

Study of the Flow around a Lattice of Cylinders

S.V. Guvernyuk¹, F.A. Maksimov^{1,2}

¹*Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119192, Russia*

²*Institute of Computer Aided Design, Russian Academy of Sciences,
Moscow, 123056, Russia*

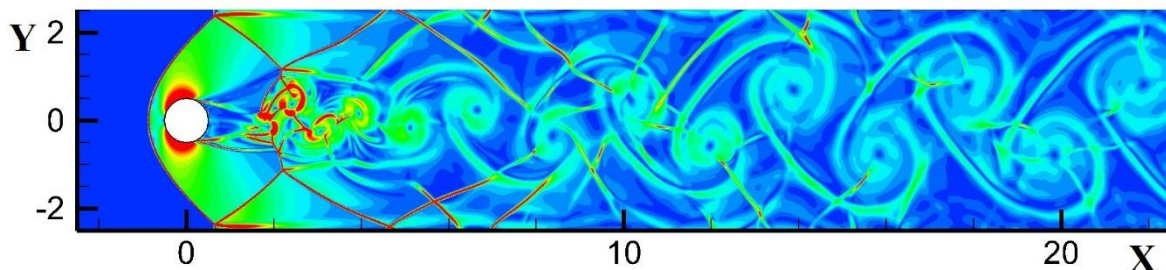
guv@imec.msu.ru, f_a_maximov@mail.ru

Abstract

The paper presents the results of numerical simulation of two-dimensional laminar flows near a regular system of cylinders, forming a plane lattice perpendicular to the velocity vector of the oncoming supersonic flow. A multi-block computing technology is applied using local curvilinear grids adapted to the surface of bodies and having finite areas of overlap with a global rectangular grid. The viscous boundary layers are resolved on the local grids using the Navier–Stokes equations. The interaction of shock-wave structures and aerodynamic wakes behind the elements of the lattice is described within the Euler equations. With a sequential increase and decrease in the Mach number of the oncoming flow, several rearrangements of the flow structure near the grid were found. A multiple hysteresis was revealed, which is expressed in the fact that the flow structure and aerodynamic loads on the lattice elements depend not only on the Mach number, but also on the history of its change.

Keywords: Navier–Stokes and Euler equations, shock-wave structures, aerodynamic wake, hysteresis, vortex structures, multiblock computing technologies.

The multi-block computing technology is used to calculate supersonic flow around a system of cylindrical rods that form a plane lattice of finite width depending on the Mach number and various scenarios of its change. Four flow patterns were revealed, the new of which was a pattern with unsteady periodic self-oscillations of the flow in the near wake behind the lattice elements (on figure). The implemented flow patterns and the boundaries of transition from one flow pattern to another depend on the pre-history of the change in the Mach number. Using the example of the flow around the finite-lattice of cylindrical rods with a permeability of 80 %, three ranges of flow ambiguity and the corresponding hysteresis of the Mach number characteristics were revealed. The first is associated with restructuring between the collective and local flow regimes of the lattice elements. The second is conditioned by the restructuring of the near wake behind the cylindrical elements as a result of interaction with local shock-wave systems from neighboring lattice elements. The third type of hysteresis is associated with the occurrence of unsteady periodic flow in the wake of the lattice elements.



УДК533.6.011.5: 533.6.011.72:519.634

Исследование обтекания решетки цилиндров

С.В. Гувернюк¹, Ф.А. Максимов^{1,2}

¹НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, Россия, Москва,
119192, Мичуринский проспект, д.1

²Институт автоматизации проектирования РАН, Россия, Москва,
123056, ул. 2-ая Брестская, д.19/18
guv@imec.msu.ru, f_a_maximov@mail.ru

Аннотация

Представлены результаты численного моделирования двумерных ламинарных течений около регулярной системы цилиндров, образующих плоскую решетку перпендикулярную вектору скорости набегающего сверхзвукового потока совершенного газа. Применена многоблочная вычислительная технология с использованием локальных адаптированных к поверхности тел криволинейных сеток, имеющих конечные области перекрытия с глобальной прямоугольной сеткой для всей расчетной области. Вязкие пограничные слои разрешаются на локальных сетках с использованием уравнений Навье–Стокса, а эффекты аэродинамической интерференции сопутствующих ударно-волновых структур между элементами решетки описываются в рамках уравнений Эйлера. В областях перекрытия сеток применяется интерполяция функций до границ перехода от одной сетки к другой. При последовательном увеличении или уменьшении числа Маха набегающего сверхзвукового потока обнаружено несколько перестроек структуры течения около решетки. Выявлен гистерезис, выражающийся в том, что структура течения и аэродинамические нагрузки на элементы решетки зависят не только от величины, но и от предыстории изменения числа Маха.

Ключевые слова: многоблочная вычислительная технология, уравнения Навье–Стокса, уравнения Эйлера, ударно-волновые структуры, аэродинамический след, гистерезис.

1. Введение

Сверхзвуковое обтекание тел с проницаемыми экранами (решетчатыми, пористыми, перфорированными) представляет интерес в ряде технических приложений [1–3]. В случае достаточно разреженных решетчатых экранов возникает сложная картина интерференции локальных скачков уплотнения между собой и с неоднородными областями ближнего аэродинамического следа за элементами решетки, причем для определенных сочетаний параметров задачи возможна неединственность конфигурации этих картин [4–6]. Сверхзвуковое обтекание решетки цилиндров представляет также самостоятельный интерес как модельная задача, на примере которой удобно исследовать взаимосвязь внешнего крупномасштабного и локального пристеночного течений около разнообразных распределенных систем тел, например, систем разлетающихся твердых частиц и т.п. [4].

Существование двух разных течений при одинаковом наборе определяющих параметров, как правило, означает гистерезисное поведение зависимости характеристик течения от этих параметров. В [5] отмечен гистерезис структуры течения за бесконечной решеткой цилиндров в условиях, когда одинаково возможны как регулярная, так и маховская схемы пересечения косых скачков уплотнения, распространяющихся от соседних элементов решетки. В [6] исследованы переходные явления при непрерывном увеличении и уменьшении степени разреженности решетки в условиях сверхзвукового обтекания с фиксированным числом

Маха $M = 6$. Идентифицированы два типа гистерезиса: первый тип связан с разрушением коллективного обтекания элементов решетки, второй – с перестройкой ближнего следа за элементами решетки в результате воздействия локальных ударных волн от соседних элементов решетки. В данной работе, являющейся продолжением исследования [7], рассматривается обтекание решетки с фиксированной степенью разреженности $\sigma = 80\%$ при непрерывном увеличении и уменьшении числа Маха набегающего потока. Выполненные в [7] расчеты конечной решетки из 10 цилиндров дополнены расчетами бесконечной решетки. В этом случае становится возможным использовать условия периодичности, что позволяет значительно уменьшить физический размер расчетной области и при сопоставимых вычислительных ресурсах уменьшить размеры расчетных ячеек, повышая уровень детализации и точность решения задачи.

2. Постановка задачи

Рассматривается установившееся обтекание равномерным сверхзвуковым потоком вязкого совершенного газа плоской решетки в виде пучка параллельных цилиндрических стержней кругового поперечного сечения. Предполагается, что плоскость решетки перпендикулярна направлению набегающего потока, а протяженность стержней много больше ширины пучка, поэтому течение газа на конечном расстоянии спереди и позади решетчатого экрана не зависит от длины стержней и описывается системой двумерных уравнений Навье–Стокса с граничными условиями прилипания на поверхности элементов решетки.

Определяющими безразмерными параметрами задачи являются: число Маха M набегающего потока; число Рейнольдса Re , вычисленное по диаметру стержня d ; показатель адиабаты γ (отношение теплоемкостей газа); количество n стержней в решетке и степень разреженности решетки $\sigma = 1 - d/h$ (h – шаг решетки). При малых и умеренных значениях σ характерным режимом сверхзвукового обтекания проницаемого экрана является течение с гладким отошедшим скачком уплотнения перед экраном [1, 6, 8]. При достаточно больших σ и M характерным является другой «режим B » [5, 6]. Будем именовать указанные режимы как A и B . При переходе от режима A к режиму B головная ударная волна трансформируется в систему локальных скачков уплотнения в окрестности элементов внутренней структуры решетки. Аналитический критерий перехода режимов описан в [6].

В случае режима A задача обтекания отдельного элемента решетки не может быть поставлена без учета общего количества стержней n и расположения данного элемента относительно края решетки. На режиме B обтекание большинства элементов конечной решетки носит локальный характер, не зависящий от места расположения элемента в решетке. Это позволяет перейти к пределу при $n \rightarrow \infty$ и использовать упрощенную постановку задачи о локальном обтекании любого из стержней как элемента бесконечной периодической системы цилиндров [5,6]. Далее используются обе из описанных постановок задачи.

Применяется авторская многоблочная вычислительная технология [4, 9]. На входной границе прямоугольной расчетной области перед решеткой задается постоянный сверхзвуковой поток. Боковые границы расчетной области располагаются либо на достаточно большом удалении от краев конечной решетки (в случае режима A), либо проходят по параллельным линиям между стержнями на расстоянии равном шагу решетки и на них ставятся условия пространственной периодичности течения. На поверхности цилиндров задаются условия прилипания, а также условия изотермичности. Выходная граница расчетной области располагается в области сверхзвукового следа вниз по потоку и на ней ставятся граничные условия свободного вытекания. Вязкие пограничные слои разрешаются на локальных сетках с использованием уравнений Навье–Стокса, а эффекты интерференции сопутствующих ударно-волновых структур между элементами решетки описываются в рамках уравнений Эйлера. В областях перекрытия сеток применяется интерполяция функций до границ перехода

от одной сетки к другой. В качестве характерных масштабов длины и скорости выбраны d и $U = (P/\rho)^{1/2}$, где P, ρ – давление и плотность невозмущенного потока.

Численные решения строятся методом установления при фиксированном числе Маха M . Критерием установления является выход на стационарное или периодическое по времени решение. Для учета эффекта непрерывного изменения M используется тактика пошаговой коррекции начальных условий: после установления решения при очередном фиксированном значении числа Маха, на входной границе расчетной области добавляется малое приращение ΔM и запускается новый процесс установления с текущего мгновенного состояния поля для предыдущего шага по M .

Использовались расчетные сетки со следующим распределением количества ячеек. Локальная криволинейная сетка около элементов решетки – 180×40 . Внешняя сетка около системы цилиндров в решетке конечного размера – 2000×2400 ячеек вдоль направления потока и в поперечном направлении. Внешняя сетка при постановке периодических условий для одного элемента решетки – 4000×800 , причем в этом случае размер ячейки внешней сетки в 4 раза меньше, чем при расчете обтекания решетки конечного размера.

Расчеты выполнены для фиксированных значений параметров $\gamma = 1.4$, $Re = 10^5$, $h/d = 5$ ($\sigma = 0.8$) при варьировании числа Маха в диапазоне $2 \leq M \leq 4$.

Визуализация расчетных полей течения представлена уровнями модуля градиента плотности. Области с повышенными значениями этой величины отображаются более темным цветом, что позволяет визуализировать ударные волны и контактные разрывы. На всех изображениях полей течения в данной работе используется один и тот же вариант палитры оттенков серого цвета, благодаря чему области с повышением M выглядят более темными.

3. Результаты расчетов обтекания конечной решетки

Расчеты конечной решетки выполнены для случая $n = 10$ и в предположении о симметрии обтекания, т.е. фактически рассчитывалась только половина области течения с расположенными в ней пятью цилиндрами. На рис. 1–рис. 4 приведены картины течения, полученные по первому сценарию – с последовательным увеличением числа Маха, начиная с $M = 2$.

Воспроизведены два основных режима течения. Режим *A* наблюдается при относительно малых числах Маха: $M \leq 2.4$ (рис. 1). В этом случае перед решеткой имеется гладкий отошедший скачок уплотнения, как перед сплошным экраном. Течение между этим скачком и решеткой дозвуковое, а в локальном зазоре между стержнями достигается звуковая скорость.

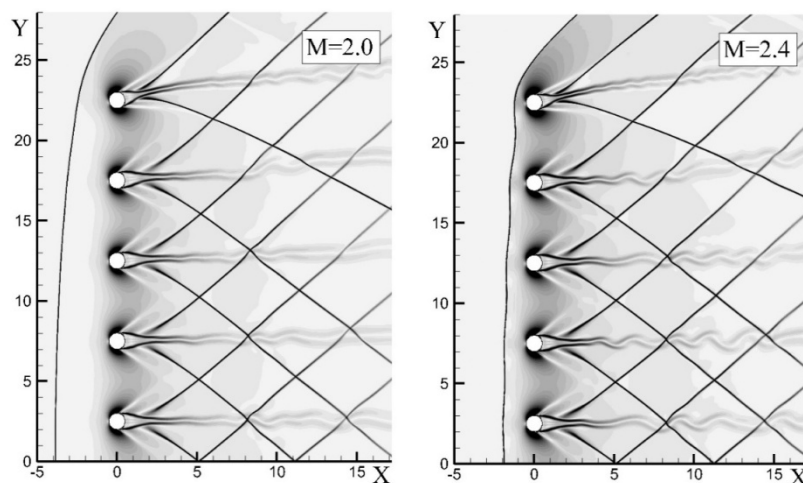


Рис. 1. Обтекание конечной решетки при увеличении M , первая схема (режим *A*)

При $M = 2.5$ происходит внезапная перестройка от режима A к режиму B с качественно иной картиной течения (рис. 2). На фронте головной ударной волны образуются точки излома характерные для маховской конфигурации ударных волн. Отраженные ударные волны взаимодействуют с областями ближнего следа за элементами решетки, что приводит к повышению давления в донной области, в результате чего зона отрывного течения за цилиндрами приобретает качественно другой вид (что было отмечено в [6]).

Сформировавшийся при $M = 2.5$ режим течения B сохраняется в диапазоне $2.5 \leq M \leq 2.7$ и характеризуется тем, что все элементы решетки, за исключением крайних, обтекаются практически одинаково, отрывные зоны за цилиндрами квазистационарны и след за решеткой в целом имеет достаточно регулярный вид.

С увеличением числа Маха отраженные ударные волны смещаются вниз по потоку, а длина областей отрыва за цилиндрами возрастает. Однако при достижении значения $M = 2.8$ течение со стационарной отрывной зоной за каждым цилиндром и регулярным следом (как на рис. 2) разрушается. По всей видимости, при достаточно большом продольном размере отрывной области за телом не обеспечивается устойчивый стационарный баланс потоков массы и импульса в локальные области отрыва за цилиндрами, что приводит к возникновению автоколебаний зон отрыва и к изменению структуры течения (рис. 3). Данный нестационарный режим течения качественно сохраняется для всех внутренних элементов решетки при $2.8 \leq M \leq 3.5$. При этом визуализированные следы за элементами решетки выглядят как вихревая дорожка Кармана, однако следует иметь в виду, что это происходит на фоне в целом сверхзвукового течения позади решетки.

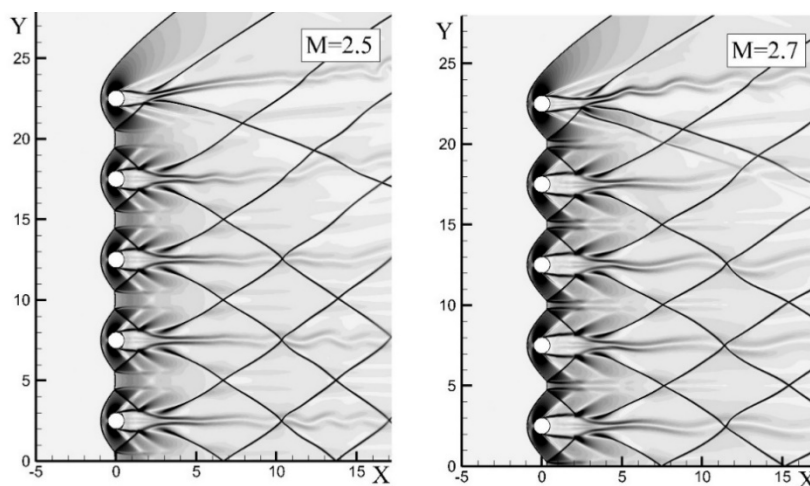


Рис. 2. Обтекание конечной решетки при увеличении M , вторая схема (режим B)

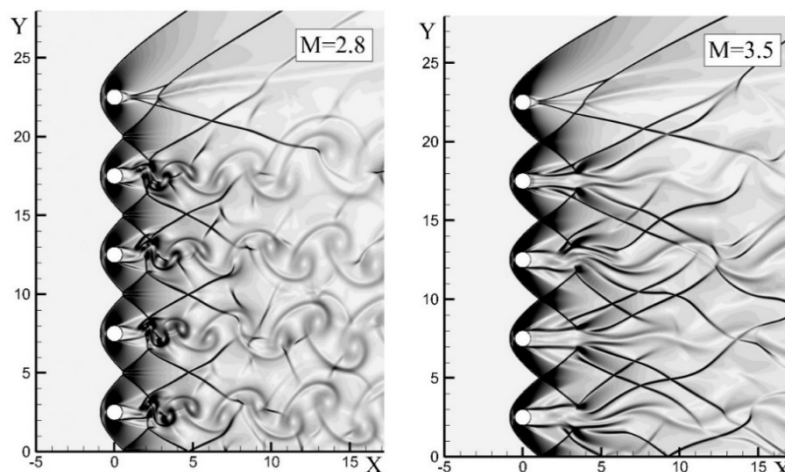


Рис. 3. Обтекание конечной решетки при увеличении M , третья схема (режим B)

При $M = 3.6$ около одного из внутренних элементов решетки (на рис. 4 это второй элемент от плоскости симметрии) отрывная зона резко сократилась и стала такой же, как около крайнего элемента. При $M = 4.0$ то же самое произошло уже около всех элементов, кроме ближайшего к плоскости симметрии (рис. 4). Наконец, при $M = 4.5$ все элементы решетки обтекаются без взаимного влияния друг на друга, и локальное течение становится таким же, как около одиночного цилиндра в сверхзвуковом потоке. Аналогичное обтекание решетки получилось и при $M = 4.0$, когда в качестве начального поля было взято всюду однородное поле набегающего потока (рис. 5).

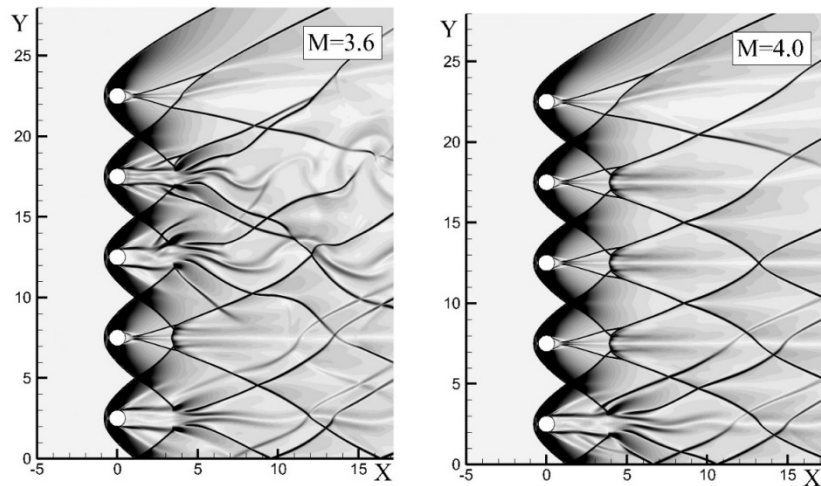


Рис. 4. Обтекание конечной решетки при увеличении M (частичный переход к четвертой схеме)

Далее на рис. 5 и рис. 6 представлены примеры результатов расчетов, выполненных по второму сценарию – при постепенном уменьшении M от 4 до 2. Все описанные выше четыре режима обтекания решетки наблюдались и в этом случае, но при некотором сдвиге границ перехода от одного режима к другому. В диапазоне $4.0 \geq M \geq 3.2$ реализуется схема течения без влияния соседних элементов на обтекание друг друга (рис. 5). Ударные волны от соседних элементов решетки попадают лишь на сверхзвуковую часть следов, что влияет на характеристики течения вниз по потоку, но не изменяет локальное обтекание самих элементов.

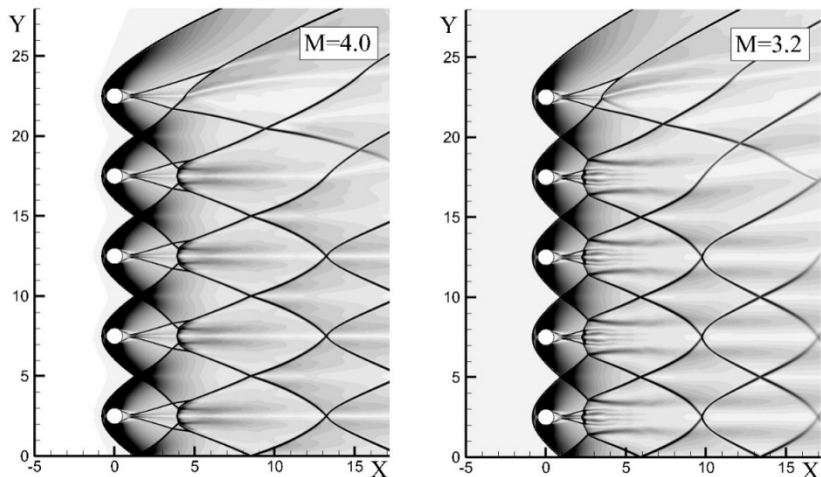


Рис. 5. Обтекание конечной решетки при уменьшении M , четвертая схема (режим B)

При $3.1 \geq M \geq 2.6$ наблюдается схема течения с нестационарным вихревым следом за цилиндрами и с существенным влиянием их интерференции на параметры локальных отрывных течений в донной области за элементами решетки (рис. 6).

При $2.5 \geq M \geq 2.3$ течение в донной области за цилиндрами стабилизируется, при этом протяженность зоны отрывного течения по сравнению с другими режимами anomalно большая (рис. 6) и донное давление на элементах решетки повышенное. Последнее означает понижение аэродинамического сопротивления элементов. При $2.2 \geq M \geq 2.0$ обтекание решетки возвращается на режим *A* (как на рис. 1).

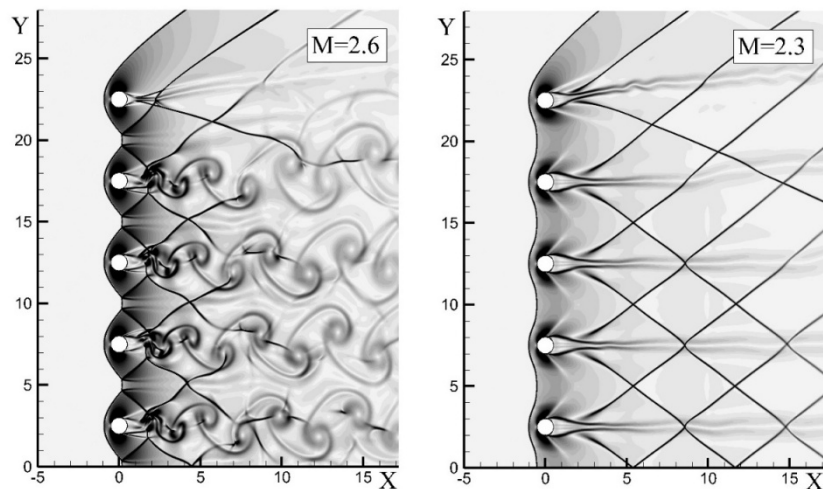


Рис. 6. Обтекание конечной решетки при уменьшении M с переходом от режима *B* к режиму *A*

Следует подчеркнуть, что при обоих рассмотренных сценариях изменения M , переход от одной схемы обтекания решетки к другой происходит пороговым образом и так, что есть области значений M , при которых могут существовать разные схемы обтекания, а отбор реализующейся схемы обтекания определяется предысторией изменения M .

Схемы обтекания влияют на аэродинамическое сопротивление решетки F_x . По результатам расчетов получена оценка средних значений коэффициента аэродинамического сопротивления $C_x = F_x / (0.5\gamma PM^2 S)$ решетки; здесь S – площадь миделя. Зависимость $C_x = f(M)$ представлена на рис. 7, *a* в виде графика для коэффициента аэродинамического сопротивления цилиндра в центральной части решетки. Линия 1 соответствует первому сценарию (с последовательным увеличением M), линия 2 – второму сценарию (с уменьшением M). В соответствии с четырьмя качественно различными схемами течения реализуются четыре уровня значений коэффициента сопротивления, переходы между которыми характеризуются тремя интервалами двужначности решения.

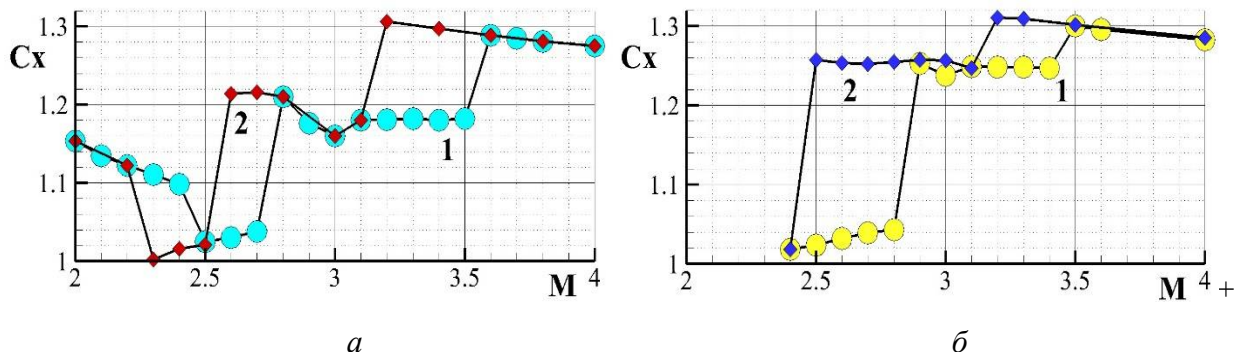


Рис. 7. Зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления элемента решетки от числа Маха: *a* – для конечной решетки; *б* – для бесконечной решетки (линии 1 – при последовательном увеличении числа M , линии 2 – при уменьшении)

4. Результаты расчетов обтекания бесконечной решетки

Как отмечалось выше, предельный переход от конечной к бесконечной решетке возможен только для режима *B*. По сути, это переход к расчету одного элемента решетки с условиями периодичности на боковых границах. Это позволяет значительно уменьшить расчетную область и повысить качество описания решения за счет увеличения густоты сеток.

На рис. 8 представлена серия результатов расчета для одного элемента решетки с условиями периодичности на боковых границах (набегающий сверхзвуковой поток всюду направлен слева направо). Верхняя и нижняя границы расчетной области проходят посредине между соседними цилиндрами и на них выполняется условие периодичности.

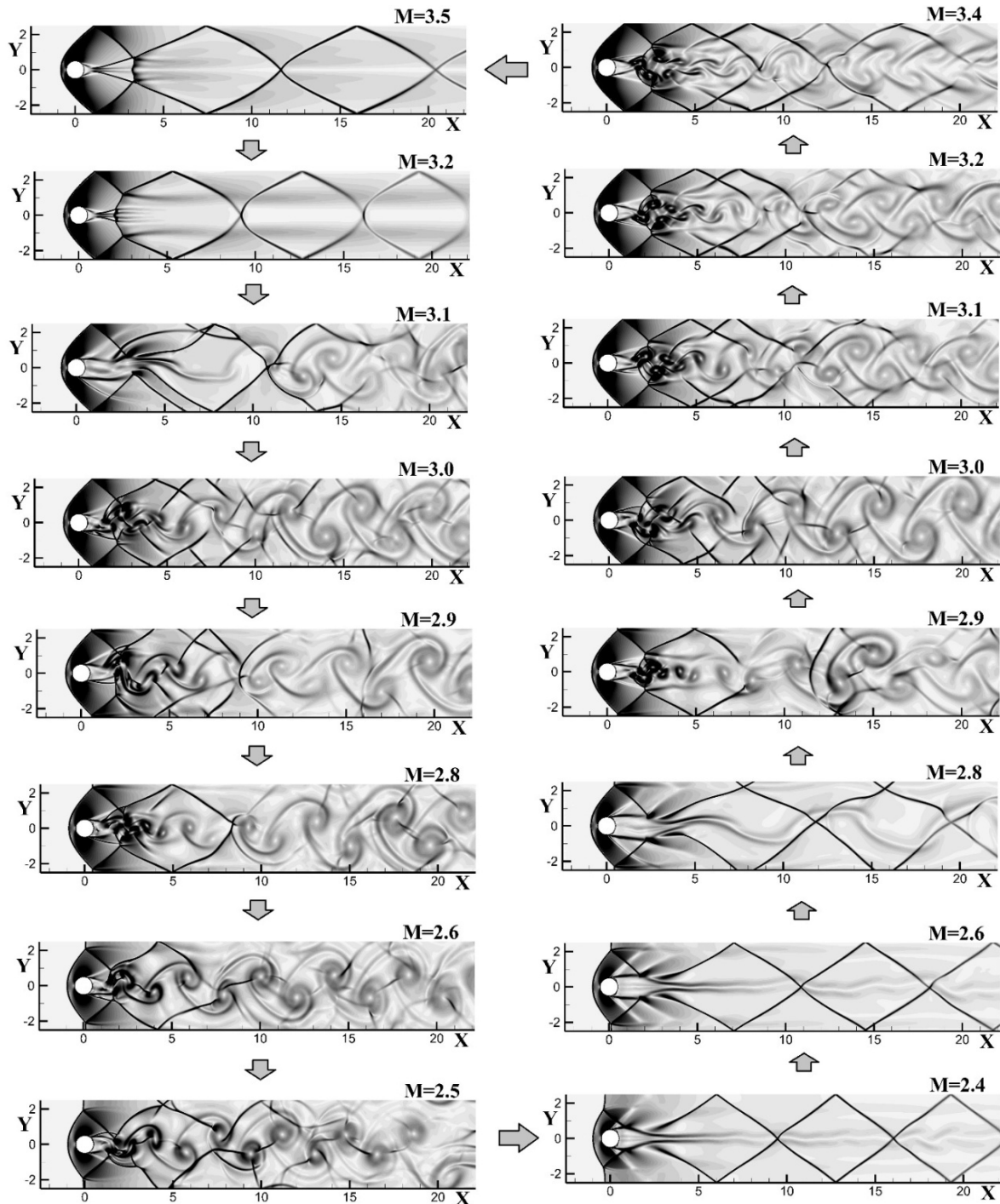


Рис. 8. Многообразие последовательных структур течений при непрерывном уменьшении и увеличении числа Маха

Аналогично, как и в расчете конечной решетки на режиме B , наблюдается три качественно различных схемы течения. Среди них выделяется схема с колебаниями области ближнего следа, приводящими к образованию вниз по потоку характерных структур типа вихревой дорожки Кармана. Возбуждение этих колебаний происходит в результате сложного взаимодействия локальной отрывной зоны за цилиндрическим элементом с ударными волнами от соседних элементов решетки (см. рис. 8). Перестройка от одной схемы течения к другой также зависит от направления изменения числа Маха набегающего потока. В результате, при одних тех же значениях определяющих параметров задачи, могут существовать разные схемы обтекания элемента бесконечной решетки.

Зависимости коэффициента сопротивления C_x элемента бесконечной решетки от числа Маха приведены на рис. 7, б (в случаях нестационарной схемы течения дается осредненное значение C_x). Реализуются три уровня значений C_x , соответствующие трем качественно различными схемами течения, переходы между которыми содержат интервалы двузначности решения.

Результаты расчетов обтекания системы элементов конечной решетки на режиме B и обтекания одного элемента с условиями периодичности для бесконечной решетки качественно не отличаются. Но по оценке границ гистерезиса и величине аэродинамического сопротивления на режиме с образованием нестационарной дорожки в следе есть некоторые отличия (см. рис. 7, а и б). Эти отличия могут быть обусловлены фактически разными уровнями разрешения расчетной сетки в разных моделях. Но могут объясняться и влиянием крайнего элемента в решетке конечного размера. В этом случае граничные условия периодичности могут снижать разнообразие возможных сочетаний схем обтекания систем элементов конечной решетки на режиме B .

Для схем течения с когерентными вихревыми структурами в следе за цилиндрическим элементом бесконечной решетки (см. рис. 8) представляет интерес оценка характерных частот. Частота поперечных колебаний отрывной области ближнего следа совпадает с частотой возникновения вихревых сгустков, которые затем сносятся вниз по потоку, образуя в сверхзвуковом следе характерную шахматную дорожку, напоминающую классическую дорожку Кармана за цилиндром в несжимаемой жидкости. Безразмерный период этих колебаний монотонно зависит от числа Маха. Соответствующее число Струхалия, вычисленное по диаметру цилиндра и скорости невозмущенного набегающего потока, равно $Sh = \tau^{-1} \gamma^{-0.5} M^{-1}$. При $M = 2.6$ получено $Sh = 0.172$; при $M = 2.8$ $Sh = 0.262$; при $M = 3$ $Sh = 0.160$. Колебания отрывной области за элементом решетки порождают колебания коэффициента аэродинамического сопротивления C_x с периодом 0.5τ . В размерном виде частота колебаний коэффициента сопротивления равна $2U d^{-1} M \gamma^{0.5} Sh$.

5. Заключение

Многоблочная вычислительная технология применена для расчета сверхзвукового обтекания системы цилиндрических стержней, образующих плоскую решетку конечной и бесконечной ширины в зависимости от числа Маха при различных сценариях его изменения. По результатам расчетов решетки конечного размера выявлены четыре схемы течения, новой из которых является схема с нестационарными периодическими автоколебаниями течения в ближнем следе за элементами решетки. Реализуемая схема течения и границы перехода режимов зависят от предыстории изменения числа Маха. Фактически, при обтекании решетки цилиндрических стержней при непрерывном изменении числа Маха есть три области неоднозначности течения и гистерезиса. Первый связан с перестройкой коллективного обтекания элементов решетки. Второй – обусловлен возникновением нестационарного периодического течения в следе за элементами решетки. Третий тип гистерезиса связан с перестройкой ближнего следа за цилиндрическими элементами в результате взаимодействия с локальными ударно-волновыми системами от соседних элементов решетки.

Благодарности и ссылки на гранты

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-01-00242) и частично в рамках государственного задания ИАП РАН. Расчеты проводились на МВС-100К МСЦ РАН.

Литература

1. Гувернюк С.В. О гиперзвуковом обтекании тел с сетчатыми экранами / Газовая и волновая динамика. Вып. 4. – М.: Айрис-пресс. -2005. -С. 236–242.
2. Фомин В.М., Миронов С.Г., Сердюк К.М. Снижение волнового сопротивления тел в сверхзвуковом потоке пористыми материалами // Письма ЖТФ. -2009. -Т.35. -Вып.3. -С.39–45.
3. Кириловский С.В., Маслов А.А., Миронов С.Г., Поплавская Т.В. Применение скелетной модели высокопористого ячеистого материала для моделирования сверхзвукового обтекания цилиндра с передней газопроницаемой вставкой //Изв. РАН, МЖГ. -2018. -№3. -С.78–86.
4. Максимов Ф.А. Сверхзвуковое обтекание системы тел // Компьютерные исследования и моделирование. -2013. -Т.5. -№ 6. -С.969–980.
5. Кудрявцев А.Н., Эпштейн Д.Б. Явление гистерезиса при обтекании системы цилиндров сверхзвуковым потоком //Изв. РАН, МЖГ. -2012. -№3. -С.122–131.
6. Гувернюк С.В., Максимов Ф.А. Сверхзвуковое обтекание плоской решетки цилиндрических стержней // ЖВММФ. -2016. -Т.56. -№6. -С.1025–1033.
7. Гувернюк С.В., Максимов Ф.А. Гистерезис по числу Маха при обтекании решетки из цилиндрических стержней / В сб.: Механика композиционных материалов и конструкций, сложных и гетерогенных сред. Сб. тр. 8-й Всероссийской научной конференции с международным участием им. И.Ф. Образцова и Ю.Г. Яновского. 2019. С. 127–133.
8. Гувернюк С.В., Савинов К.Г., Ульянов Г.С. Сверхзвуковое обтекание затупленных перфорированных экранов // Изв. АН СССР, МЖГ. -1985. -№1. -С.143–149.
9. Максимов Ф.А., Шевелев Ю.Д. Моделирование обтекания проницаемых поверхностей // Математическое моделирование. -2018.-№11. -С.127–144.

Статья поступила в редакцию 14 октября 2019г.