

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУЙНЫХ ЗАДАЧ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ

О. М. БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ

(Москва)

В связи с широким использованием в авиационно-космической технике струйных течений газа моделирование таких явлений представляет большой практический интерес. Сюда, в частности, относятся и течения со «вдувом», когда с поверхности тела в основной поток «выдуваются» струи разной интенсивности, резко изменяющие общую конфигурацию (а следовательно, и характеристики) течения. Так, при гиперзвуковом обтекании летательных аппаратов в плотных слоях атмосферы под действием интенсивного лучистого теплового потока лобовая поверхность затупленного тела подвержена мощному нагреву и вследствие этого разрушению. Продукты разрушения теплозащитного покрытия, поступающие в ударный слой, существенно изменяют условия теплообмена вблизи поверхности. Процесс абляции теплозащитного покрытия можно приближенно моделировать распределенным вдувом газа (искусственный вдув, а не испарение теплозащитного покрытия), термодинамические и оптические свойства которого совпадают с соответствующими свойствами воздуха.

Указанный класс задач (в общем случае пространственных) характеризуется разнообразными режимами течения, ярко выраженной нестационарностью, большими деформациями и перемещениями среды, наличием областей турбулентности и сложным механизмом взаимодействия в зоне возмущения.

Широкий круг исследований в этой области был проведен Всеволодом Сергеевичем Авдуевским ([¹⁻³] и др.). Применительно к проблеме аэродинамического нагрева при обтекании тел сложной формы гиперзвуковым потоком газа В. С. Авдуевским была поставлена и успешно решена задача о распределении тепловых потоков по поверхности таких тел. Им были выявлены автомоделльные режимы течения и с использованием интегрального метода решения уравнений пограничного слоя установлены обобщенные законы теплообмена. Введенное В. С. Авдуевским понятие «эффективной длины» позволило разработать эффективные инженерные методы, позволяющие рассчитывать теплообмен на телах произвольной формы вдоль линий тока идеальной жидкости с учетом сжимаемости, диссоциации, ионизации, энтропийного эффекта.

Фундаментальные исследования были проведены В. С. Авдуевским в области трехмерного взаимодействия ударных волн с пограничным слоем, происходящего при обтекании сверхзвуковым потоком выступающих элементов на поверхности тел или поперечных струй. Им выявлены новые физические эффекты, такие, как возникновение сверхзвуковых скоростей в зоне отрыва, появление резких максимумов давления и теплового потока на поверхности; сформулированы критерии отрыва пограничного слоя.

Анализируя проблему уноса массы теплозащитных материалов в процессе аэродинамического нагрева, В. С. Авдуевский рассмотрел влияние вдува газообразных продуктов уноса на теплообмен и трение в пограничном слое. Им были построены обобщенные критериальные зависимости, характеризующие снижение коэффициентов теплообмена при вдуве через поверхность тела газов с различными физическими свойствами.

В работах В. С. Авдуевского выявлены основные законы расширения и газодинамическая структура вязких сверхзвуковых газовых струй, истекающих в слутный поток малой плотности, сформулированы определяющие критерии. Исследованы вопросы силового и теплового взаимодействия при натекании струи на плоскую поверхность, установлены характерные режимы обтекания.

Широкое внедрение электронно-вычислительной техники и методов численного моделирования в практику прикладных исследований позволяет изучать класс струйных течений при весьма общих предположениях. Такого рода задачи требуют разработки, вообще говоря, специфических подходов. Возможно, естественно, проводить

вычисления в областях с достаточно гладким изменением функций с предварительным выделением (и формулировкой на них соответствующих краевых условий) зон больших градиентов и поверхностей разрыва. В более общих случаях предпочтительнее, на наш взгляд, использовать при расчетах таких явлений нестационарные однородные численные схемы сквозного счета, позволяющие по единому алгоритму проводить вычисления во всей области возмущения. При этом, однако, некоторые тонкие структуры течения могут быть «замазаны», но, видимо, только таким путем удастся получить общую картину течения в целом. Можно полагать, что для данного класса задач малые (локальные) структуры потока не будут сильно влиять на общие характеристики течения.

Далее остановимся на двух совершенно различных численных моделях (стационарной и нестационарной), применяемых для исследования широкого круга струйных задач.

Здесь не будут, естественно, выписываться сами численные схемы (они приводятся в цитируемой литературе), а будут подчеркнуты лишь особенности каждого из подходов и приведены примеры, иллюстрирующие их возможности.

1. Первое направление, разрабатываемое М. М. Голомазовым и А. П. Зюзиным, основано на использовании стационарных методик [4-8], применение которых оправдано для определенного класса задач и режимов. Поверхности разрывов здесь выделяются заранее, и это позволяет более детально изучить некоторые особенности потока. Основное преимущество таких подходов заключается в их экономичности. Алгоритмы допускают реализацию на ЭВМ средней мощности, причем удается исследовать структуры и пространственно-трехмерных течений. Все это представляется особенно важным при проведении серийного (параметрического) счета в условиях прикладных НИИ и КБ.

Построение стационарных моделей указанного типа проводится на базе методов интегральных соотношений [4] и прямых [5]. Отличительные особенности таких подходов хорошо известны. Это рациональный выбор расчетной сетки (в общем случае криволинейной); консервативность и дивергентность получаемых систем аппроксимирующих уравнений (дифференциально-консервативные схемы); представление слабоизменяющихся «комплексов» функций (что позволяет использовать сравнительно небольшое число узлов интерполяции) и т. д.

С помощью указанных методик успешно моделировались такие струйные явления, как задачи о взаимодействии сверхзвуковой струи с преградой, струйное обтекание пространственных тел при наличии вдува и т. п. Расчет таких задач представляет большие трудности главным образом из-за наличия сложного механизма взаимодействия, образования различного рода особенностей в зоне возмущения (ударные волны, контактные поверхности), нелинейности и многомерности указанных явлений. В [6] представлен численный метод расчета трехмерных струйных течений и его приложений к различным задачам аэрогазодинамики летательных аппаратов.

Рассмотрим в качестве примера пространственное сверхзвуковое движение затупленного тела сложной формы в неоднородном потоке газа (струйное обтекание), с поверхности которого происходит вдув струи в основной поток. Решение ищется в области влияния затупления, ограниченной ударной волной, контуром тела и некоторой граничной поверхностью, в качестве которой может быть взята предельная характеристическая поверхность. Прежде чем аппроксимировать уравнения газовой динамики, удобно от сферических координат перейти к регулярной расчетной сетке ξ, η, ν , где

$$\xi = \frac{R - R_T(\varphi, \theta)}{R_B(\varphi, \theta) - R_T(\varphi, \theta)}, \quad \eta = \frac{\varphi}{\varphi_T(\xi, \theta)}, \quad \theta = \theta$$

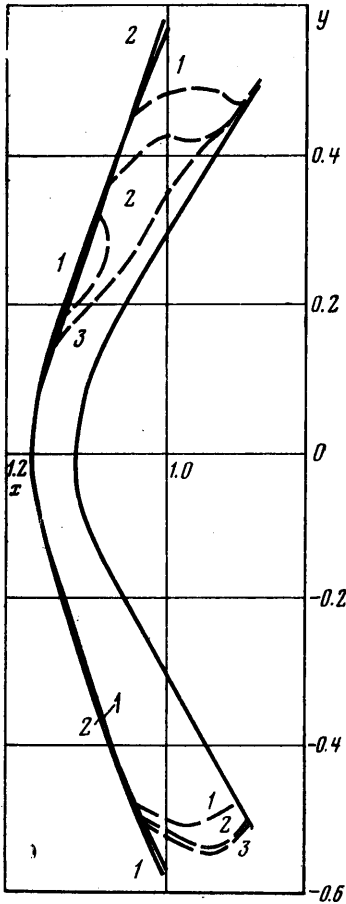
Здесь $R = R_T(\varphi, \theta)$ — уравнение поверхности тела, $R = R_B(\varphi, \theta)$ — уравнение поверхности ударной волны, $\varphi = \varphi_T(\xi, \nu)$ — уравнение граничной поверхности.

Исходная система уравнений Эйлера аппроксимируется по направлению ν тригонометрическими полиномами, узлы которых расположены на k меридиональных плоскостях. В каждой меридиональной плоскости функции аппроксимируются (по переменной η) трехточечными полиномами Лагранжа. В результате получаем аппроксимирующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений, которая и интегрируется по переменной ξ в меридиональных плоскостях от ударной волны до поверхности

тела. Краевая задача является полностью замкнутой и решается методом Ньютона [6].

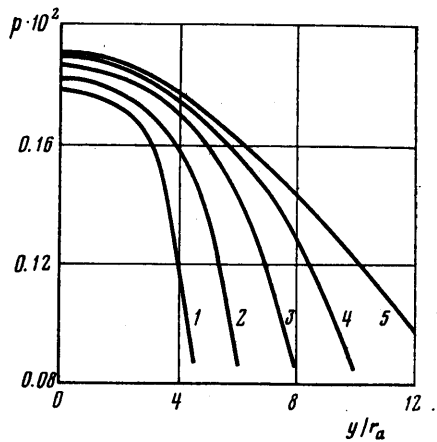
С помощью представленной численной схемы расчета проводились параметрические исследования широкого класса задач трехмерного обтекания летательных аппаратов различной формы и на основе численного эксперимента был обнаружен и исследован целый ряд новых интересных физических явлений.

На фиг. 1 представлены результаты расчета затупленного по сфере конуса (с полууглом раствора $\theta_k=60^\circ$) под различными углами атаки α при числе Маха набегающего потока $M_\infty=10$ и показателя адиабаты $\kappa=1,4$; линиям 1-3 соответствуют значения $\alpha=0; 5; 6.25^\circ$. При $\alpha=5^\circ$ на подветренной стороне конуса видны две звуковые линии (штриховые линии), одна из которых ограничивает дозвуковую область, а другая выделяет локальную сверхзвуковую зону в области ударной волны. При углах атаки $\alpha=0$ и 6.25° звуковая линия является единственной. В этом интервале значений α происходит зарождение местной сверхзвуковой зоны и ее слияние со сверхзвуковой частью течения в ударном слое. Зарождению местной сверхзвуковой зоны предшествует образование перегиба ударной волны в до-



Фиг. 1

звуковой части потока, что в свою очередь приводит к немонотонности в распределении давления вдоль ударной волны. Параметрические исследования показали, что образование местных сверхзвуковых зон происходит в узком диапазоне углов атаки $3^\circ < \alpha < 6^\circ$ при числах Маха набегающего потока $M_\infty > 7$.



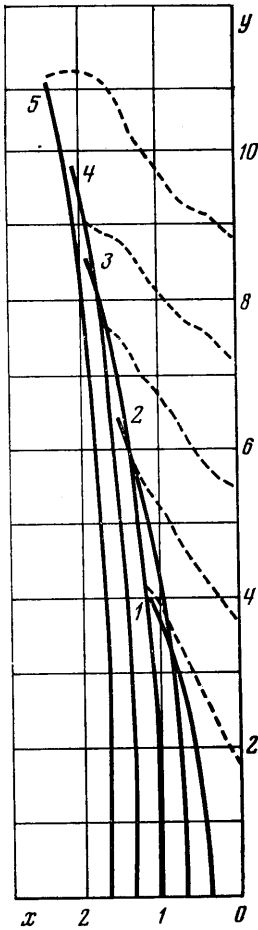
Фиг. 2

Когда затупленное тело помещается в неравномерный сверхзвуковой поток, каким является свободно расширяющаяся струя, обнаруживаются целый ряд отличительных особенностей по сравнению с равномерным обтеканием. На фиг. 2 даны графики распределения давления по торцу цилиндра, ось которого совпадает с осью струи, расположенного на расстоя-

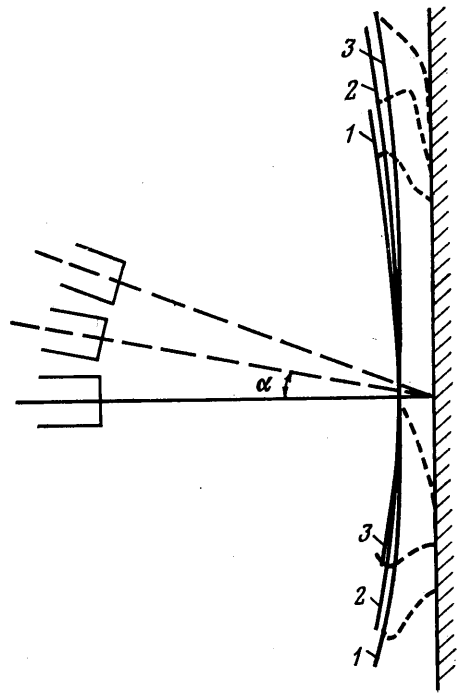
нии $x_0 = 25r_a$ от среза сопла (r_a — радиус сопла, $M_a = 2$ — число Маха на срезе сопла, $\kappa_a = 1.4$ — показатель адиабаты, $\theta_a = 10^\circ$ — половина угла раствора сопла). Кривым 1–5 на фигуре соответствуют следующие значения безразмерного радиуса сопла R_M : 4.6, 6.1, 8.1, 10.1, 12.1. При увеличении толщины тела изменяется не только распределение давления, но и величина давления торможения (что связано с изменением отхода волны и, следовательно, с изменением условий перед прямым скачком). При дальнейшем увеличении радиуса цилиндра распределение давления по торцу в дозвуковой области течения остается неизменным и совпадает с данными при $R_M = 12.1r_a$ (звуковая точка здесь сползает со скругленной кромки на торец цилиндра и имеет постоянную координату $y_* = 12.1r_a$).

Указанное явление представляет определенный практический интерес при изучении динамических и тепловых характеристик аппарата.

На фиг. 3 представлена картина взаимодействия струи $M_a = 4.54$, $\kappa_a = 1.26$, $\theta_a = 10^\circ$ с плоской преградой, расположенной перпендикулярно оси струи на разных расстояниях от среза сопла;



Фиг. 3

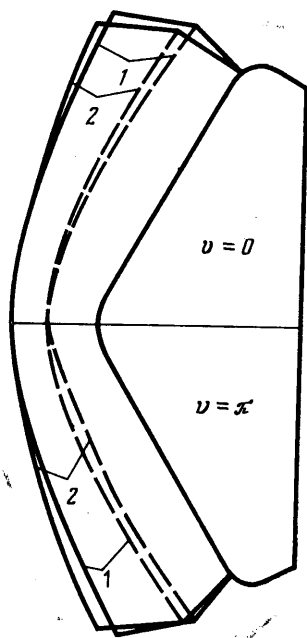


Фиг. 4

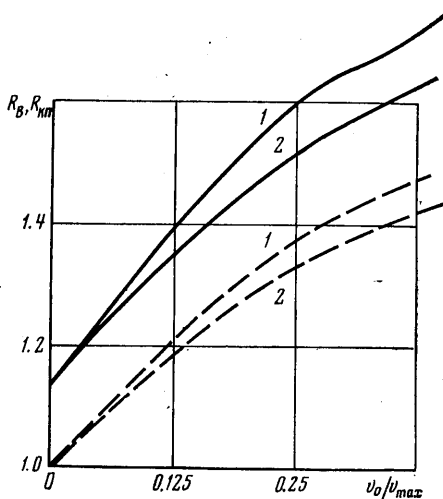
ударные волны показаны сплошными, звуковые линии — штриховыми линиями. Линиям 1–4 соответствуют безразмерные расстояния от среза сопла, равные $x_0 = 5, 10, 15, 25$. Характерным здесь является образование ударной волны, а также изменение формы и положения звуковой линии, которая ограничивает дозвуковую область течения. При приближении преграды к срезу сопла звуковая линия становится все более прямой, а протяженность ее вдоль поверхности преграды возрастает, несмотря на со-

кращение размеров дозвуковой зоны в ударном слое. Относительная протяженность звуковой линии резко возрастает при малых расстояниях от среза сопла и при $x_0=5r_a$ длина звуковой линии превышает расстояние от оси струи до звуковой точки на преграде (что порождает трудности при расчете течения в ударном слое).

Когда ось струи не совпадает с нормалью к поверхности преграды, течение в ударном слое становится трехмерным. Плоскость, проведенная через ось струи и ее проекцию на плоскую преграду, является плоскостью симметрии течения. На фиг. 4 представлена картина течения в этой плоскости для случая $M_a=4.54$, $\kappa_a=1.26$, $\theta_a=10^\circ$, $x_0=25r_a$ для различных углов разворота сопла $\alpha=0, 10^\circ, 20^\circ$ (линии 1-3 соответственно). При изменении угла наклона картина течения становится существенно пространственной за счет разного характера взаимодействия на наветренной (верхней) и подветренной сторонах преграды и из-за неравномерного



Фиг. 5



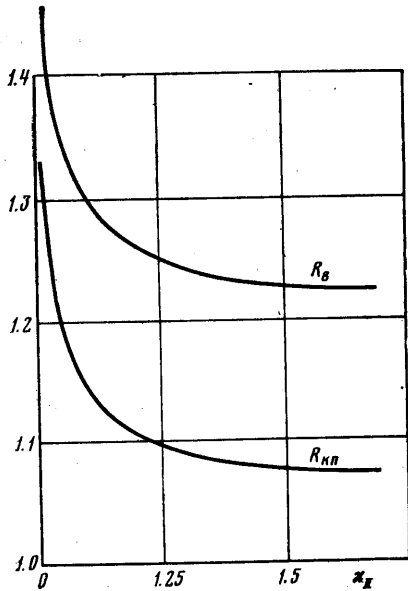
Фиг. 6

смещения звуковых точек (и звуковых линий) на теле и ударной волне. Несмотря на неравномерность распределения параметров в струе, при изменении угла α в исследованном диапазоне ($0 < \alpha < 20^\circ$) давление торможения и значение энтропийной функции на преграде остается постоянным. Этот факт является тем более неожиданным, что при трехмерном случайном обтекании тел конечных размеров давление торможения существенно меняется.

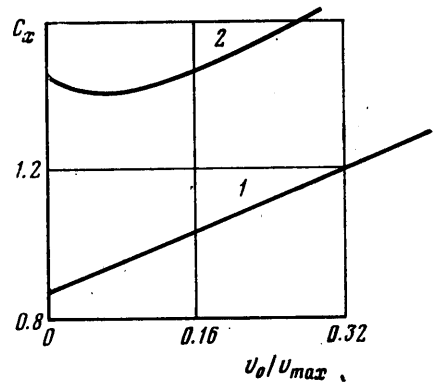
Наиболее сложным является численное исследование полей течения при образовании газодинамических поверхностей разрыва внутри расчетной области. Наличие разрыва в области возмущения требует более детального построения решения. На фиг. 5 приведена физическая картина обтекания конуса ($M_\infty=10$, $\theta_a=60^\circ$), с поверхности которого происходит равномерный распределенный вдув газа в основной поток, для $\alpha=0$ и 5° (линии 1, 2 соответственно). Область решения состоит из ударного слоя (между отошедшей ударной волной и контактной поверхностью) и слоя вдуваемых газов (между контактной поверхностью и поверхностью тела), ударные волны показаны сплошными, контактные поверхности — штриховыми линиями. Видно, что при изменении угла атаки деформируется как

ударный слой, так и слой вдуваемых газов, и течение в этих двух областях становится трехмерным. Следует отметить, что в данной задаче параметрами, определяющими структуру течения, являются также условия вдува газа с поверхности тела: величина скорости вдува v_0 , закон ее распределения по поверхности тела и показатель адиабаты κ_{II} вдуваемого газа. В рассматриваемом случае $v_0=0.1$, $\kappa_I=\kappa_{II}=1.4$.

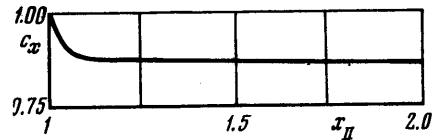
На фиг. 6 приведена зависимость координат контактной поверхности $R_{кп}$ (штриховые линии) и ударной волны R_B (сплошные линии) от ско-



Фиг. 7



Фиг. 8



Фиг. 9

рости v_0 при обтекании сферы радиуса $R_c=1$ с параметрами потока $M_\infty=10$, $\kappa=1.4$ для двух случаев распределения скорости: $v_0(\varphi)=v_0(0)$ — равномерный вдув (линии 1) и $v_0(\varphi)=v_0(0)\cos\varphi$ — неравномерный вдув (линии 2). Видно, что закон распределения скорости v_0 оказывает небольшое влияние на толщину слоя вдуваемых газов и не сказывается практически на характере зависимости R_B и $R_{кп}$ от скорости вдува v_0 (которая является линейной до значения $v_0\approx 0.2v_{max}$).

Зависимость координат поверхностей разрыва от типа вдуваемого газа (κ_{II}), представленная на фиг. 7 для $M_\infty=10$, $\kappa_I=1.4$, $v_0=0.05\cos\varphi$, $R_c=1$ имеет уже другой характер. Прежде всего видно, что показатель адиабаты вдуваемых газов практически не влияет на величины R_B и $R_{кп}$ в интервале $1.3<\kappa_{II}<1.67$, т. е. картина течения не изменяется при вдуве одно-, двух- и трехатомного газов. Существенное влияние начинается лишь при $\kappa_{II}<1.2$.

Интересным представляется также влияние значений v_0 и κ_{II} на суммарные аэродинамические характеристики, в частности на коэффициент сопротивления C_x . На фиг. 8 представлена зависимость C_x от скорости вдува v_0 для сферы и конуса $\theta_k=60^\circ$ (линии 1, 2 соответственно). Если для сферы эта зависимость носит линейный характер, то для конуса коэффициент сопротивления сначала падает, достигая минимума при $v_0\approx 0.08V_{max}$, а затем возрастает (практически линейно) с $v_0=0.15V_{max}$, как и для сфе-

ры. Указанное явление происходит из-за перераспределения давления по поверхности конуса при наличии вдува газа с его поверхности. Фигура 9 иллюстрирует закон изменения C_x сферы от показателя адиабаты вдуваемого газа κ_{II} . Заметное влияние κ_{II} на величину C_x обнаруживается только при $\kappa_{II} < 1.1$.

2. Второе направление исследования связано с изучением нестационарных задач со вдувом, которое проводится Ю. М. Давыдовым, В. П. Скотниковым и В. Н. Фёминым с помощью метода «крупных частиц» [9-13 и др.]. Такой подход кажется особенно оправданным, когда в районе взаимодействия струи с набегающим потоком не наблюдается установления, и картина течения имеет ярко выраженный нестационарный (а в ряде случаев и турбулентный) характер. По мере увеличения интенсивности вдува течение стабилизируется и после превышения некоторых критических параметров струи становится стационарным. В расчетах, результаты которых приводятся ниже, параметры струи были такими: $M_c = 1.0$, $\rho_c = 2.9$, $u_c = -1.0$, $v_c = 0$. При этих параметрах структура потока была устойчива.

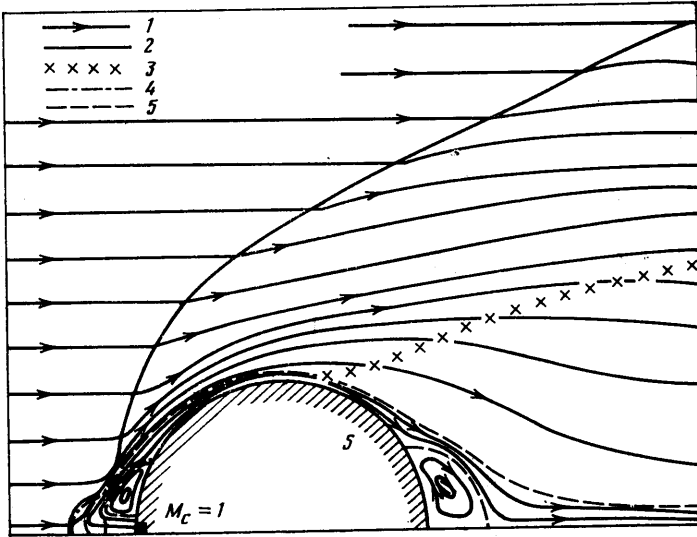
Несколько слов об общих принципах построения численной модели в методе «крупных частиц» [9-11], реализация которого на ЭВМ граничит с проведением численного эксперимента. Здесь по существу используется совместное эйлерово-лагранжевое представление: расчетная область покрывается фиксированной эйлеровой сеткой (определяются параметры поля), а среда трактуется как совокупность лагранжевых частиц, которые отражают изменение параметров потока. На каждом временном слое Δt вычислительный цикл расчета исходного нелинейного оператора «расщепляется» на этапы, отвечающие различным физическим процессам.

Вводя в рассмотрение время и крупную частицу (лагранжев объем — массу дискретной ячейки), удается методу и самому процессу расщепления каждого временного шага придать определенную физическую наглядность и аналогию с реальным экспериментом при изучении газодинамических течений [9].

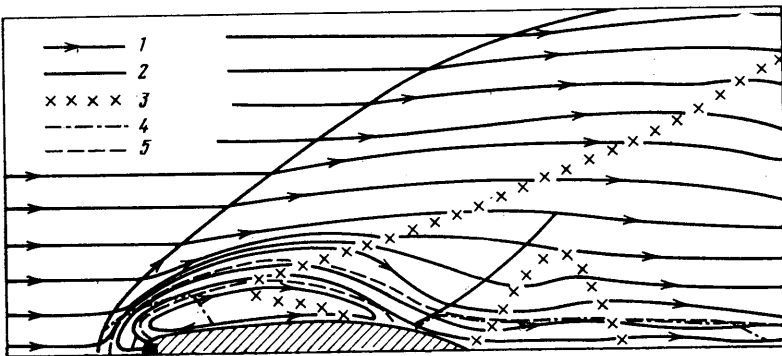
На первом (эйлеровом) этапе временного цикла, где пренебрегается эффектами перемещения, находятся значения газодинамических параметров самой жидкости. Они определяются только силами давления, так что можно воспользоваться соответствующими дифференциальными уравнениями идеального газа, которые естественно записать для крупной частицы как уравнения баланса в терминах конечных разностей.

На последующих этапах расчетного цикла моделируется обмен (проводится регуляризация расчетной сетки — лагранжев объем возвращается в первоначальное положение) и в новый момент времени определяются параметры поля. На втором (лагранжевом) этапе рассматривается поток крупных частиц через фиксированную эйлерову сетку (здесь важен учет направления потока), в результате чего происходит перемешивание «старых» крупных частиц. И наконец, на третьем (заключительном) этапе из законов сохранения массы, импульса и энергии, записанных в разностной форме, определяются «новые» (окончательные) значения крупных частиц и их параметров на фиксированной эйлеровой сетке. Эффекты переноса здесь моделируются в процессе обмена. Исходная система уравнений аппроксимируется суммарно на всех этапах вычислительного цикла.

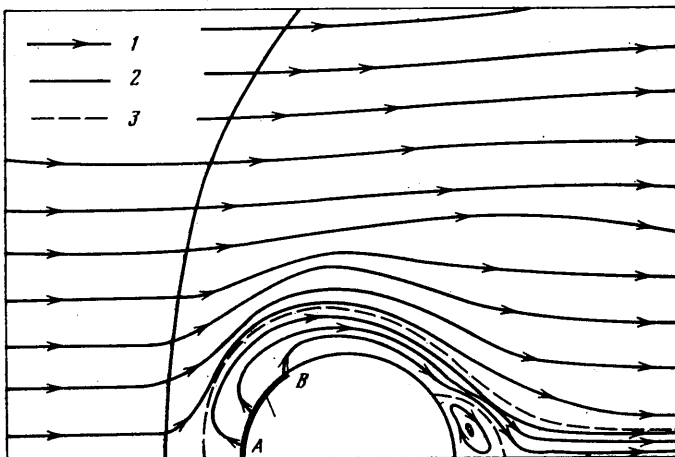
Итак, эволюция всей системы за время Δt осуществляется в этом методе путем следующего расщепления: вначале изучается изменение внутреннего состояния подсистем, находящихся в ячейках — крупных частицах, в предположении их «замороженности» или неподвижности (эйлеров этап), а затем рассматриваются смещения всех частиц без изменения внутреннего состояния подсистем (лагранжев и заключительный этапы).



Фиг. 10



Фиг. 11



Фиг. 12

Стационарное состояние системы (если оно существует) вырабатывается в процессе установления.

Аналогия с экспериментом определяется самим построением вычислительного процесса — изучением потоков крупных частиц, процессом расщепления временного цикла, трактовкой краевых условий и т. п.

Далее приводятся осредненные характеристики турбулентных течений в области взаимодействия основного потока со струей и выстраиваются соответствующие срывные зоны при исследовании характеристик плохо обтекаемых выпуклых тел конечного размера, полученные методом крупных частиц [10, 11].

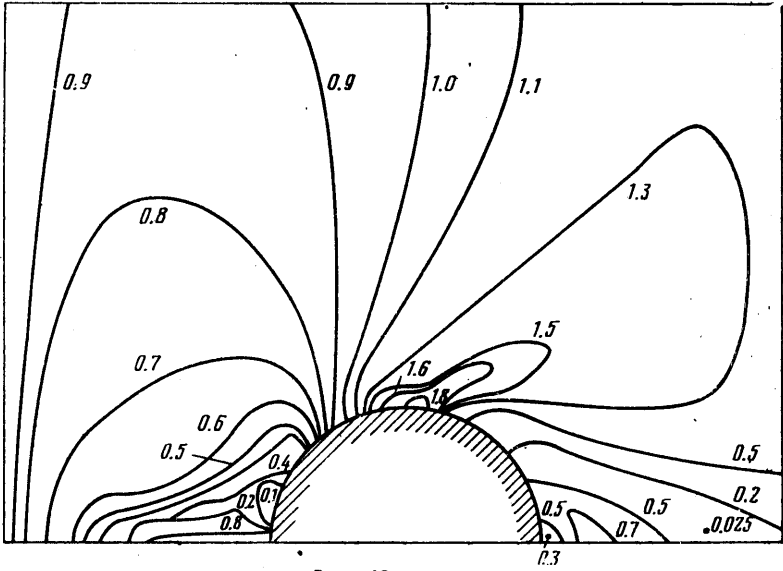
На фиг. 10 показана картина взаимодействия при сверхзвуковом обтекании сферы ($M_\infty=6.0$, $\nu=1$) со звуковой струей из сопла, расположенного на оси симметрии. Линиями 1—5 на фигуре показаны линии тока, ударные волны, линия горизонтальности скорости, звуковая и разделительная линии соответственно. Из-за наличия струи структура потока становится весьма сложной и нестационарной. Головная ударная волна «выдувается» навстречу потоку, и ее отход от тела значительно увеличивается. При этом наблюдается характерный «провал» в ее кривизне, что подтверждается экспериментом. Струя, вытекающая со звуковой скоростью параллельно оси симметрии, расширяется и приобретает сверхзвуковую скорость. Образуется локальная струйная сверхзвуковая зона перед телом, которая замыкается системой λ -скачков уплотнения (боковых, косых и переднего — аналогично диску Маха). Звуковая линия располагается значительно ниже по сравнению с бесструйным обтеканием.

За кормой тела образуется срыв потока: вихревая область возвратно-циркуляционного течения (как и при бесструйном обтекании). Контактная поверхность ST , отделяющая область возвратного течения от основного потока, показана штриховой линией. Интересно отметить, что здесь реализуется «турбулентный» режим отрыва (точка отрыва S расположена в районе $\theta_s \sim 110^\circ$, если отсчет угла вести от передней критической точки). Заметим, что поток в обеих циркуляционных областях — и передней и задней — существенно дозвуковой и весьма разрежен (плотность и давление газа в них малы), так что влияние аппроксимационной вязкости (пропорциональной местной скорости потока и размеру ячейки) здесь незначительно.

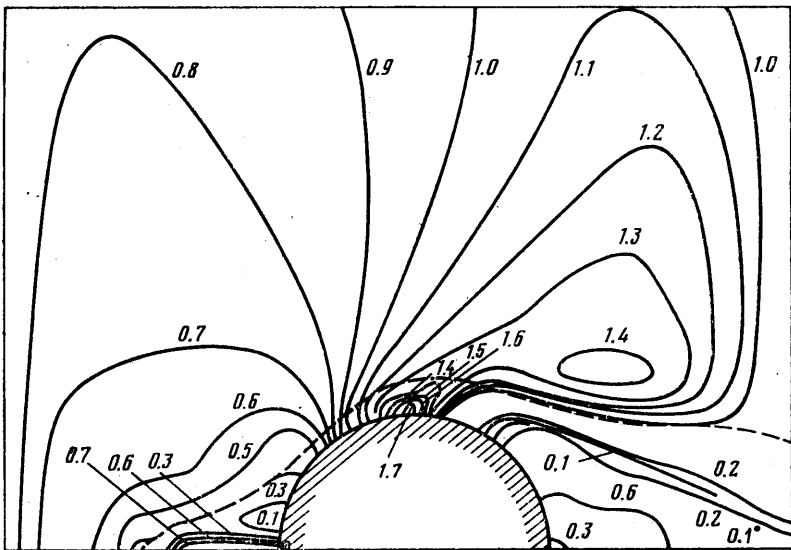
На фиг. 11 показана картина течения при обтекании осесимметричного сегментативного тела ($M_\infty=3.5$, $\nu=1$) с относительной толщиной $\delta=24\%$. Обозначения характерных кривых те же, что на фиг. 10. Диаметр сопла в носовой части равен половине сечения мишеля. Здесь также наблюдается ряд характерных особенностей потока: передняя циркуляционная зона простирается далеко вниз по потоку, где за точкой замыкания возникает вторичный скачок уплотнения; задней циркуляционной области в данном случае не существует, поскольку исследуемое тело является хорошо обтекаемым, и т. п.

Отметим, что с помощью данного подхода рассматривались также задачи обтекания со вдувом, произвольным образом распределенным по поверхности тела. Так, на фиг. 12 приведена картина течения около сферы ($M_\infty=4.0$, $\nu=1$), из переднего сегмента AB которой при $\theta \leq 60^\circ$ осуществляется распределенный по нормали к поверхности вдув с $M_c=0.5$ ($\kappa=1.4$) (обозначения линий прежние).

Как видим, для указанного класса задач характерно возникновение циркуляционных зон со сложной вихревой структурой. Передняя циркуляционная зона образуется при наличии выдуваемой струи, и ее размер сокращается при увеличении числа M_∞ набегающего потока и прочих неизменных условиях. Известно, что режим устойчивого безотрывного обте-



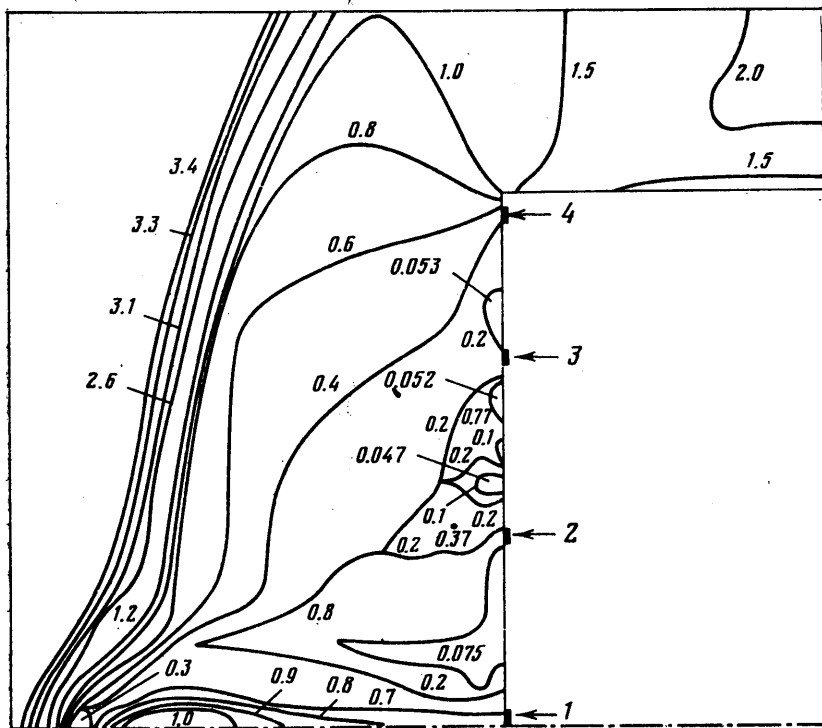
Фиг. 13



Фиг. 14

кания лобовой части тел нарушается лишь при внесении возмущения в поток перед обтекаемым телом. Такое возмущение может иметь различную природу, в частности оно может создаваться иголкой или другим телом, выдвигаемым из лобовой поверхности обтекаемого объекта. В рассматриваемом же случае указанное возмущение создает сама струя, вытекающая из передней критической точки навстречу потоку, причем длина этого эффективного возмущающего тела зависит от скоростей набегающего потока и вдува.

До сих пор речь шла о течениях со струями при сверхзвуковом обтекании тела. Однако можно исследовать также и трансзвуковые или чисто

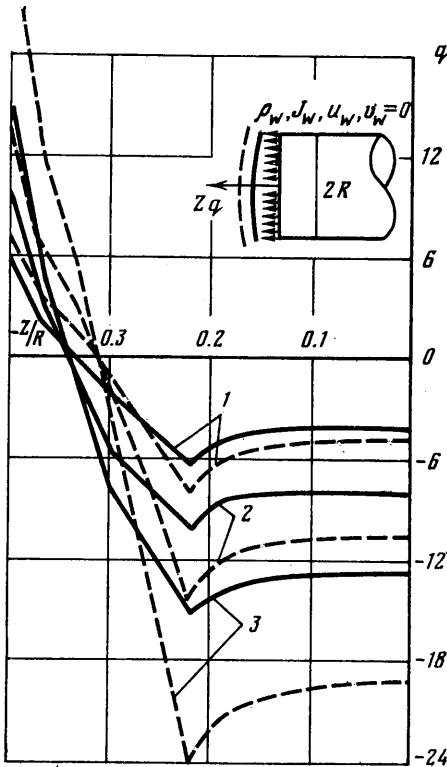


Фиг. 15

звуковые струйные взаимодействия. На фиг. 13 приведены линии $M = \text{const}$, полученные при чисто звуковом $M_\infty = 1$, $\nu = 1$, а на фиг. 14 — при критическом трансзвуковом ($M_\infty = 0,9$) обтекании сферы с аксиальной струей ($M_c = 1$, $\rho_c = 2,9$, $u_c = -10$, $v_c = 0,0$), штриховая кривая — разделительная линия.

Видно, что картина течения в данном случае отлична от сверхзвукового обтекания: отсутствует система скачков с замыкающим диском Маха, нет головной ударной волны, над боковой поверхностью тела возникает локальная сверхзвуковая зона и т. д. Отметим, что при наличии вдува структура потока на закритических режимах значительно усложняется. Так, локальная сверхзвуковая зона разделяется здесь на две подобласти: через одну из них проходит газ, вытекающий из сопла, через другую — внешний поток. Тенденция к такому разделению уже видна на фиг. 13, а совершенно отчетливо эти подобласти можно наблюдать на фиг. 14. Перемычка — «шейка» находится в районе контактной поверхности (показанной на фиг. 14 штриховой линией), отделяющей внешний поток от вдуваемого газа. Как во внутренней, так и во внешней подобластях локальной сверхзвуковой зоны линии $M = \text{const}$ имеют замкнутый характер.

При этом интересно отметить, что внешняя локальная сверхзвуковая подобласть имеет своеобразный вид (замкнутые контуры линий $M = \text{const}$ для больших чисел M «уходят» далеко вниз по потоку и т. д.). Это соответствует обтеканию некоторого эффективного тела, длина которого зависит от параметров струи и набегающего потока. Поэтому в данном случае сильно меняются характеристики закритического трансзвукового обтекания сферы, например критическое число Маха M_∞^* повышается, так как эф-



Фиг. 15

Фиг. 16: A graph showing the distribution of the flow along the axis of symmetry. The vertical axis is labeled 'z/R' and ranges from -24 to 12. The horizontal axis is labeled 'z/R' and ranges from 0 to 0.3. The graph shows several curves representing different Mach number surfaces. An inset diagram shows a cylindrical blunt body with a radius 'R' and a coordinate system with 'z' and 'q' axes. Boundary conditions are given as $\rho_w, J_w, u_w, v_w = 0$.

Фиг. 17: A graph showing the distribution of the flow along the axis of symmetry. The vertical axis is labeled 'z/R' and ranges from -24 to 12. The horizontal axis is labeled 'z/R' and ranges from 0 to 0.3. The graph shows several curves representing different Mach number surfaces. An inset diagram shows a cylindrical blunt body with a radius 'R' and a coordinate system with 'z' and 'q' axes. Boundary conditions are given as $\rho_w, J_w, u_w, v_w = 0$.

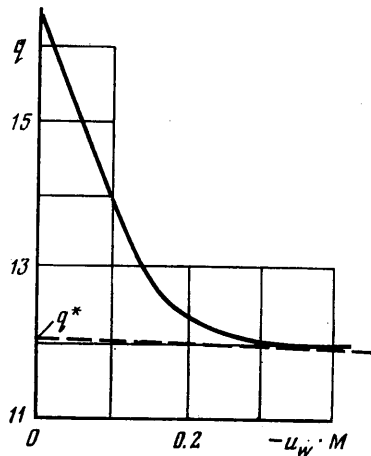
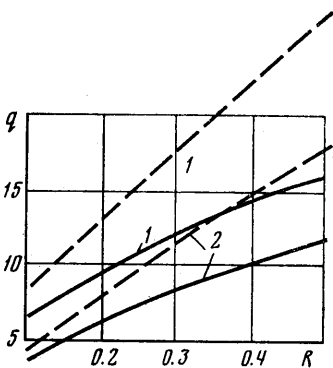
Фиг. 17

Фиг. 18: A graph showing the distribution of the flow along the axis of symmetry. The vertical axis is labeled 'z/R' and ranges from -24 to 12. The horizontal axis is labeled 'z/R' and ranges from 0 to 0.3. The graph shows several curves representing different Mach number surfaces. An inset diagram shows a cylindrical blunt body with a radius 'R' and a coordinate system with 'z' and 'q' axes. Boundary conditions are given as $\rho_w, J_w, u_w, v_w = 0$.

Фиг. 18: A graph showing the distribution of the flow along the axis of symmetry. The vertical axis is labeled 'z/R' and ranges from -24 to 12. The horizontal axis is labeled 'z/R' and ranges from 0 to 0.3. The graph shows several curves representing different Mach number surfaces. An inset diagram shows a cylindrical blunt body with a radius 'R' and a coordinate system with 'z' and 'q' axes. Boundary conditions are given as $\rho_w, J_w, u_w, v_w = 0$.

Фиг. 19: A graph showing the distribution of the flow along the axis of symmetry. The vertical axis is labeled 'z/R' and ranges from -24 to 12. The horizontal axis is labeled 'z/R' and ranges from 0 to 0.3. The graph shows several curves representing different Mach number surfaces. An inset diagram shows a cylindrical blunt body with a radius 'R' and a coordinate system with 'z' and 'q' axes. Boundary conditions are given as $\rho_w, J_w, u_w, v_w = 0$.

Фиг. 18



0.5 м. Данные приведены в ударном слое перед цилиндром и в слое вдуваемого газа при скорости вдува $u_w = -0.2C_\infty$ для различных радиусов цилиндра (C_∞ — скорость звука). Качественно поведение кривых хорошо согласуется с [14]. Отчетливо видно, например, положение контактной поверхности, достигнув которой лучистый тепловой поток уменьшается и др.

На фиг. 17 даны лучистые тепловые потоки в критической точке тела в зависимости от радиуса цилиндра при наличии вдува $u_w = -0.2$, линии 2, и без него $u_w = 0$, линии 1, а на фиг. 18 — при различных скоростях вдува для $R = 0.5$ м. Из фиг. 18 следует, что с увеличением скорости вдува u_w лучистый тепловой поток уменьшается, асимптотически стремясь к некоторому значению q^* [15].

Таким образом, проведенные расчеты (численные эксперименты) позволяют исследовать широкий класс струйных течений газа.

Поступила 4 VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. *Авдучевский В. С.* Метод расчета пространственного турбулентного пограничного слоя в сжимаемом газе. Изв. АН СССР. ОТН, Механ. и маш., 1962, № 4.
2. *Авдучевский В. С., Иванов А. В., Карпман И. М., Трасковский В. Д., Юделович М. Я.* Течение в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе. Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 3.
3. *Авдучевский В. С., Галицейский Б. М., Глебов Г. А., Данилов Ю. И., Калинин Э. К., Кошкин В. И., Кошмаров Ю. А., Михайлова М. М., Михайлова Т. В., Михеев Ю. С., Рыжов Ю. С., Солнцев В. П.* Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М., «Машиностроение», 1975.
4. *Белоцерковский О. М., Чушкин П. И.* Численный метод интегральных соотношений. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1962, т. 2, № 5.
5. *Теленин Г. Ф., Гиняков Г. П.* Метод расчета пространственного обтекания тел с отошедшей ударной волной. Докл. АН СССР, 1964, т. 154, № 5.
6. *Голомазов М. М., Зюзин А. П.* Об одном численном методе расчета пространственного обтекания затупленных тел с отошедшей ударной волной. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1975, т. 15, № 5.
7. *Голомазов М. М., Зюзин А. П.* Исследование взаимодействия струи, истекающей в вакуум, с преградами. Числ. методы механики сплошной среды, 1976, т. 7, № 3.
8. *Голомазов М. М., Шабалин А. В.* Пространственное обтекание затупленных тел при наличии вдува с поверхности. Тр. 23-й науч. конф. Моск. физ.-техн. ин-та. Сер. Аэрофиз. и прикл. матем., 1977, Долгопрудный, 1978.
9. *Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.* Нестационарный метод крупных частиц для газодинамических расчетов. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1971, т. 11, № 1.
10. *Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.* Численный эксперимент при изучении газодинамических течений со срывом или «вдувом» потока. В сб.: Избранные проблемы прикладной механики. М., 1974.
11. *Belotserkovskii O. M., Davydov Yu. M.* Numerical experiments for supersonic and hypersonic flows. Acta Astronautica, 1974, vol. 1, No. 11—12.
12. *Давыдов Ю. М., Кутасов С. А., Скотников В. П.* Расчет гиперзвуковых режимов обтекания методом «крупных частиц». М., 1978 (Деп. ВИНТИ 1978, № 3484—78).
13. *Давыдов Ю. М., Скотников В. П., Фокин В. Н.* Исследование обтекания затупленных тел с учетом селективного излучения методом крупных частиц. 4-я Всес. конф. «Динамика излучающего газа». Тезисы докладов. М., Изд-во ВЦ АН СССР, 1980.
14. *Стулов В. П., Мирский В. Н.* Течение излучающего газа около затупленного тела при интенсивном испарении. Теплофиз. высоких температур, 1976, т. 14, № 1.
15. *Румынский А. Н., Чуркин В. П.* Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого излучающего газа. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1974, т. 14, № 6.