычисления нового положения общей границы Γ_{gs} необходимо выполнить модификацию сетки, покрывающей область Ω_g . Для этого применялся метод, сохраняющий топологию исходной сетки и основанный на представлении связности узлов через «пружинную» аналогию [9]. Новые положения вершин определялись решением начально-краевой задачи упругого деформирования с помощью аппроксимации методом конечных элементов.

§ 3. Результаты численного моделирования

Аналогично [2], рассмотрены два варианта взаимодействия нестационарной ударной волны с деформируемой панелью, различающиеся только высотой панели ($h = 50$ мм или $h = 40$ мм), толщина — $l = 1$ мм, что дало возможность выполнить непосредственное качественное и количественное сравнение полученных результатов с данными, представленными в [2].

Общая картина течения (рис. 4) в основном определяется динамикой падающей ударной волны и порождаемым ей семейством отраженных волн. На рассматриваемом отрезке времени различия между экспериментальными вариантами $h = 50$ мм и $h = 40$ мм незначительны, поэтому приведены результаты только для $h = 50$ мм. За начальный выбран момент времени, когда в результате взаимодействия панели и падающей прямой ударной волны образуется отраженный плоский скачок уплотнения, движущийся против потока. При этом скорость набегающего потока вблизи панели существенно понижается. Одновременно начинается образование цилиндрической ударной волны на верхней кромке панели, фронт которой к моменту времени $t = 140$ мс достигает нижней стенки.

Обтекание потоком газа верхней кромки панели приводит к зарождению устойчивого вихря, который затем, смещаясь вниз по потоку, увеличивается в размерах ($t = 280$ мс). Сформировавшаяся в результате переотражений цилиндрической волны от нижней и верхней стенок канала система скачков уплотнения ($t = 420$ мс), теряя интенсивность, образует « λ »-конфигурацию

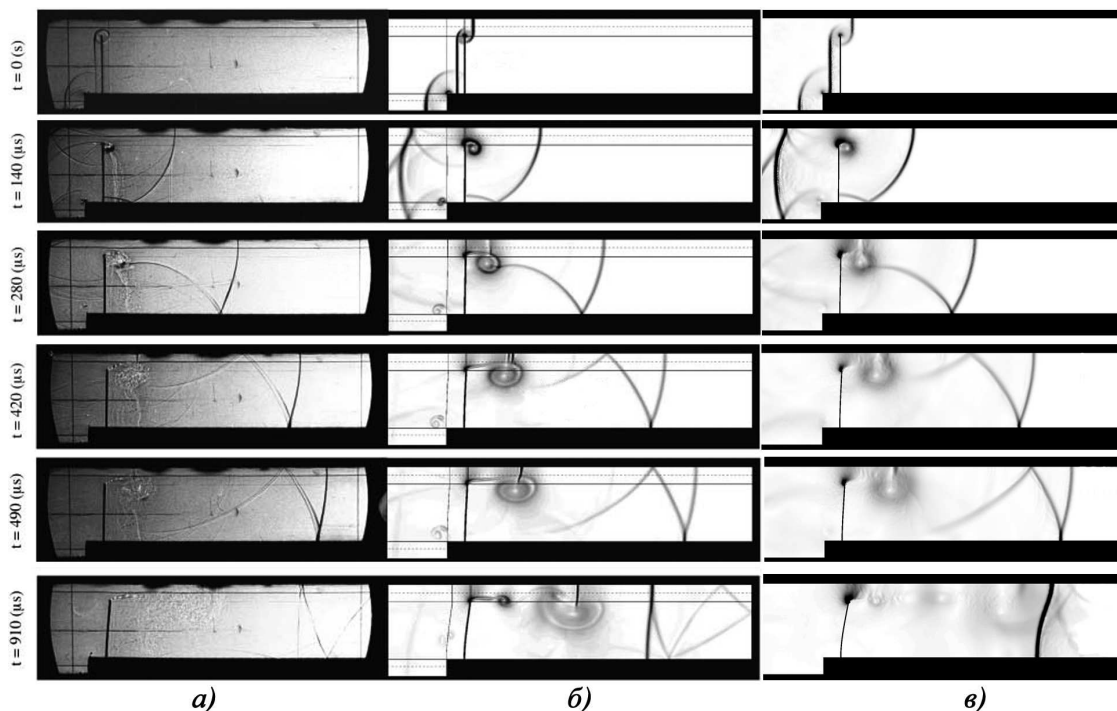


Рис. 4. Картина течения в различные моменты времени ($h = 50$ мм): *а* — эксперимент [2]; *б* — расчёт [2]; *в* — расчёт по рассматриваемой модели

($t = 490$ мс), сохраняющуюся вплоть до достижения правой границы канала. До этого момента времени численное решение (рис. 4, *в*) хорошо согласуется как с результатами расчета (рис. 4, *б*), так и с экспериментальными данными (рис. 4, *а*), приведенными в [2].

Заметное различие результатов моделирования (рис. 4, *б*, *в*) обнаруживается далее, когда отраженная от правой границы канала волна, движущаяся против потока, взаимодействует с вихревыми структурами ($t = 910$ мс), при этом отклонение верхней кромки панели близко к максимальному. На теневой фотографии (рис. 4, *а*) и в расчетах по представленной модели (рис. 4, *в*) отсутствуют вихри, полученные в результате численного моделирования [2] (рис. 4, *б*). Вероятнее всего, это объясняется физически некорректной постановкой краевых условий на левой границе расчетной области в работе [2], приводящей к завышенным значениям скорости набегающего потока.

На рис. 5 представлены результаты изменения во времени отклонения верхней кромки панели ($h = 40$ мм) и значений давления в точке «А» (рис. 1) Как и в работе [2], смещению кромки против потока соответствуют положительные значения на графиках. Прежде всего следует отметить хорошее соответствие рассчитанного по представленной модели отклонения панели (рис. 5, *а*, кривая 3) с экспериментальными данными (кривая 1), так как именно определение деформации конструкции под воздействием потока газа и представляет основной практический интерес в подобного рода задачах. Рассчитанные колебания давления (рис. 5, *б*, кривая 3) также удовлетворительно согласуются с физической картиной течения, что следует из совпадения положений максимумов, соответствующих прохождению отраженной от панели ударной волны ($t = 0,0002$ с) и затем волны, отраженной от правой стенки камеры ($t = 0,0017$ с).

Анализ результатов моделирования колебаний панели высотой $h = 50$ мм свидетельствует, что рассчитанная зависимость отклонения верхней кромки (рис. 6, *а*, кривая 3) существенно ближе к экспериментальным данным (график 1), чем результаты вычислений [2] (кривая 2). По-видимому, это объясняется тем, что в данной работе расчетная область в точности совпадает с внутренним пространством экспериментальной установки, что дает возможность на всех границах использовать условия для непроницаемой теплоизолированной стенки и избежать

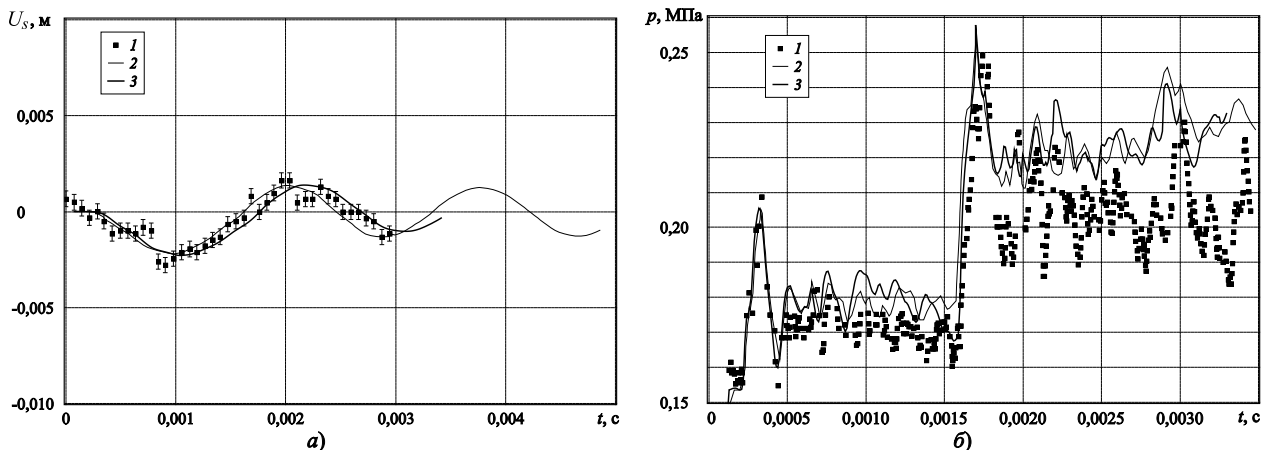


Рис. 5. Графики зависимостей перемещения края панели (а) и давления (б) от времени ($h = 40$ мм): 1 — эксперимент [2]; 2 — расчёт [2]; 3 — расчёт по рассматриваемой модели

введения в модель каких-либо дополнительных искусственных границ. По этой же причине достигается более точное совпадение во времени положения максимумов рассчитанного давления (рис. 6, б, кривая 3) с экспериментальными данными (график 1).

Интересно отметить, что учет деформаций панели в рассматриваемой задаче незначительно меняет газодинамическую картину течения. На рис. 6, б нанесена зависимость давления (кривая 4), рассчитанная для случая абсолютно жесткой панели; полученный график весьма близко совпадает с кривой 3. В то же время поток газа существенно определяет характер колебаний панели, что следует из сравнения графиков 3 и 4 на рис. 6, а, где кривая 4 построена по результатам решения динамической задачи деформирования панели в неподвижном газе под действием распределенной эффективной нагрузки, соответствующей статическому перепаду давления 0, 105 МПа.

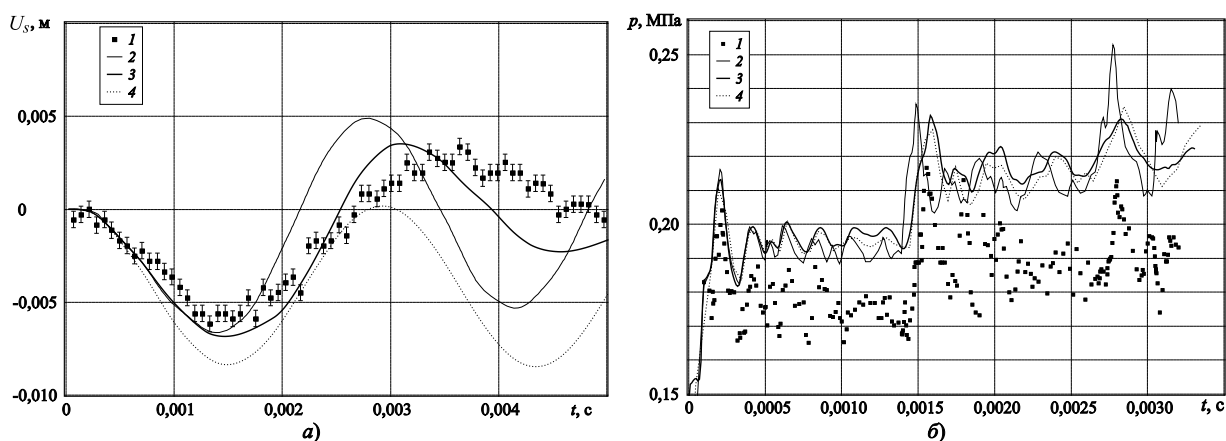


Рис. 6. Графики зависимостей перемещения края панели (а) и давления (б) от времени ($h = 50$ мм): 1 — эксперимент [2]; 2 — расчёт [2]; 3 — расчёт по рассматриваемой модели; 4 — динамика панели при эффективной нагрузке, давление без учета деформаций панели

§ 4. Заключение

Рассмотренная в работе задача о колебаниях упруго-деформируемой панели под действием набегающего сверхзвукового потока газа является одной из немногих, имеющих подробное экспериментальное описание, что дает возможность выполнять проверку и сравнительное тести-

рование разрабатываемых моделей, алгоритмов и программ, предназначенных для численного исследования широкого круга явлений нестационарного взаимодействия «газ–конструкция». К сожалению, точность и подробность имеющихся экспериментальных данных не позволяют дать обоснованную оценку необходимости учета в математической модели турбулентности потока, теплопередачи в стенки, трехмерных эффектов (неизбежно имеющих место при проведении любого натурного эксперимента) и даже влияния вязкости. Поэтому все эти вопросы оставлены за рамками данной статьи.

Выполненное сравнение результатов численного моделирования с экспериментальными данными позволяет заключить, что предложенные модели и алгоритмы адекватно описывают происходящие физические процессы как в газе и деформированной панели, так и их взаимном влиянии. Некоторые алгоритмы, как например, интерполяции сеточных данных между сетками требуют дополнительного совершенствования и тестирования для рассмотрения трехмерных задач. Кроме того, актуальным является снижение вычислительных затрат решения сопряженной задачи и распараллеливание всех шагов алгоритма связывания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Farhat C., Lesoinne M. Two efficient staggered algorithms for the serial and parallel solution of three-dimensional nonlinear transient aeroelastic problems // *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. 2000. Vol. 182. № 3–4. P. 499–515.
2. Giordano J., Jourdan G., Burtschell Y., Medale M., Zeitoun D. E., Houas L. Shock wave impacts on deforming panel, an application of fluid-structure interaction // *Shock Waves*. 2005. Vol. 14. P. 103–110.
3. Jourdan G., Houas L., Schwaederl L., Layes G., Carrey R., Diaz F. A new variable inclination shock tube for multiple investigations // *Shock Waves*. 2004. Vol. 13. P. 501–504.
4. Van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme III. Upstream-centered finite-difference schemes for ideal compressible flow // *J. Comp. Phys*. 1977. Vol. 32. P. 263–275.
5. Тонков Л.Е. Верификация библиотеки прикладных программ OpenFOAM на задаче трансзвукового внутреннего течения в диффузоре // *Актуальные проблемы математики, механики, информатики: сб. статей. ИММ УрО РАН. Екатеринбург, 2009. С. 89–94.*
6. Копысов С.П., Новиков А.К., Пономарёв А.Б., Рычков В.Н., Сагдеева Ю.А. Программная среда расчётных сеточных моделей для параллельных вычислений // *Программные продукты и системы*. 2008. № 2. С. 87–89.
7. Errera M., Dugeai A., Girodroux-Lavigne Ph., Garaud J.-D., Poinot M., Cerqueira S., Chaineray G. Multi-Physics Coupling Approaches for Aerospace Numerical Simulations // *The ONERA Journal AerospaceLab*. 2011. № 2. P. 1–16.
8. de Boer A., van Zuijlen A.H., Bijl H. Comparison of conservative and consistent approaches for the coupling of non-matching meshes // *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. 2008. Vol. 197. № 49–50. P. 4284–4297.
9. Degand C., Farhat C. A three-dimensional torsional spring analogy method for unstructured dynamic meshes // *Computers and Structures*. 2002. Vol. 80. P. 305–316.

Поступила в редакцию 12.01.2012

Копысов Сергей Петрович, д. ф.-м. н., заведующий лабораторией, Институт прикладной механики УрО РАН, 426067, Россия, г. Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34. E-mail: s.kopysov@gmail.com

Кузьмин Игорь Михайлович, аспирант, Институт прикладной механики УрО РАН, 426067, Россия, г. Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34. E-mail: imkuzmin@gmail.com

Тонков Леонид Евгеньевич, к. ф.-м. н., старший научный сотрудник, Институт прикладной механики УрО РАН, 426067, Россия, г. Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34. E-mail: tnk@udman.ru

S. P. Kopysov, I. M. Kuz'min, L. E. Tonkov

Modeling of interaction of a supersonic stream and the deformable panel in a shock tube

Keywords: fluid-structure interaction, shock tube, numerical modelling

Mathematical Subject Classifications: 74F10

This paper presents an algorithm for solving the FSI problem of gas-structure interaction between a supersonic flow and a deformable panel. Gas flows are modelled by the system of conservation equations for a perfect gas. Numerical integration is based on the finite volume method. To approximate convective flows in space, a monotonic scheme is used, providing a second-order approximation in the smooth parts of the domain. For dynamic panel deformation, the finite element method is used to discretize the spatial variables and the Newmark method is used to discretize the time variable. Numerical solution of the FSI problem is obtained on nonmatching unstructured meshes providing different discretization and approximation schemes. Boundary interactions are modelled by the algorithm of bidirectional weak binding. Obtained numerical results are compared with available experimental data. A number of different factors affecting the gas flow and the panel shape are analyzed.

REFERENCES

1. Farhat C., Lesoinne M. Two efficient staggered algorithms for the serial and parallel solution of three-dimensional nonlinear transient aeroelastic problems, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2000, vol. 182, no. 3–4, pp. 499–515.
2. Giordano J., Jourdan G., Burtschell Y., Medale M., Zeitoun D. E., Houas L. Shock wave impacts on deforming panel, an application of fluid-structure interaction, *Shock Waves*, 2005, vol. 14, pp. 103–110.
3. Jourdan G., Houas L., Schwaederl L., Layes G., Carrey R., Diaz F. A new variable inclination shock tube for multiple investigations, *Shock Waves*, 2004, vol. 13, pp. 501–504.
4. Van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme III. Upstream-centered finite-difference schemes for ideal compressible flow, *J. Comp. Phys.*, 1977, vol. 32, pp. 263–275.
5. Tonkov L.E. Verification studies OpenFOAM for transonic duct inner flow, *Aktual'nye problemy matematiki, mekhaniki, informatiki: sbornik statei* (Actual problems of mathematics, mechanics, informatics: Transactions), Institute of Mathematics and Mechanics of Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Yekaterinburg, 2009, pp. 89–94.
6. Kopysov S.P., Novikov A.K., Ponomarev A.B., Rychkov V.N., Sagdeeva Yu.A. Software environment of computational mesh models for parallel computing, *Progr. Prod. Syst.*, 2008, no. 2, pp. 87–89.
7. Errera M., Dugeai A., Girodroux-Lavigne Ph., Garaud J.-D., Pointot M., Cerqueira S., Chainerau G. Multi-Physics Coupling Approaches for Aerospace Numerical Simulations, *The ONERA Journal AerospaceLab*, 2011, no. 2, pp. 1–16.
8. de Boer A., van Zuijlen A.H., Bijl H. Comparison of conservative and consistent approaches for the coupling of non-matching meshes, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2008, vol. 197, no. 49–50, pp. 4284–4297.
9. Degand C., Farhat C. A three-dimensional torsional spring analogy method for unstructured dynamic meshes, *Computers and Structures*, 2002, vol. 80, pp. 305–316.

Received 12.01.2012

Kopysov Sergei Petrovich, Doctor of Physics and Mathematics, Head of the Laboratory, Institute of Applied Mechanics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, ul. T. Baramzinoi, 34, Izhevsk, 426067, Russia. E-mail: s.kopysov@gmail.com

Kuz'min Igor' Mikhailovich, Post-graduate student, Institute of Applied Mechanics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, ul. T. Baramzinoi, 34, Izhevsk, 426067, Russia. E-mail: imkuzmin@gmail.com

Tonkov Leonid Evgen'evich, Candidate of Physics and Mathematics, Senior Researcher, Institute of Applied Mechanics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, ul. T. Baramzinoi, 34, Izhevsk, 426067, Russia. E-mail: tnk@udman.ru