

01;03;04;12

О возможности управления трансзвуковым обтеканием профилей с помощью подвода энергии на основе наносекундного разряда типа „плазменный лист“

© С.М. Аульченко,¹ В.П. Замураев,¹ И.А. Знаменская,² А.П. Калинина,¹ Д.М. Орлов,² Н.Н. Сысоев²¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

e-mail: zamuraev@itam.nsc.ru; znamen@phys.msu.ru

(Поступило в Редакцию 28 февраля 2008 г.)

Предложен способ эффективного воздействия на газодинамические структуры при трансзвуковом обтекании поверхности путем мгновенного локального направленного подвода энергии в приповерхностный слой. Проведены экспериментальные исследования воздействия импульсного сильноточного наносекундного поверхностного разряда типа „плазменный лист“ на высокоскоростное течение газа с ударной волной вблизи поверхности. Описан эффект самолокализации энерговыклада в области низкого давления, перед фронтом ударной волны, что способствует созданию устройства автоматического подвода энергии в динамическую область, ограниченную фронтом движущейся ударной волны. Найдены предельные величины удельного энерговыклада на поверхности перед ударной волной. С помощью теневого метода исследовано нестационарное квазидвумерное разрывное течение, возникающее при инициировании плазменного листа на стенке в потоке с плоской ударной волной. На основе численного решения двумерных нестационарных уравнений газовой динамики исследовано влияние подвода энергии импульсного наносекундного разряда в частотном режиме на аэродинамические характеристики несущего профиля. Установлено, что подвод энергии к газу перед замыкающим скачком уплотнения в локальной сверхзвуковой области непосредственно вблизи контура в вытянутых вдоль него зонах приводит к значительному уменьшению волнового сопротивления профиля.

PACS: 47.40.Nm

Введение

Исследование воздействия подвода энергии на высокоскоростной поток газа представляет собой актуальную задачу аэродинамики при анализе возможностей управления аэродинамическими характеристиками летательных аппаратов. Эффективное управление потоком заключается в существенном изменении его свойств при помощи устройств локального направленного подвода энергии. Наиболее эффективные системы управления потоком способны изменить параметры ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое, предотвратить или вызвать его отрыв, уменьшить сопротивление и увеличить подъемную силу крыльев, стабилизировать или смешать поток воздуха, чтобы избежать неустойчивостей, которые ведут к нежелательным колебаниям, шумам и потерям энергии. При использовании электрических актуаторов предлагается прямое преобразование электрической энергии на обтекаемой поверхности в энергию газа. В дозвуковых режимах эффекты воздействия плазмы на обтекание объясняются передачей импульса заряженными частицами потоку, в сверхзвуковых режимах эффекты имеют преимущественно тепловой механизм [1–3].

В работах [4,5] ставилась задача изучения воздействия локального импульсно-периодического приповерхност-

ного энерговыклада на аэродинамические характеристики обтекаемых профилей на трансзвуковых режимах полета. Показано, что коэффициент волнового сопротивления профиля при подводе энергии в области, близкие по форме к квадратной или слабовытянутых, практически не зависит от геометрии и положения областей подвода энергии за сечением максимальной толщины профиля (аналогичный вывод следует из [6] при непрерывном подводе энергии в сверхзвуковой области потока в зоне, вытянутой вдоль ударной волны). Фактически этот результат является следствием линейного уменьшения коэффициента волнового сопротивления в зависимости от подводимой энергии.

Впервые в [7,8] были обнаружены нелинейные эффекты и получено значительное изменение ударно-волновой структуры трансзвукового обтекания профиля при подводе энергии в тонких зонах, вытянутых вдоль контура профиля. Вывод, сделанный в [6], о предпочтительности подвода энергии в зонах, вытянутых вдоль скачка, по сравнению с зонами, вытянутыми вдоль профиля, принципиально отличается от полученных в [7,8] результатов. Ранее столь существенное изменение структуры течения при относительно небольших затратах энергии было обнаружено для сверхзвуковых течений (см., например, [9–11]).

Интерес к способу управления характеристиками обтекания различных элементов конструкций и в частности крыловых профилей с помощью внешнего подвода энергии ведет к поиску различных источников энергетического воздействия. На сегодняшний день имеются два основных подхода к описанию и объяснению влияния поверхностных разрядов на поток. Первый подход — это „тепловая“ модель контроля высокоскоростных потоков воздуха [1]; второй подход — изучение влияния ионного ветра на параметры обтекания [2,3]. Генерация электронного ветра (например, на основе коронного разряда вокруг тонкого проволочного электрода, помещенного в изучаемый профиль) используется для тангенциального ускорения потока воздуха близко к поверхности модели с целью модификации профиля потока в области пограничного слоя. Исследования показали, что эффект электронного ветра является значимым только в случае малых скоростей (30–110 m/s) [12].

Для создания локальной неравновесной области на обтекаемой поверхности с ударной волной предлагается использовать поперечный поверхностный разряд наносекундной длительности. Использование сильноточного импульсного поверхностного разряда типа „плазменный лист“ в качестве электрического актуатора может существенно повысить уровень энергетического воздействия на элементы потока, вплоть до сверхзвуковых скоростей течения. Плазменный лист — квазинепрерывная система параллельных каналов, скользящих по диэлектрику [13–15].

В экспериментах ставилась задача исследования перераспределения плазмы поверхностного импульсного поперечного разряда в результате взаимодействия с ударной волной, а также получения максимально возможных значений плотности энерговклада перед ударной волной.

Результаты экспериментов

Проводились экспериментальные исследования по воздействию области энерговклада, создаваемого импульсным поверхностным наносекундным разрядом, на поток газа по поверхности газодинамического канала. Эксперименты проводились на ударной трубе со встроенной в камеру низкого давления газоразрядной камерой [13,15]. Ударная труба имеет сечение 24×48 mm. На участке длиной 17 cm две противоположные стенки секции в вертикальной плоскости заменены кварцевыми стеклами. Плазменный лист размером 30×100 mm инициировался на нижней либо верхней стенке рабочей секции (или на двух противоположных одновременно). В зависимости от параметров синхронизации разряд можно инициировать при различном положении ударной волны в разрядном промежутке относительно зоны инициирования разряда.

Время протекания тока разряда τ_c — около 200 ns [14]. Для оценки времени существования плазмы разряда вблизи поверхности проводились эксперименты

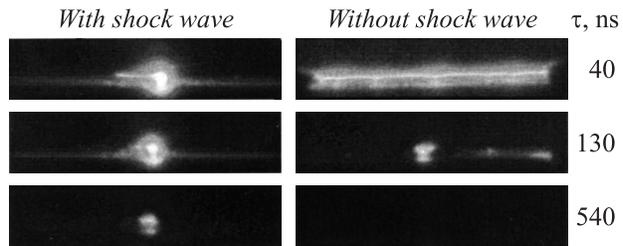


Рис. 1. Снимки свечения с камеры Nanogate в различные моменты времени свечения разряда. Экспозиция — 10 ns.

по исследованию различных стадий свечения разряда (380–800 nm) с помощью высокоскоростной электроно-оптической стробированной камеры Nanogate-2. Были получены снимки свечения различной выдержки (от 10 ns) в различные моменты времени после инициирования разряда (рис. 1). За первые 10–20 ns свечение разряда без ударной волны довольно интенсивное и вполне однородное. В последующие моменты времени (после 20 ns) на фоне ослабляющегося однородного диффузионного слоя (его длительность τ_{dglow} до 200 ns) начинают выделяться яркие каналы, которые светятся более длительное время (τ_{chglow} — до 1300 ns). Временем вложения энергии разряда в газ τ_{disch} , судя по полученным результатам, можно считать время протекания тока разряда τ_c и соответствующее ему время диффузного свечения τ_{dglow} ($\tau_{disch} \approx \tau_c \approx \tau_{dglow}$). Результатом импульсного вложения энергии является возникновение возмущений — слабых ударных волн, распространяющихся от поверхности.

Характерное газодинамическое время процесса τ_{gas} (время смещения ударной волны с $M = 1–2$ на 1 mm) — около $0.5 \mu s$. Таким образом, $\tau_{disch} \ll \tau_{gas}$, и можно говорить о мгновенном, с точки зрения газодинамических процессов, вложении энергии, а результат инициирования разряда можно численно представить как решение задачи о распаде разрыва на границе узкой пристеночной области.

В экспериментальной работе ставилась задача исследования воздействия разряда как интенсивного локализованного источника энергоподвода на ударную волну, движущуюся вдоль поверхности, а также обратная задача исследования перераспределения плазмы поверхностных импульсных разрядов при их инициировании на поверхности, вдоль которой движется ударная волна. В силу конструкции ударной установки (разрядная камера располагалась на расстоянии 40 калибров трубы) течение с плоской ударной волной, сформировавшееся в рабочей камере, можно считать квазидвумерным. Исследовались ударные волны с числом Маха $1.1 < M < 2$.

Получены изображения интегрального по времени свечения плазменного листа в рабочей камере с движущейся ударной волной при различных значениях начального давления и расстояния до конца разрядного промежутка X . На снимках отчетливо прослеживается

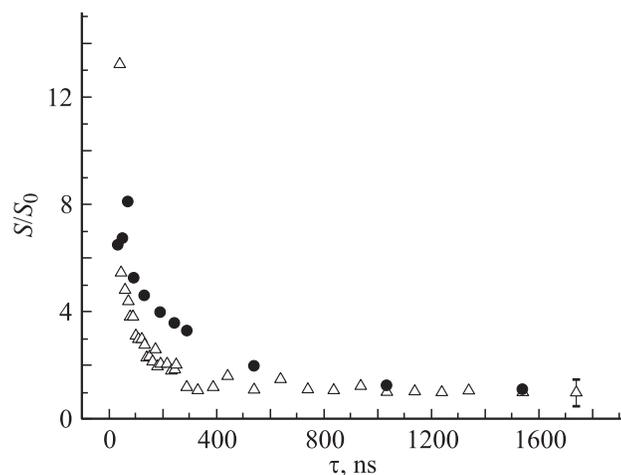


Рис. 2. Зависимость интегральной интенсивности светимости от времени: плазменный лист в покоящемся газе (\triangle); плазменный лист в присутствии ударной волны (\bullet).

поведение свечения при прохождении ударной волны по разрядному промежутку — основное свечение перераспределяется на поверхность перед фронтом ударной волны, а лист за ударной волной не светится (см. ниже фотографию свечения на рис. 11). Таким образом, вся энергия плазменного листа, судя по свечению, локализуется в области низкого давления. Инициирование разряда при различных положениях ударной волны позволяло получать различные значения плотности энерговклада перед ударной волной — при постоянном значении полной энергии разряда плотность энерговклада возрастала по мере уменьшения разрядной области перед ударной волной.

Регистрация свечения с временным разрешением 10 ns показала, что при наличии ударной волны уже в начальные моменты времени (10–20 ns) из однородного свечения выделяется более интенсивная часть — область взаимодействия ударной волны с поверхностным разрядом. По своей яркости и длительности свечения эта область намного опережает яркие каналы „плазменного листа“ в потоке или в покоящемся газе (см. рис. 1). Обработка экспериментов с ударной волной и без волны, проведенных при одинаковой выдержке 10 ns, дала зависимость интегрального свечения определенной области от времени (рис. 2). В случае с ударной волной общая интегральная светимость разрядной области на временах от 10 до 500 ns намного превосходит светимость невозмущенного плазменного слоя. Очевидно, что наибольший вклад в интегральную светимость дает область пересечения ударной волны с разрядом.

При определенных параметрах эксперимента возникали особенности развития и свечения разряда: свечение поверхностного разряда частично перераспределялось в область поверхностного разряда за ударной волной (это было также зарегистрировано на теневых снимках) или в

пространственное свечение перед поверхностью ударной волны между плазменными листами. Эти эффекты обуславливались различными комбинациями параметров: начального давления перед волной p_0 , числа Маха M и расстояния между волной и концом разрядного промежутка X в начальный момент времени [15]. Таким образом, при определенных критических параметрах разряд локализуется не только вблизи поверхности перед ударной волной.

Можно говорить о предельных значениях энерговклада на единицу поверхности, которые достигаются в эксперименте по локализации поверхностного разряда в газе с разрывом. На теневых снимках при критических параметрах помимо основной газодинамической конфигурации взаимодействующих волн видна ударная волна от плазменного листа, простирающаяся далеко за фронтом набегающей ударной волны. Предельные значения плотности энергии определяются комбинацией параметров p_0 , M и X .

Оценки предельно достигаемой плотности энергии на единицу поверхности и объема дали 0.2 J/cm^2 и 2 J/cm^3

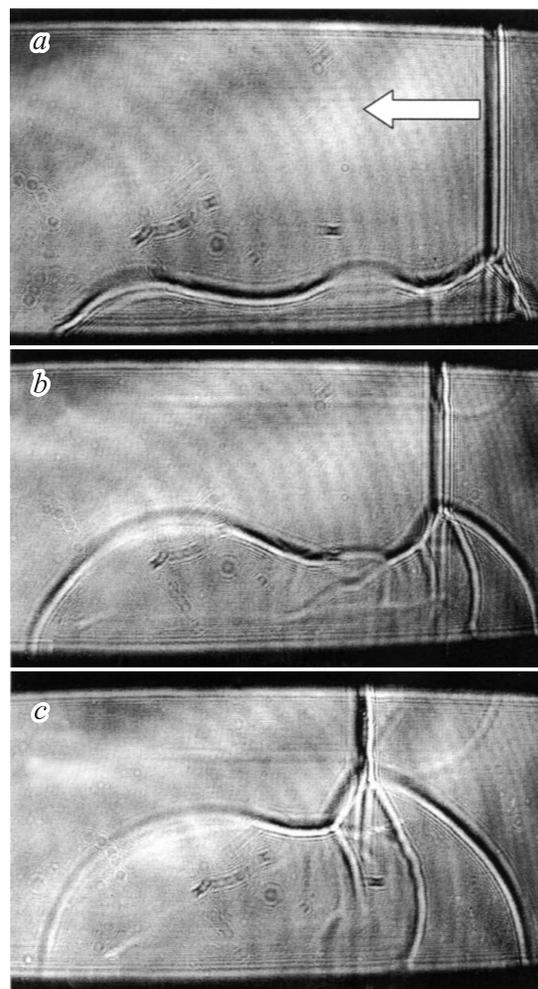


Рис. 3. Теневые снимки. *a* — время после разряда $\tau \sim 3$, *b* — ~ 9 , *c* — $\sim 13 \mu\text{s}$. Стрелкой показано направление распространения ударной волны.

соответственно. Оценки расчета энергии на частицу дают 12–15 eV на молекулу. Эффективность энергетического воздействия разряда на поток при этом определяется соотношением электрической энергии, введенной в приповерхностный слой, и энтальпии потока.

В экспериментах размер области разряда составлял: толщина листа — 0.5–1 mm, протяженность 10 cm, ширина 3 cm. Время протекания тока разряда — до 150 ns, т.е. с газодинамической точки зрения можно считать, что подвод энергии происходит мгновенно. Удельный энерговыход — до 0.11 J/cm³.

Проводились исследования взаимодействия газодинамических возмущений, распространяющихся от области энерговыхода, с проходящей ударной волной. Получены теневые снимки различных стадий взаимодействия в диапазоне времен от $\tau = 0$ (момент энерговыхода) до $\tau = 50 \mu\text{s}$ (рис. 3). Проанализировано взаимодействие проходящей ударной волны с ударной волной, образованной в результате быстрого введения энергии в среду, и распространение проходящей волны по нестационарной приповерхностной нагретой области. Общая конфигурация взаимодействия и ее эволюция в целом устойчивы к изменению параметров эксперимента. С изменением параметра X происходит лишь увеличение скорости эволюции без нарушения морфологии взаимодействия.

Постановка расчетной задачи

В качестве математической модели течения используется система двумерных нестационарных уравнений газовой динамики (уравнения Эйлера) в консервативной форме для газа с постоянным показателем адиабаты γ . Для ее численного решения в промежутках между моментами подвода энергии используется конечно-объемная схема, уменьшающая полную вариацию (TVD-реконструкция). Интегрирование по времени проводится методом Рунге–Кутты третьего порядка. Расчетная сетка в физической области геометрически адаптирована к контуру профиля и сгущена в его окрестности, в канонической области она прямоугольная; размеры расчетной сетки — 352 × 320. В рассматриваемой модели импульсный подвод энергии осуществляется мгновенно, при этом плотность газа и его скорость не изменяются. Плотность энергии газа e в зонах ее подвода возрастает на величину $\Delta e = \Delta E / \Delta S$ (ΔE — полная энергия, подводимая в одной зоне на единицу длины, в направлении, перпендикулярном плоскости профиля; ΔS — площадь зоны). Все линейные размеры отнесены к длине хорды профиля l ; полная энергия единицы объема газа e обезразмерена величиной $\rho_0 a_\infty^2$; подводимая энергия ΔE обезразмерена параметром $\rho_0 a_\infty^2 l^2$; период подвода энергии Δt отнесен к величине l/a_∞ ; ρ_0 определяется из условия $p_\infty = \rho_0 a_\infty^2$; p_∞ , a_∞ — размерные давление и скорость звука в набегающем потоке.

Начальное распределение параметров соответствует стационарному обтеканию профиля без подвода энергии. С начала подвода энергии до получения периодического решения задача решалась как нестационарная. Момент достижения периодического решения определялся по результатам сравнения средних значений аэродинамических коэффициентов (коэффициентов подъемной силы, волнового сопротивления и момента тангажа) профиля.

Эффективность внешнего подвода энергии можно определить, сравнив уменьшение волнового сопротивления с увеличением тяги летательного аппарата при подводе соответствующей энергии в его двигателе. КПД двигателя равен $\eta = Ru_\infty / W$ (R — сила тяги; u_∞ — скорость полета; W — подводимая мощность) [16]. На крейсерском режиме полета сила тяги равна силе сопротивления.

Несложно получить оценку для подводимой вблизи профиля энергии

$$\Delta E \leq \gamma \Delta C_x M_\infty^3 \Delta t / (4\eta),$$

где ΔC_x — уменьшение коэффициента волнового сопротивления; M_∞ — число Маха набегающего потока. Для заданной подводимой энергии из этой формулы можно получить оценку КПД двигателя, при котором внешний подвод энергии становится выгодным.

Результаты расчета

Результаты численного моделирования получены для крылового профиля NASA-0012 при обтекании его идеальным газом ($\gamma = 1.4$) с числом Маха набегающего потока $M_\infty = 0.85$ при различных углах атаки. Для нулевого угла варьировались период подвода энергии ($\Delta t = 0.005–0.5$), положение зон подвода энергии и их размер при значении средней по периоду мощности подводимой энергии в одну зону $\Delta E / \Delta t = 0.02$ (зоны располагались симметрично относительно профиля). При углах атаки $\alpha = 0–3^\circ$ для периода $\Delta t = 0.05$ подводимая энергия ΔE варьировалась в пределах от 0.0001 до 0.0085 (энергия подводилась с нижней стороны от профиля).

В табл. 1 приведены значения коэффициента волнового сопротивления C_x в зависимости от периода подвода энергии (угол атаки нулевой, подводимая мощность 0.02). Подвод энергии осуществлялся в непосредственной близости к профилю (x_1 , x_2 — координаты

Таблица 1.

№	x_1	x_2	$\Delta S \cdot 10^4$	Δt	$C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x / C_x, \%$
1	–	–	–	–	4.588	–	–
2	3.609	3.693	0.839	0.5	3.916	0.672	14.6
3	3.609	3.693	0.839	0.05	3.498	1.090	23.8
4	3.609	3.693	0.839	0.025	3.526	1.062	23.1
5	3.609	3.693	0.839	0.005	~ 3.57	~ 1.02	22.2

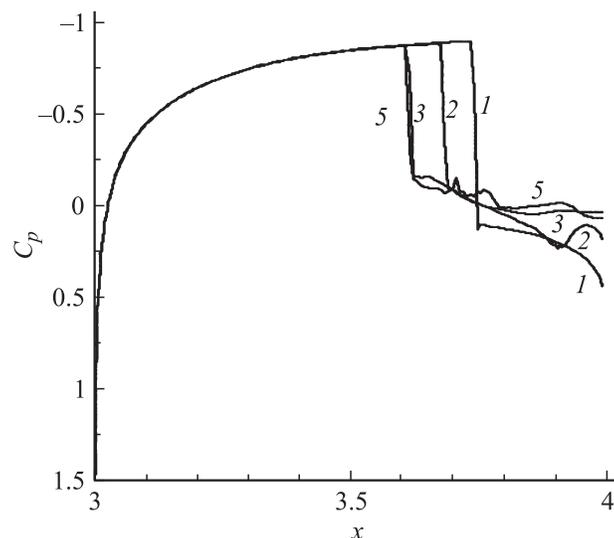


Рис. 4. Распределение коэффициента давления вдоль хорды профиля при различных значениях периода подвода энергии (номера кривых соответствуют вариантам расчета в табл. 1).

левой и правой границ зон подвода энергии, профиль расположен в интервале значений продольной координаты $3 \leq x \leq 4$). Вариант 1 (в табл. 1 — № 1, на рис. 4 — кривая 1) соответствует случаю отсутствия подвода энергии.

Непосредственно после подвода энергии начинается распад произвольного разрыва. Возникает ударная волна, распространяющаяся во всех направлениях от профиля. Происходит разлет газа из зоны подвода энергии. При низких частотах (больших значениях периода) структура течения успевает частично восстановиться перед следующим подводом энергии. В результате замыкающий скачок уплотнения хотя и смещается вверх по потоку, но не пересекает зону подвода энергии. В варианте 2 ($\Delta t = 0.5$) он находится в задней части этой зоны (см. рис. 4, кривая 2). Скачок уплотнения еще довольно сильный, и потери давления торможения значительны. Относительное уменьшение волнового сопротивления в этом случае составляет приблизительно 15%. При уве-

личении частоты подвода энергии на порядок (вариант 3, на рис. 4 — кривая 3) структура течения не успевает восстановиться за период, и замыкающий скачок уплотнения, смещаясь вверх по потоку, пересекает зону подвода энергии и останавливается у переднего края внутри зоны (положение замыкающего скачка, как и в других вариантах с периодическим подводом энергии, не меняется в пределах периода).

Ниже по течению от зоны подвода энергии в корневой части профиля формируется след низкой плотности, скорость газа в котором мала ($M \approx 0.1$). За профилем возникает крупный вихрь. Среди вариантов, представленных в табл. 1, для которых площадь зоны подвода энергии $\Delta S = 0.839 \cdot 10^{-4}$, в варианте 3 уменьшение коэффициента волнового сопротивления достигает наибольшего значения 23.8%. При последующем увеличении частоты подвода энергии положение замыкающего скачка в периодическом решении практически не меняется (ср. кривые 3 и 5 на рис. 4, соответствующие вариантам 3 и 5 табл. 1). При $\Delta t = 0.005$ (вариант 5) периодическое решение, по-видимому, не устанавливается: наблюдается неустойчивость контактного разрыва, возникающего при взаимодействии замыкающего скачка и следа низкой плотности. В кормовой части профиля формируются вихри.

Полученные результаты свидетельствуют о наличии предельной частоты подвода энергии: при больших значениях частоты положение замыкающего скачка уплотнения не меняется, и уменьшение волнового сопротивления при увеличении этой частоты не наблюдается. Для рассмотренных вариантов подвода энергии в зонах, вытянутых вдоль профиля, полученное в расчетах значение предельной частоты равно 20 (соответствующий период подвода энергии равен 0.05).

В табл. 2 приведены значения коэффициента волнового сопротивления и его уменьшение при $\Delta t = 0.05$ в зависимости от положения зон подвода энергии (Δy — минимальное расстояние между зоной и профилем; угол атаки нулевой, подводимая мощность 0.02). В варианте 1 значение коэффициента волнового сопротивления соответствует случаю отсутствия подвода энергии. В послед-

Таблица 2.

№	x_1	x_2	$\Delta y \cdot 10^3$	$\Delta S \cdot 10^4$	$C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x \cdot 10^2$	$\Delta C_x / C_x, \%$	$\eta, \%$
1	—	—	—	—	4.588	—	—	—
2	3.609	3.693	0	0.839	3.498	1.090	23.8	11.7
3	3.567	3.656	0	0.865	3.2432	1.345	29.3	14.5
4	3.523	3.609	0	0.812	2.920	1.668	36.4	17.9
5	3.477	3.567	0	0.830	2.589	1.999	43.6	21.5
6	3.433	3.523	0	0.819	2.250	2.338	51.0	25.1
7	3.352	3.442	0	0.806	~ 1.80	~ 2.79	60.8	30.0
8	3.271	3.367	0	0.845	~ 2.85	~ 1.74	37.9	18.7
9	3.433	3.477	0	0.799	2.224	2.364	51.5	25.4
10	3.609	3.693	0.97	0.839	3.569	1.019	22.2	11.0
11	3.609	3.693	1.94	0.839	3.663	0.925	20.2	9.9

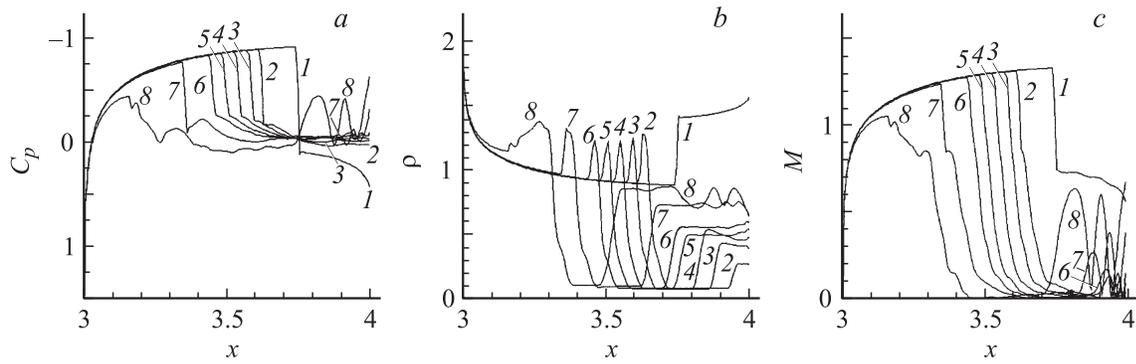


Рис. 5. Распределение коэффициента давления (а), плотности газа (b) и числа Маха (с) вдоль хорды профиля при различном положении зон подвода энергии (номерам кривых соответствуют варианты расчета в табл. 2).

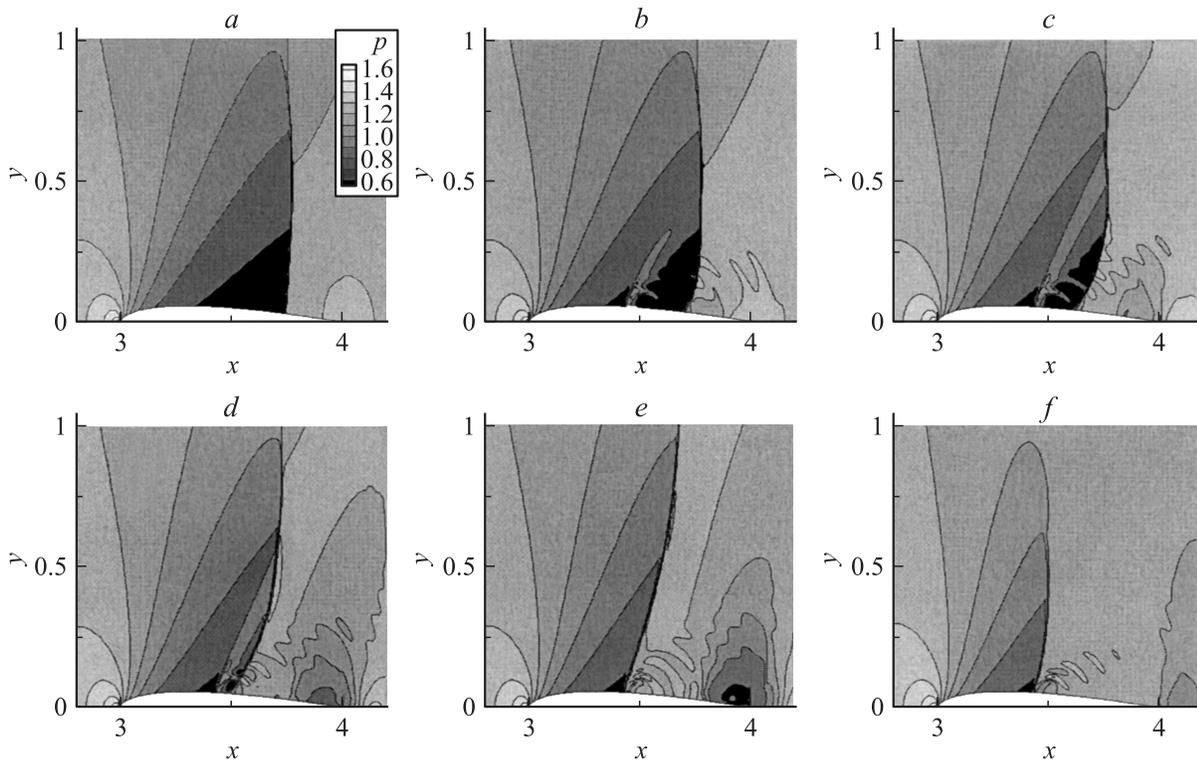


Рис. 6. Изменение поля давления во времени для варианта 9 табл. 2.

ней графе приведены значения КПД двигателя, для которых внешний подвод рассматриваемого значения энергии выгоден. В вариантах 2–8 зоны подвода энергии располагаются в непосредственной близости к профилю. Из данных табл. 2 следует, что перемещение области энергоподвода вдоль контура вверх по потоку (варианты 2–7) вплоть до миделя ($x \approx 3.303$) приводит к значительному уменьшению коэффициента волнового сопротивления (до 60% в варианте 7), а при ее перемещении к передней части профиля, за мидель (вариант 8), эффект энергоподвода уменьшается.

На рис. 5 для этих вариантов приведены распределения коэффициента давления C_p , плотности газа ρ и числа Маха M (номера кривых соответствуют номерам ва-

риантов). Существенное уменьшение волнового сопротивления наблюдается при перемещении замыкающего скачка уплотнения вверх по потоку. В вариантах 2–7 он локализуется вблизи передней части зоны подвода энергии. В варианте 8 сверхзвуковая зона практически разрушена (см. рис. 5, с). На небольшом расстоянии от замыкающего скачка (за ним) формируется след низкой плотности (см. рис. 5, b). Скорость потока в нем мала, плотность газа почти постоянна и практически одинакова во всех рассматриваемых вариантах (она определяется мощностью подводимой энергии). В кормовой части профиля возникают вихри, но, так как скорости потока небольшие (около 0.1), их интенсивность незначительна. Однако именно их наличие приводит к тому, что в вари-

антах 7, 8 не устанавливается периодическое решение. Вихри являются причиной более слабого уменьшения волнового сопротивления в варианте 8. Над областью вихрей поток вновь разгоняется до сверхзвуковых скоростей (поэтому давление на кормовую часть профиля ниже).

Расчеты показали, что уменьшение длины (по оси x) зон подвода энергии в два раза при практически неизменной площади не оказывает влияния на волновое сопротивление (ср. результаты в вариантах 6 и 9 табл. 2). Дальнейшее уменьшение длины зоны энергоподвода (на порядок) при сохранении площади приводит к существенному снижению его эффективности.

В табл. 2 приведены также результаты расчета для случаев, когда зоны подвода энергии смещены на некоторое расстояние Δy от профиля. Результаты сравнения значений C_x в вариантах 2, 10 и 11 показывают, что выгоднее подводить энергию в непосредственной близости к профилю: по мере удаления от него коэффициент сопротивления возрастает. Такое поведение C_x обусловлено ослаблением эффекта отражения от профиля возмущений, вносимых в поток при подводе энергии, по мере удаления зон подвода от профиля.

Динамика перестройки ударно-волновой структуры течения и установления периодического решения для варианта 9 табл. 2 представлена на рис. 6. На рис. 6, *a* представлено поле давления для стационарного решения без подвода энергии, на рис. 6, *b–f* показаны поля давления в различные моменты времени с начала подвода энергии (последовательно после 10, 30, 50, 70 импульсов подводимой энергии и периодическое решение). На рис. 6, *b* виден формирующийся за счет повышенного давления в зоне подвода энергии криволинейный головной скачок уплотнения, начинающийся на левой ее границе. Кроме того, за счет высокой температуры в этой зоне вниз по потоку возникает область с малыми числами Маха, примыкающая к профилю, что вызывает смещение вверх по потоку основания замыкающего скачка. Дальнейшее взаимодействие этих двух факторов приводит к слиянию головного и замыкающего скачков в один скачок, основание которого расположено на левой границе зоны подвода энергии (рис. 6, *e–f*), площадь сверхзвуковой зоны существенно сокращается, и это приводит к значительному уменьшению волнового сопротивления. Чередование светлых и темных зон на рис. 6, *f* отражает периодический характер подвода энергии.

На рис. 5 показано пространственное распределение параметров течения по профилю в момент времени перед подводом энергии. О динамике изменения коэффициента волнового сопротивления в пределах одного периода можно судить по распределениям коэффициента давления C_p , приведенным на рис. 7 для варианта 9 из табл. 2 в различные моменты времени. Кривым 1–6 соответствуют моменты времени (в долях от Δt), равные 0.1 (1), 0.2 (2), 0.3 (3), 0.5 (4), 0.7 (5) и 0.9 (6). При подводе энергии давление в соответствующих зонах резко возрастает, формируются и распространяются во

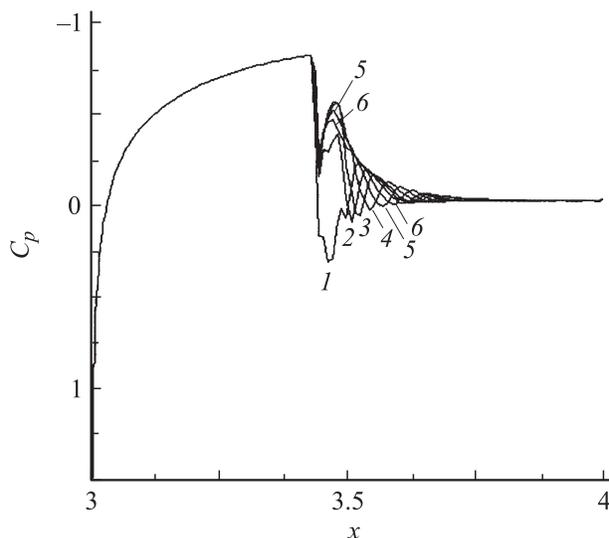


Рис. 7. Распределение коэффициента давления вдоль хорды профиля в различные моменты времени в течение одного периода ($t/\Delta t$): 1 — 0.1; 2 — 0.2; 3 — 0.3; 4 — 0.5; 5 — 0.7; 6 — 0.9.

все стороны от профиля ударные волны (на кривой 1 рис. 7 виден только фронт волны, распространяющийся вниз по потоку), за ними развиваются волны разрежения (это также видно на кривой 1). Затем давление в зонах подвода энергии значительно падает из-за разлета газа (кривые 2–4). В последующем (кривые 5 и 6) интенсивность скачка уплотнения, распространяющегося вниз по потоку, уменьшается, и он сносится потоком. Давление в зоне подвода энергии несколько увеличивается, и формируется распределение перед очередным подводом энергии.

Из рис. 7 видно, что положение скачка уплотнения, замыкающего сверхзвуковую область, в пределах периода практически не изменяется. За скачком существуют области практически постоянного давления, в которых скорости газа малы. В этом варианте осредненное по всему периоду значение $C_x = 0.02224$. Распределение коэффициента волнового сопротивления по большей части периода довольно равномерное (отклонение от среднего по периоду в пределах 5%).

Все предыдущие результаты получены для нулевого угла атаки. В табл. 3 приведены значения C_x , C_y и качества K профиля в зависимости от подводимой энергии ΔE в диапазоне значений угла атаки $\alpha = 0–3^\circ$ (период подвода энергии $\Delta t = 0.05$). Для сравнения в табл. 4 приведены значения тех же величин в диапазоне углов атаки $\alpha = 0–4^\circ$ при отсутствии подвода энергии.

Можно видеть, что заданное значение коэффициента подъемной силы (например, $C_y \approx 0.5$) достигается при существенно более низком значении коэффициента волнового сопротивления и, следовательно, при более высоком качестве. Это хорошо видно, если обратиться к рис. 8, на котором приведены соответствующие данным

Таблица 3.

α, deg	$\Delta E \cdot 10^4$	0	1	2	4	6	8	10	20	30	80
0	$C_x \cdot 10$	0.4591	0.4669	0.4790	0.4921	0.5932	0.6345	0.6366	0.6350	0.6343	0.6468
	C_y	0	0.1470	0.2225	0.2890	0.5238	0.5899	0.6000	0.6393	0.6698	0.7839
	K	0	3.148	4.645	5.873	8.830	9.297	9.425	10.07	10.56	12.12
1	$C_x \cdot 10$	0.5330	0.5545	0.5813	0.6545	0.7673	0.7892	0.7944	0.8040	0.8110	—
	C_y	0.2794	0.3373	0.3980	0.5296	0.6817	0.7044	0.7146	0.7534	0.7836	—
	K	5.242	6.083	6.847	8.092	8.884	8.925	8.995	9.371	9.662	—
2	$C_x \cdot 10$	0.7153	0.7481	0.7871	0.8680	0.9602	0.9843	0.9922	1.013	1.026	—
	C_y	0.5025	0.5499	0.6013	0.6970	0.7902	0.8097	0.8196	0.8547	0.8859	—
	K	7.025	7.351	7.639	8.030	8.230	8.226	8.260	8.437	8.635	—
3	$C_x \cdot 10$	0.9556	0.9931	—	—	—	—	1.154	—	1.260	—
	C_y	0.6754	0.7141	—	—	—	—	0.9166	—	0.9810	—
	K	7.067	7.191	—	—	—	—	7.943	—	7.786	—

Таблица 4.

α, deg	1	2	3	4
$C_x \cdot 10$	0.5330	0.7153	0.9556	1.2290
C_y	0.2793	0.5025	0.6753	0.8154
K	5.240	7.025	7.066	6.634

табл. 3 зависимости C_y от C_x для фиксированных углов атаки (кривые 1–4), полученные при варьировании подводимой энергии, и классическая поляра без подвода энергии (кривая 5). С увеличением угла атаки волновое сопротивление профиля без подвода энергии растет быстрее, чем при подводе энергии для фиксированного угла атаки, и в последнем случае кривая $C_y(C_x)$ более крутая. Таким образом, и в этом случае заданная подъемная сила достигается с помощью подвода энергии при значительно меньшем волновом сопротивлении профиля.

Увеличение подводимой энергии после некоторого значения (в данных расчетах это соответствует значениям $\Delta E > 0.001$) не ведет к росту коэффициента сопротивления C_x , в то время как коэффициент подъемной силы C_y продолжает расти.

Понять в какой-то степени причину такого поведения зависимости $C_y(C_x)$ при подводе энергии можно с помощью распределения по профилю коэффициента давления C_p на рис. 9 для $\alpha = 2^\circ$. Приведенные распределения соответствуют следующим значениям подводимой энергии: 1, 1' — $\Delta E = 0$; 2, 2' — 0.0001; 3, 3' — 0.001; 4 — 0.002; 5 — 0.003. При подводе энергии снизу от профиля замыкающий скачок уплотнения перемещается вверх по потоку и ослабляется, происходит разрушение сверхзвуковой зоны (на рис. 9 — левые кривые 2–5). Это приводит к уменьшению волнового сопротивления. На верхней стороне профиля замыкающий скачок уплотнения смещается ближе к задней кромке (на рис. 9 — правые кривые 1–3), что ведет к увеличению волнового сопротивления. Для подводимой энергии начиная

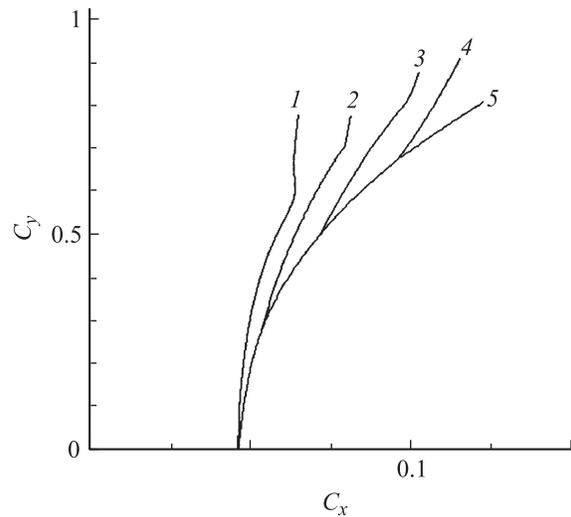


Рис. 8. Зависимость коэффициента давления от коэффициента волнового сопротивления: 1–4 — кривые $C_y(C_x)$ при варьировании подводимой энергии ΔE для фиксированных углов атаки α ; 5 — классическая поляра.

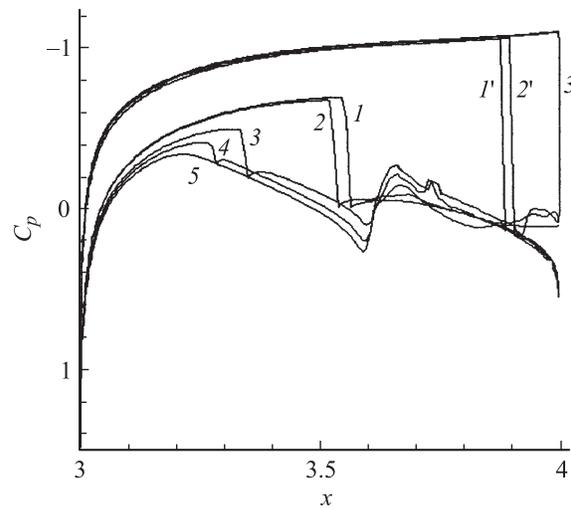


Рис. 9. Распределение по профилю коэффициента давления.

приблизительно со значения $\Delta E = 0.001$ замыкающий скачок уплотнения на верхней стороне профиля устанавливается на задней кромке, а замыкающий скачок ниже профиля становится относительно слабым. С этого момента коэффициент волнового сопротивления практически остается постоянным. Вблизи зоны подвода энергии наблюдается немонотонный характер изменения давления. Перед зоной — повышенное давление, в области зоны из-за разлета газа давление ниже.

При рассматриваемом подводе энергии (в зоне с продольной координатой x от 3.609 до 3.693) замыкающий скачок уплотнения снизу от профиля устанавливается существенно выше вверх по потоку от соответствующей зоны (рис. 9), чем при симметричном подводе энергии (рис. 4, кривая 2). Этим объясняется весьма слабая зависимость коэффициентов подъемной силы и волнового сопротивления от локализации зоны подвода энергии (т.е. от x) у профиля в данном случае.

На рис. 10 представлена зависимость качества профиля от подводимой энергии для различных углов атаки. Штриховой линией показано максимальное значение качества для рассматриваемого профиля при отсутствии подвода энергии. Подвод энергии обеспечивает значительное увеличение качества профиля, что согласуется с результатами, показанными на рис. 8.

Рассмотрим вопрос об эффективности управления аэродинамическими характеристиками профиля с помощью несимметричного подвода энергии. При одностороннем подводе энергии $\Delta E_1 = 0.0006$ аэродинамические коэффициенты имеют значение $C_x = 0.05932$, $C_y = 0.5238$. Близкое значение $C_y = 0.5233$ получается без подвода энергии при угле атаки $\alpha = 2.107^\circ$. В этом случае $C_x = 0.07388$. Используя критерий эффективности, получаем значение КПД двигателя $\eta \approx 52\%$, при котором внешний подвод энергии $\Delta E_1 = 0.0006$. При увеличении энергоподвода „выгодное“ значение КПД

Таблица 5.

k	C_x	C_y	$-C_m$
0.1	0.05412	0.7057	2.609
0.2	0.06306	0.6062	2.246
0.3	0.06428	0.5928	2.197
0.4	0.06477	0.5876	2.178
0.5	0.06496	0.5855	2.171
0.6	0.06503	0.5848	2.168
0.7	0.06507	0.5845	2.167
0.8	0.06509	0.5844	2.166
0.9	0.06509	0.5844	2.166
1.0	0.06509	0.5844	2.166

несколько уменьшается, однако качество профиля возрастает.

При сравнении энергетического способа управления силовыми характеристиками профиля с традиционным необходимо учитывать, насколько значительно изменяются характеристики профиля в течение периода. В табл. 5 приведены значения аэродинамических коэффициентов профиля при одностороннем подводе энергии $\Delta E_1 = 0.001$ (вариант при $x_1 = 3.609$, $x_2 = 3.693$), полученные в результате осреднения по промежутку времени $\tau = 0.1\Delta t$. В первой графе табл. 5 указаны моменты времени с начала очередного подвода энергии ($t = k\tau$). Отклонение аэродинамических коэффициентов от средних значений $C_x = 0.06366$, $C_y = 0.6$ и $C_m = -2.224$ в большей части периода незначительное (около 2%).

Для согласования экспериментальной задачи с численным исследованием трансзвукового потока с замыкающим скачком уплотнения решалась обратная задача. Для получения аналога обтекания участка профиля дозвуковым потоком с образующейся локальной сверхзвуковой областью производился переход в систему координат, в которой газ перед волной покоился, а замыкающий скачок распространялся по этому газу с соответствующим числом Маха $M = 1.3$ (рис. 11). Это позволяло сравнивать результаты исследования воздействия энергозклада на имеющуюся газодинамическую структуру с задачей обтекания профиля с висющим скачком уплотнения.

При численном моделировании, если выбрать характерный размер $l = 1$ м, длина зоны подвода энергии будет равна $\Delta x = 9$ см, толщина зоны $\Delta y = 0.9$ мм. Для условий эксперимента ($p_0 = 25$ Торр) подвод энергии $\Delta E = 0.0015$ эквивалентен удельному энергозкладу 0.11 Дж/см³. Следовательно, предельная частота подвода энергии в этом случае соответствует 150 мкс.

На теневых снимках визуализированы стадии взаимодействия ударной волны с областью энергозклада. Из-за наличия в покоящемся газе более мощных ярких каналов, формирующих более интенсивные полуцилиндрические волны, огибающая ударных волн от разряда искривлена на начальных стадиях распространения. Следует отметить, что в трансзвуковом потоке эта

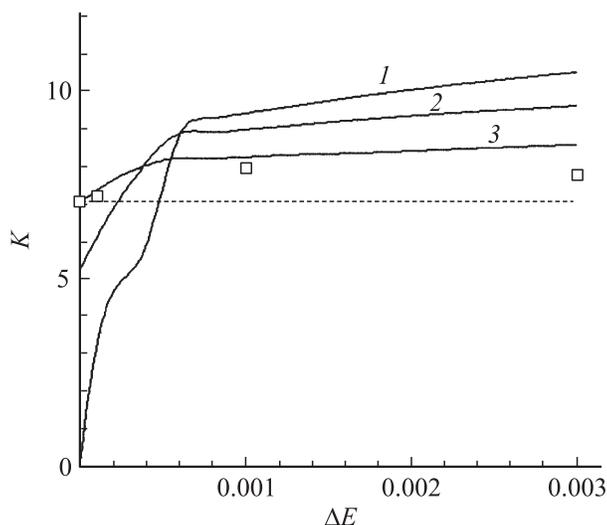


Рис. 10. Зависимость качества профиля от подводимой энергии для разных углов атаки.

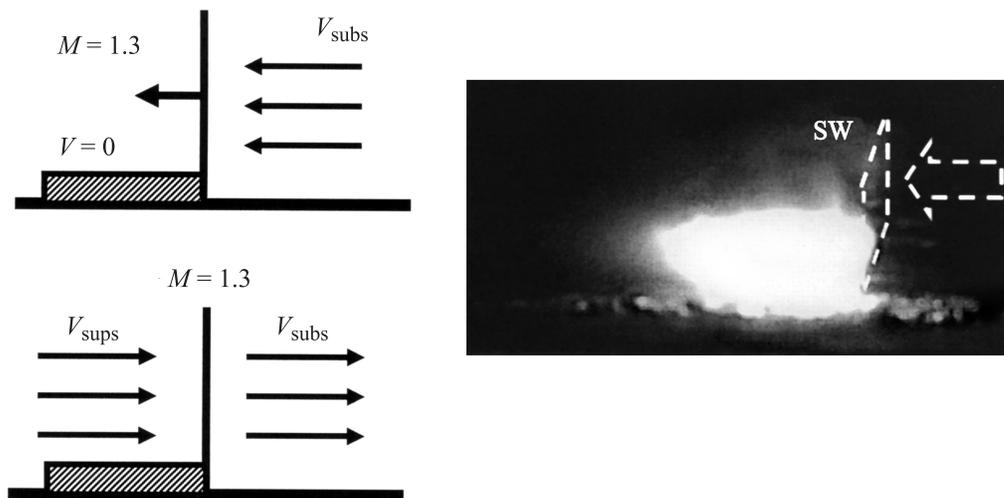


Рис. 11. Постановка задачи. На схеме: заштрихованная область — область энерговклада. На снимке: угол наблюдения $\alpha = 35^\circ$ к плазменной поверхности. V_{subs} — дозвуковая скорость; V_{sups} — сверхзвуковая скорость; SW — ударная волна.

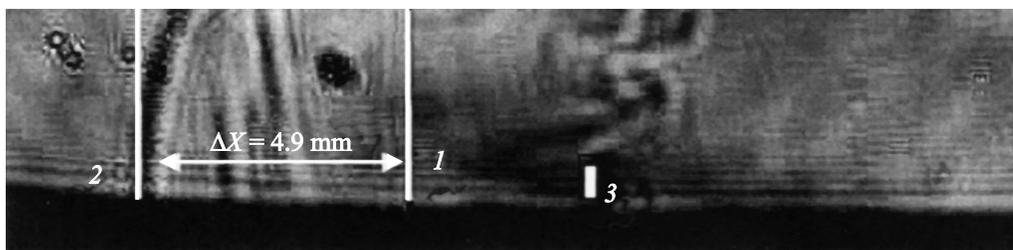


Рис. 12. Ускорение ударной волны (УВ) после прохождения области энерговклада. 1 — положение УВ в момент $t = 39 \mu\text{s}$ без энерговклада; 2 — положение УВ в момент $t = 39 \mu\text{s}$ после энерговклада; 3 — конец расчетного периода.

огибающая имеет плоский фронт, т. е. зона энерговклада в потоке более однородна, что сближает экспериментальные и численные начальные условия. Проведенные исследования воздействия энерговклада на ударную волну позволяют утверждать, что через $t = 20\text{--}40 \mu\text{s}$ происходит ускорение провзаимодействовавшей с областью разряда набегающей волны при некотором искривлении ее фронта, который впоследствии выпрямляется.

На рис. 12 представлены результаты обработки эксперимента со следующими параметрами: число Маха — 2.1, начальное давление 25 Torr, расстояние от ударной волны до конца разрядного промежутка $X = 25 \text{ mm}$. Теневой снимок соответствует моменту времени $t = 39 \mu\text{s}$, и изменение в скорости ударной волны достигает $126 \pm 25 \text{ m/s}$. Таким образом, в первом цикле за четверть предлагаемого в расчетах периода подвода энергии ($150 \mu\text{s}$) экспериментально достигнуто смещение ударной волны навстречу набегающему потоку до 5 мм.

Заключение

Результаты проведенных исследований показали перспективность использования внешнего периодического подвода энергии с целью управления как локаль-

ми, так и интегральными характеристиками крыловых профилей на трансзвуковых режимах обтекания. Вследствие нелинейного характера взаимодействия возмущений, вносимых в поток при подводе энергии, с замыкающим скачком и поверхностью профиля наблюдается значительное уменьшение волнового сопротивления профиля (более чем в два раза). В этом случае подвод энергии является выгодным, если КПД двигателя не превосходит 30%.

Установлено существование предельной частоты подвода энергии; последующее увеличение этой частоты не приводит к уменьшению волнового сопротивления. Найдено, что заданная подъемная сила может быть обеспечена с помощью одностороннего подвода энергии при значительно меньшем волновом сопротивлении профиля и соответственно более высоком качестве по сравнению со случаем его обтекания под углами атаки без подвода энергии. Этот эффект связан со стабилизацией положения замыкающего скачка уплотнения сверху от профиля на задней его кромке и одновременным сокращением размеров сверхзвуковой зоны ниже профиля. Показано, что одновременное использование изменения угла атаки и подвода энергии расширяет возможности для управления полетом летательных аппаратов.

Предложен и исследован источник эффективного энерговклада. Квазиоднородная система параллельных каналов, скользящих по диэлектрику (плазменный лист), предлагается как хороший источник импульсного приповерхностного энерговклада. Эффект перераспределения плазмы разряда в присутствии ударной волны может быть использован для автоматического энергоподвода в соответствующую область перед фронтом волны с учетом динамики ударно-волновых структур. Максимально достижимая плотность энерговклада не единицу поверхности и объема до 0.2 J/cm^2 и 2 J/cm^3 соответственно. Такой высокий уровень энерговклада в данном типе разряда может быть связан, в частности, с большой скоростью релаксации молекул на стенках канала.

Использование импульсного поверхностного наносекундного разряда типа „плазменный лист“ является весьма перспективным для создания устройств управления характеристиками потока при трансзвуковых режимах полета летательных аппаратов. Периодический характер формирующегося течения позволяет использовать его на крейсерских режимах полета. Появляется возможность проектирования трансзвуковых профилей с максимальным крейсерским числом Маха при выполнении геометрических и газодинамических ограничений и сохранении заданной подъемной силы в условиях подвода энергии.

Благодарим за помощь и содействие при проведении экспериментов Мурсенкову И.В. и Латфуллина Д.Ф.

Работа выполнена при частичной поддержке программы президиума РАН и гранта РФФИ № 08-09-90003-Бел а.

Список литературы

- [1] Bletzinger P., Ganguly B.N., Van Wie D., Garscadden A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. Vol. 38. R33–R57.
- [2] Labergue A., Moreau E., Zouzou N., Touchard G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. Vol. 40. P. 674–684.
- [3] Gabriel I. Font. // AIAA. J. 2006. Vol. 44. P. 1572–1578.
- [4] Aulchenko S.M., Zamuraev V.P., Latypov A.F. Proc. 5th Int. Workshop on magneto-plazma-aerodynamics in aerospace applications. Moscow, 2003. P. 323–327.
- [5] Замураев В.П., Калинина А.П. // ПМТФ. 2005. Т. 46. № 5. С. 60–67.
- [6] Yuriev A.S., Korzh S.K., Pirogov S.Yu. et al. // Proc. 3rd Workshop on magneto-plazma-aerodynamics in aerospace applications. Moscow, 2001. P. 201–207.
- [7] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 1. С. 6–11.
- [8] Аульченко С.М., Замураев В.П., Калинина А.П. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 17. С. 81–87.
- [9] Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н. и др. // Докл. РАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339, 340.
- [10] Гувернюк С.В., Самойлов А.Б. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 9. С. 1–8.
- [11] Georgievsky P.Yu., Levin V.A. // Proc. Int. Conf. on the methods of aerophys. Novosibirsk, 1998. Pt. 2. P. 58–64.

- [12] Goksel B. et al. // 3rd AIAA Flow Control Conf. San Francisco. 2006. AIAA. 2006–3686.
- [13] Знаменская И.А., Коротеев Д.А., Попов Н.А. // ТВТ. Т. 43. № 6. С. 820–827.
- [14] Знаменская И.А., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 24. С. 38.
- [15] Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Орлов Д.М., Сысоев Н.Н. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 13. С. 72–77.
- [16] Торенбик Э. Проектирование дозвуковых самолетов. М.: Машиностроение, 1983. 648 с.