

УДК 629

Математическое моделирование безударных режимов сверхзвукового обтекания при профилированном нагреве газа

Н. В. Арделян, С. Н. Чувашев

Московский государственный университет им М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Показана возможность устранения сильных газодинамических разрывов при сверхзвуковом движении тел. Обнаружены режимы многократного (~ 40 раз) снижения волнового сопротивления и значительной (2,4 раза) экономии суммарных энергозатрат.

Газодинамические разрывы, ударные волны, считались необходимым атрибутом сверхзвукового движения макроскопических тел в газах. Они формировались при сверхзвуковом обтекании и активном воздействии на поток (локализованном или профилированном нагреве потока током, потоком частиц или излучением, вдуве через поверхность тела газа с другими параметрами, чем в потоке, и др). Как правило, зоны энерговыделения, перемещающиеся по газу, формируют ударные волны перед собой [1–3]. Нагретый газ часто дополнительно ускоряется в направлении тела, и в этом потоке при взаимодействии с телом формируются дополнительные ударные волны.

Однако в работе [4] указано на возможность существования режимов движения тел со сверхзвуковыми и гиперзвуковыми скоростями без формирования сильных ударных волн, причем необходимое воздействие в принципе можно оказывать со стороны тела (например с борта летательного аппарата). Но выводы этой работы сделаны на основании упрощенных аналитических выкладок в терминах сильных неравенств, что иногда вызывало сомнения в надежности полученных в ней результатов; оставался открытым вопрос о возможности устранения слабых ударных волн.

Вопрос о возможности сверхзвукового безударного движения имеет как научную, так и практическую значимость: на удалении от тела, формирующего при движении ударные волны, возникает сильный шумовой эффект, что является одной из основных причин, тормозящих развитие сверхзвуковой гражданской авиации. На формирование ударных волн тратится основная часть тяги двигателя при равномерном горизонтальном полете сверхзвукового летательного аппарата (т. н. волновая компонента лобового сопротивления), и их устранение должно приводить к существенной экономии энергозатрат.

В статье на основании математического моделирования показана возможность полного устранения газодинамических разрывов при сверхзвуковом движении тел. Продемонстрировано многократное (~ 40 раз) снижение волнового сопротивления при сверхзвуковом движении тел в газах. Обнаружены также существенные резервы экономии энергозатрат при соответствующем воздействии на поток (по сравнению с приведенными в [4]), что значительно расширяет перспективы применения безударных режимов.

В [4] сформулированы достаточные условия достижения безударного режима. Они предполагают формирование в воздухе перед телом практически

изобарического канала с повышенными значениями скорости звука $v_s (v_s > v_v)$, где v_v — скорость полета), чтобы при движении тела ударные волны не возникали. Создать такой канал можно, например, нагревая воздух с помощью бортового источника лучевой энергии. Чтобы расширяющийся при нагреве газ имел (в лабораторной системе координат r, z) практически только радиальную составляющую скорости v_r , не превышающую скорость звука в невозмущенном воздухе, область энерговыделения должна иметь форму, достаточно вытянутую по направлению вдоль оси тела z . Это выполняется при условии

$$(1/\varepsilon)(d\varepsilon/dt) = (v_v/\varepsilon)\partial\varepsilon/\partial z \ll 2v_s/r, \quad (1)$$

где ε — внутренняя энергия газа. Чтобы максимальный радиальный размер канала был больше радиального размера тела r_a , достаточно, чтобы мощность энерговыделения P соответствовала условию

$$P \gg P^* = \gamma/(\gamma - 1)p_\infty v_\infty \pi r_a^2, \quad (2)$$

где p_∞ — давление невозмущенного воздуха; γ — эффективный показатель адиабаты.

В данной работе для исследования таких режимов течения решалась до выхода на стационар задача обтекания цилиндра-конуса (см. рис. 1) в рамках системы уравнений газодинамики

$$dp/dt + \text{div } \rho v = 0, \quad \rho dv/dt = -\text{grad } p, \quad \rho d\varepsilon/dt = -p \text{div } v + Q,$$

в двумерном (осесимметричном) приближении с объемным энерговыделением Q вида

$$Q(r, z) = \Pi(t) (\rho/\rho^*) Q_0 \exp(-r/r_0)\zeta, \quad \zeta = \{0 \text{ при } z > z_1, \\ \exp(-(z_1 - z)/z_0) \text{ при } z < z_1\},$$

$$z_1 = z_c - C_1 z_0, \quad Q_0 = C_2 [\gamma/(\gamma - 1)] p_\infty v_\infty \pi r_a^2 / (2\pi r_0^2 z_0), \quad r_0 = C_3 r_a, \quad z_0 = C_4 M r_a.$$

Здесь ρ, p, T, v — плотность, давление, температура и скорость газа, соответственно; $T_\infty, v_\infty = v_v$ и v_{s0} — температура, скорость и скорость звука невозмущенного воздуха, соответственно; $M = v_\infty/v_{s0}$ — число Маха; $\rho^* = 0,0165 \text{ кг/м}^3$; $\Pi(t)$ — П-образная функция включения-выключения источника; z_c — координата вершины конуса; C_i — задаваемые константы. Использовались традиционные уравнения состояния: $p = \rho k_B T/m$, $\varepsilon = p/[\rho(\gamma - 1)]$, $\gamma = \text{const}$ (k_B — потоянная Больцмана; m — средняя масса частиц). Граничные условия: на оси и твердых границах — непротекание, на входе потока $v_z = v_\infty, v_r = 0, p = p_\infty, T = T_\infty$, на выходе — $\partial/\partial z = 0$.

При численном моделировании применялся неявный свободно-лангражевый метод со сквозным расчетом разрывов [5]. Для определения наличия ударно-волновых фронтов в квазистационарном поле расчетных параметров рассчитывались положения в последовательные моменты времени фронтов малых акустических возмущений, испущенных из данной точки на теле (рис. 1, б, е, а также см. 2, в). При наличии ударно-волнового разрыва в квазистационарном потоке части поверхностей этих фронтов сближаются друг с другом (рис. 1, б) и совпадают между собой (и с частью ударно-волнового фронта), причем на конечный элемент поверхности ударной волны приходится конечная часть энергии этих возмущений.

Характерные результаты численного моделирования для функции Q , удовлетворяющей вышеуказанным условиям, представлены на рис. 1. Перед

включением источника энерговыведения наблюдается классическая картина сверхзвукового обтекания заостренного тела с образованием конической головной ударной волны и повышением давления Δp на передней поверхности тела относительно фона p_∞ ($\Delta p \approx 1,236$, p_∞ — см. рис. 1, а), Δp и создает волновое сопротивление. Фронты звуковых волн, исходящих от тела, останавливаются на поверхности ударной волны (см. рис. 1, б).

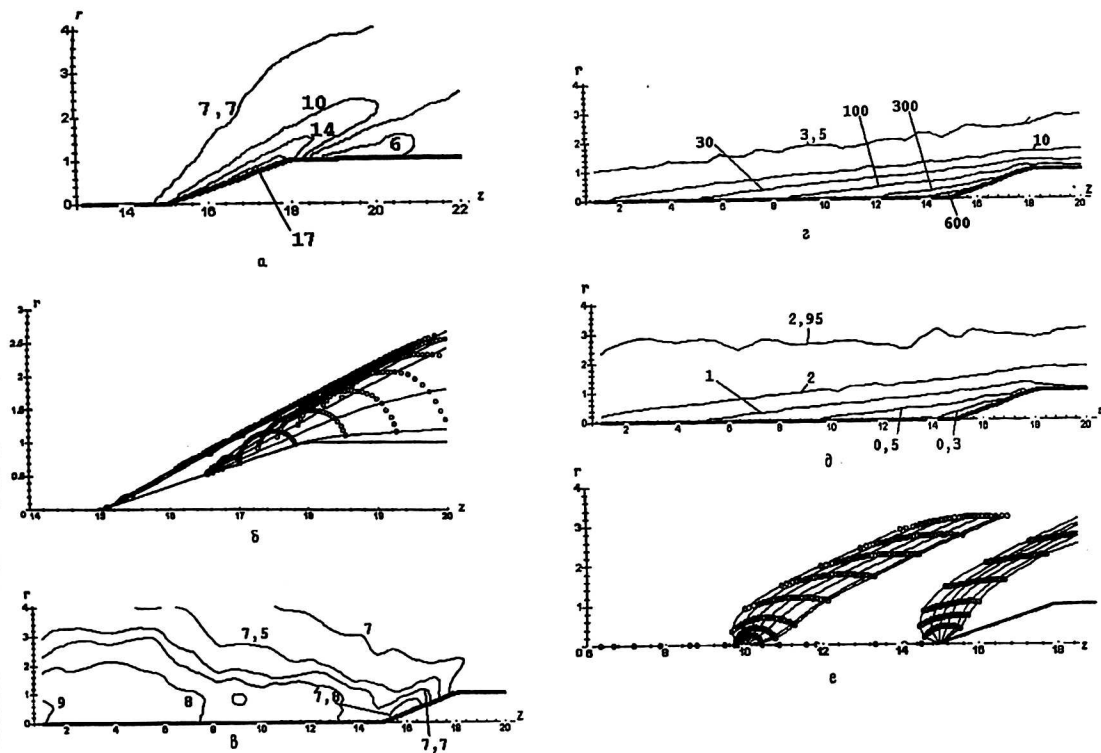


Рис. 1. Параметры квазистационарных течений до (а-б) и после включения источника (в-е) при $C_1 = 0$; $C_2 = 2$; $C_3 = 0,2$; $C_4 = 1$; $M = 3$; $\gamma = 1,3$; $p_\infty = 1$ атм; $T_\infty = 300$ К; $t = 28$ у.а.е.м. Пространственные распределения: а, в — давления; б — температуры; д — локальных значений числа Маха; б, е — последовательные положения фронтов акустических возмущений (точки)

После внезапного включения функции источника давление перед телом вначале быстро нарастает (за счёт нагрева газа, который не успел расшириться). Однако за времена меньше порядка пролетного — давление спадает (см. рис. 1, в), и устанавливается практически квазистационарное течение.

Видно (см. рис. 1, г), что перед телом образуется достаточно длинный прогретый канал. Плотность газа в нем сильно снижена, скорость звука (см. рис. 1, д) превышает скорость холодного потока. Канал медленно,

с дозвуковыми скоростями расширяется радиально. Горячий газ в нем совершает слабозатухающие продольные колебательные движения, происходящие с локально-дозвуковыми скоростями (очевидно, последствия релаксации импульса давления). Режим устанавливается за несколько пролетных времен.

Фронты акустических волн, в отличие от классического ударно-волнового случая, не догоняют друг друга, а принимают форму, близкую к цилиндрической, и расходятся в радиальном направлении (см. рис. 1, *e*). Это следствие того, что горячий канал является для них мощной рассеивающей линзой. Лишь идущие точно по оси симметрии последовательные возмущения собираются в точке на оси, где локальное число Маха равно 1. Однако отмеченное рассеяние приводит к тому, что приносимая в окрестность этой точки доля энергии мала, и в распределениях параметров газа (плазмы) вблизи поверхности, ограничивающей область распространения звуковых волн от тела, не наблюдается никаких особенностей. Итак, сильные газодинамические разрывы при указанном режиме не образуются.

Существенно, что давление в квазистационарной стадии практически постоянно по всему расчетному объему (см. рис. 1, *e*), что характерно для дозвуковых течений, $\Delta p \approx 0,026 p_\infty$. Таким образом, лобовое волновое сопротивление практически исчезает (точнее, уменьшается в 40–50 раз).

После выключения источника энерговыделения давление в канале плавно возрастает, и со временем восстанавливается исходная картина обтекания с головной ударной волной.

При вычислениях с локальным нарушением условия “достаточно острой” зоны энерговыделения (1) в передней части канала происходила существенная перестройка течения: давление в окрестности этого места резко возросло до значений порядка скоростного напора потока, формировался головной скачок уплотнения, набегающий поток обтекал эту область почти как твердое тело (как при обтекании поперечных или квазисферических разрядов [6]), вследствие разгрузки давления формировался квазистационарный поток в направлении тела, причем его скорость существенно превышала скорость полета. Тело фактически двигалось в высокоскоростном встречном горячем потоке повышенного давления. Этот режим напоминает ранее изученные режимы активного воздействия на газодинамику сверхзвукового обтекания (оценки показали, что во всех ранее исследованных случаях условие (1) не выполнялось).

При нарушении условия (2), даже при значительно большей правой части, структура течения остается примерно той же, давление в канале повышается относительно слабо, лобовое волновое сопротивление остается намного (в 3–10 раз, рис. 2, *a*) меньше, чем при классическом ударно-волновом обтекании. Это позволяет значительно повысить энергетическую эффективность сверхзвукового безударного движения. Так, для режима рис. 2 энергозатраты на формирование канала и преодоление остаточного волнового сопротивления в 2,4 раза меньше, чем энергозатраты на волновое сопротивление без активного воздействия на поток). Оптимизация значения C_1 позволяет существенно (в 10 раз, см. рис. 2, *b*) снизить температуру газа у тела по сравнению с максимальной, что снижает тепловые потоки на поверхность.

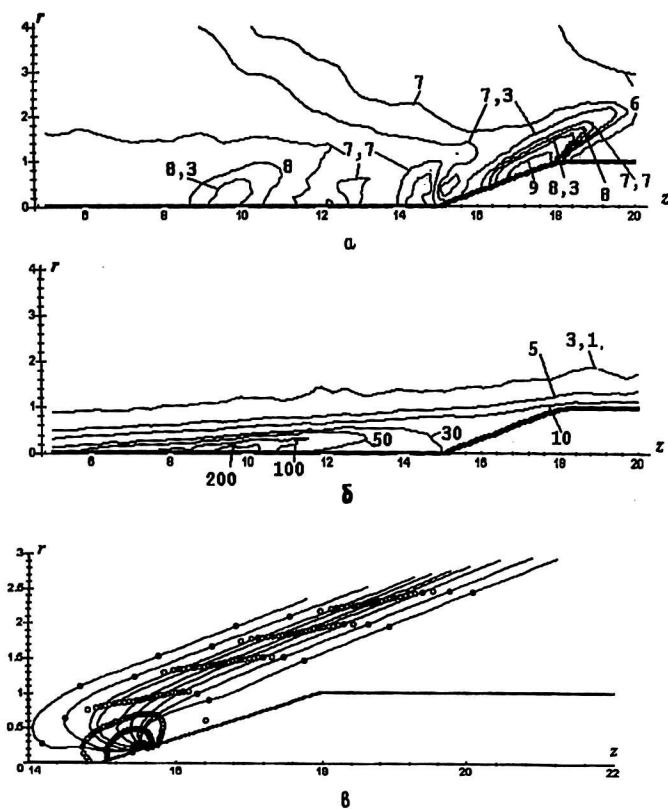


Рис. 2. Энергетически выигрышный режим активного воздействия: $C_1 = 1,386$; $C_2 = 0,0625$; $C_3 = 0,2$; $C_4 = 1$; $M = 3$; $\gamma = 1,3$; $p_\infty = 1 \text{ атм}$; $T_\infty = 300 \text{ К}$; $m = 28 \text{ у.а.е.м.}$
 Пространственные распределения: а — давления, б — температуры, в — последовательные положения фронтов акустических возмущений (точки)

Это указывает на перспективность практического применения в аэродинамике описанного метода радиоканального снижения волнового сопротивления с помощью активной модификации потока.

Литература

1. Готов Г. Ф., Жданов В. Т., Коронцов Ю. В. и др. Исследование течений с подводом тепла вблизи внешней поверхности летательного аппарата: Обзор БНТИ ЦАГИ № 617. — М.: ЦАГИ, 1982. — 290 с.
2. Георгиевский Ю. П., Левин В. А. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников термовыделения // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 8. С. 684–687.
3. Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленного тела с иглой при наличии электрического разряда в его головной части / А. Ю. Гридин, Б. Г. Ефимов, А. В. Забродин и др. — М.: ИПМ РАН им М. В. Келдыша, 1995. — 32 с.
4. Александров А. Ф., Тимофеев И. Б., Чувашев С. Н. Безударное сверхзвуковое движение в атмосфере: принципиальная возможность и практическая реализация // Прикладная физика. 1996. № 3. С. 112–117.
5. Численное моделирование и теоритические исследования излучающих плазменно-динамических разрядов / Н. В. Арделян, К. В. Космачевский, Н. П. Козлов и др. // Радиационная плазменная динамика. — М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 191–250.
6. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1984.

Mathematical modeling of shock free regimes of supersonic flow over a body with special gas heating

N. V. Ardelyan, S. N. Chuvashov

M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

A possibility of supersonic propagation without generation of strong shock waves is shown. Regimes with a multiple (~ 40 times) wave drag reduction and a considerable (2,4 times) total energy saving are discovered.