

УДК 533.6.011.5 : 536.42

© 2003 г. В. Н. ЗУДОВ, П. К. ТРЕТЬЯКОВ, А. В. ТУПИКИН, В. И. ЯКОВЛЕВ

ОБТЕКАНИЕ ТЕПЛОвого ИСТОЧНИКА СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

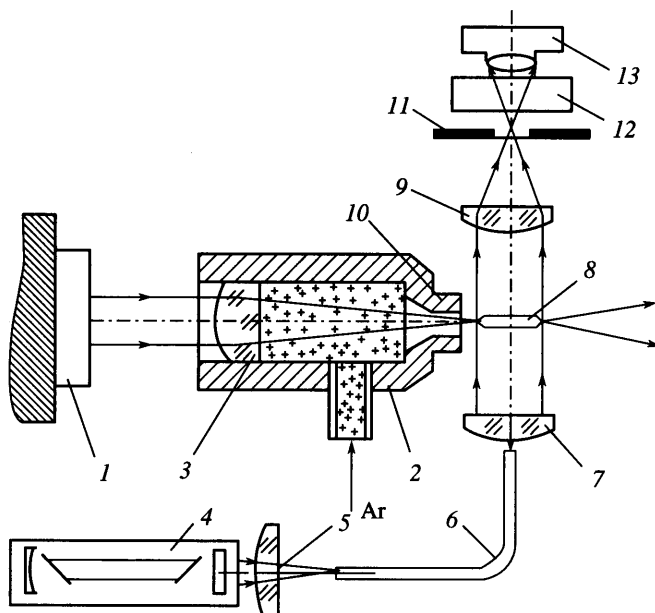
Представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования газодинамической структуры, возникающей при обтекании сверхзвуковым потоком пульсирующего теплового источника. Подвод тепла осуществлялся созданием в потоке ограниченного объема плазмы, образованной при пробое сфокусированного излучения CO_2 -лазера, работавшего в импульсно-периодическом режиме. С учетом полученных экспериментальных данных, предложена модель теплового источника, принятая в численных расчетах. Численные расчеты выполнены в рамках модели невязкого газа с использованием TVD-схемы и разработанных не отражающих краевых условий. Выявлено влияние газодинамических и энергетических параметров на структуру течения исследуемого явления. Получены данные о распределении параметров потока в следе за тепловым источником при изменении числа Маха набегающего потока.

Ключевые слова: сверхзвуковой поток, импульсно-периодический энергоисточник, экспериментальное и численное моделирование.

В последнее десятилетие интенсивно развивается новое направление в аэродинамике, связанное с активным внешним энергетическим воздействием на сверхзвуковой поток. Об этом свидетельствуют проводимые ежегодно международные конференции в Норфолке (США) [1, 2] и в Москве (ИВТ РАН)[3–5].

Возможны различные способы создания локальных воздействий на течение: нагретая проволочка [6], продольный электрический разряд [7], тонкий лазерный луч [8]. Среди предложенных особое место занимает способ энергоподвода с применением излучения (например, лазерного [9]) ввиду его бесконтактности, который является перспективным как для развития исследований, так и для ряда возможных практических приложений. Для этой цели применялись импульсные лазеры с вводом энергии за один или несколько импульсов [9]. А для непрерывного подвода энергии в поток газа в форме стабилизированного оптического разряда требуется высокая (десятки и сотни киловатт) мощность излучения, что является сложной технической задачей. Впервые примененное в [9] импульсно-периодическое излучение CO_2 -лазера со средней мощностью не более 2 кВт позволило сформировать стабилизированный тепловой источник в виде квазистационарной лазерной плазмы (оптического пробоя) в до- и сверхзвуковом потоке аргона (при скорости 190–430 м/с). Для осуществления квазистационарного режима подвода энергии необходимо, чтобы за время между соседними импульсами плазма существенно не распадалась и не сносилась потоком газа. В последующих исследованиях [9–11] детально изучены условия стабилизации оптического разряда, получена качественная и количественная информация о газодинамической структуре течения.

Задачу по математическому моделированию взаимодействия теплового источника со сверхзвуковым потоком обычно рассматривают в стационарной постановке [12]. В нестационарной постановке задача исследована в [13, 14]. В [13] для импульсно-периодического теплового источника в сверхзвуковом потоке определена степень влияния некоторых параметров на структуру течения. Однако представленная в ней струк-



Фиг. 1. Схема эксперимента: 1 – CO_2 -лазер, 2 – форкамера, 3, 5, 7, 9 – линзы, 4 – источник света, 6 – световод, 8 – плазмойд, 11 – диафрагма, 12 – светофильтр, 13 – фотоаппарат

тура течения далека от наблюдаемой в эксперименте. Так, в ней отсутствует довольно протяженная дозвуковая область в следе за тепловым источником. Это связано с тем, что обычно выбираемой формой источника была сфера. Однако в эксперименте тепловой источник имеет форму, близкую к эллипсу с отношением полуосей 6 : 1. Тепловой источник такой формы качественно меняет структуру течения [15]. В [14] рассмотрено влияние частоты импульсно-периодического теплового источника сферической формы на сопротивление тела.

Цель данной работы – анализ основных физических эффектов, наблюдаемых в эксперименте путем сравнения с результатами численного моделирования теплового источника в сверхзвуковом потоке.

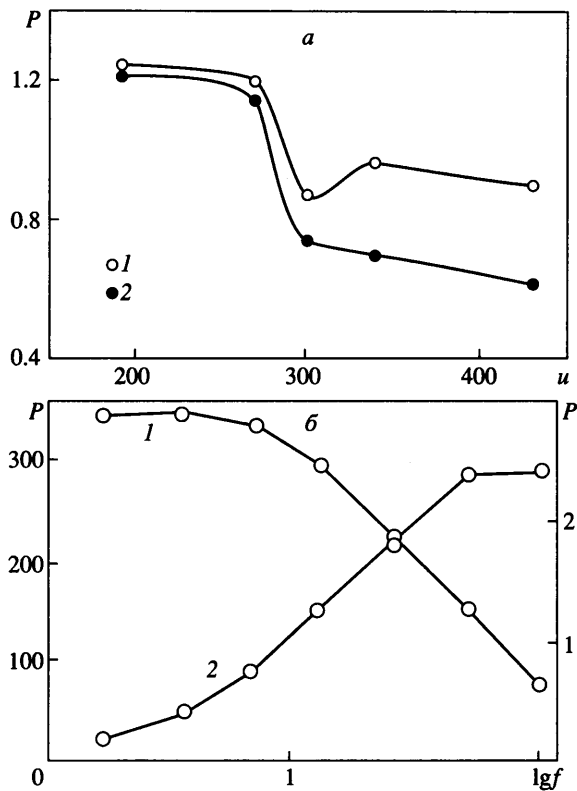
1. Экспериментальное исследование. Схема эксперимента приведена на фиг. 1. Излучение импульсно-периодического CO_2 -лазера 1 направлялось через фокусирующую линзу 3, выполненную из хлористого калия, в форкамеру 2. Форкамера имела внутренний диаметр 80 мм и длину 95 мм. Для формирования потока газа были использованы различные сопла с выходным диаметром от 4 до 20 мм. Газ – аргон подавался в форкамеру проходя систему измерения его расхода. Максимальное давление в форкамере 1.0 МПа, температура 290 К. Расчетное значение числа Маха $M_\infty = 2$ (диаметр сопла 20 мм). Для формирования сверхзвукового потока с параметрами, близкими к расчетным, использовалась рабочая камера с диффузором (на фиг. 1 не показана). Сходящийся пучок излучения проходил через сопло и фокусировался на оси газовой струи на расстоянии 0–40 мм от выходного сечения сопла. При мощности импульса излучения, превышающей пороговое значение, в области фокуса в потоке зажигался оптический пульсирующий разряд. Яркое собственное свечение плазмы и высокая частота следования импульсов накладывают определенные требования к системе визуа-

лизации течения. Для получения мгновенных снимков газодинамической структуры течения в качестве источника света 4 был использован эксимерный лазер (созданный А.Н. Маловым, ИТПМ СО РАН) с длительностью импульса 7 нс, энергией в импульсе – 5–10 мДж и длиной волны – 308 нм. Световод 6 применялся для транспортировки излучения. Оптическая схема включала в себя линзы 5, 8, 9 изготовленные из флюорита. Для получения более полной информации о газодинамической структуре в окрестности оптического пульсирующего разряда 8 применялись также и другие (импульсные и стационарные) источники излучения: искровой разряд, лампа накаливания. Время экспозиции определялось длительностью импульса подсветки (1 мкс) или временем открытия затвора (10 мс) фотоаппарата 13. Время открытия затвора было синхронизовано с временем запуска импульсного источника излучения. Собственное свечение разряда подавлялось плотными светофильтрами 12 и диафрагмой 11. Ввиду высокой частоты следования лазерных импульсов (25–100 кГц) область плазмы на полученных снимках соответствует интегральному эффекту засветки от большого количества (более 100) оптических пробоев в среде.

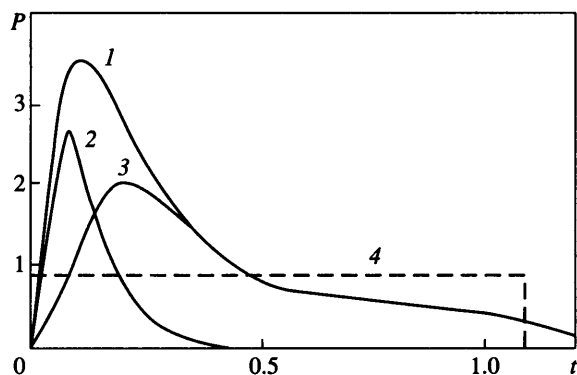
В процессе проведения экспериментов контролировались характеристики лазерного излучения: частота следования и форма импульсов генерации, расходимость пучка. В зависимости от скорости газа и параметров лазерных импульсов определена область существования оптического пульсирующего разряда. Экспериментально выявлен энергетический баланс оптического пульсирующего разряда и найдена доля мощности лазерного излучения, поглощаемая газом. Используемый для создания теплового источника лазер имел импульсную (до 500 кВт) и среднюю (до 2.5 кВт) мощность. Данные об энергетических параметрах излучения CO_2 -лазера, динамике падающего и прошедшего через плазму импульса представлены в [16]. На фиг. 2, а для одного из режимов (частота следования лазерных импульсов 40 кГц) приведены (см. [9]) пороговые значения средней мощности P от скорости газа u . Различие между мощностями зажигания (1) и гашения (2) становится заметным при переходе через скорость звука ($u = 290$ м/с). При проведении этих экспериментов использовалось суживающееся сопло с выходным диаметром 4 мм. Увеличение скорости производилось за счет роста давления аргона в форкамере. Переход к сверхзвуковым значениям скорости на оси струи происходил на режимах истечения с недорасширением потока. Скорость на оси струи вычислялась по отношению p_0/p_∞ (p_0 – давление в форкамере, p_∞ – давление окружающей среды). Для этих случаев оптический разряд формировался в области максимального поперечного размера бочкообразной структуры течения, что контролировалось по ширен-фотографиям.

Как отмечено в [9], различия между мощностями зажигания и гашения, по-видимому, связаны с разницей значений плотности газа ρ . При зажигании плотность ρ соответствует статическим условиям течения, а при гашении ρ равна плотности за ударной волной, возникающей перед плазменным сгустком. На фиг. 2, б приведена зависимость средней и пиковой мощности P от частоты следования импульсов f . Опытным путем установлено, что эффективность поглощения лазерного излучения плазмой в разряде составляла 70–80% и слабо зависела от величины скорости и частоты повторения пробоя. Для этих целей был применен калориметрический метод измерения мощности излучения [16].

На тепловой нагрев, газодинамические возмущения и ионизацию газа тратится более 90% поглощенной энергии излучения. Средняя мощность собственного излучения плазмы не превышает 5% от поглощенной мощности, что показали измерения, проведенные с использованием измерителя мощности ИМО-3. Потери на отражение и рассеивание лазерного излучения составляют менее 3%. В использованном методе отраженное плазмой излучение распространялось в направлении, противоположном лазерному лучу, который далее отражался от оптического клина и фокусировался на входную диафрагму фотоприемника ФСГ-22.



Фиг. 2. Энергетические характеристики оптического пульсирующего разряда (а) и (б) в зависимости от скорости потока и частоты лазерных импульсов: 1, 2 – мощности зажигания и гашения



Фиг. 3. Форма импульса излучения CO_2 -лазера: 1 – исходный, 2 – прошедший, 3 – поглощенный, 4 – осредненный

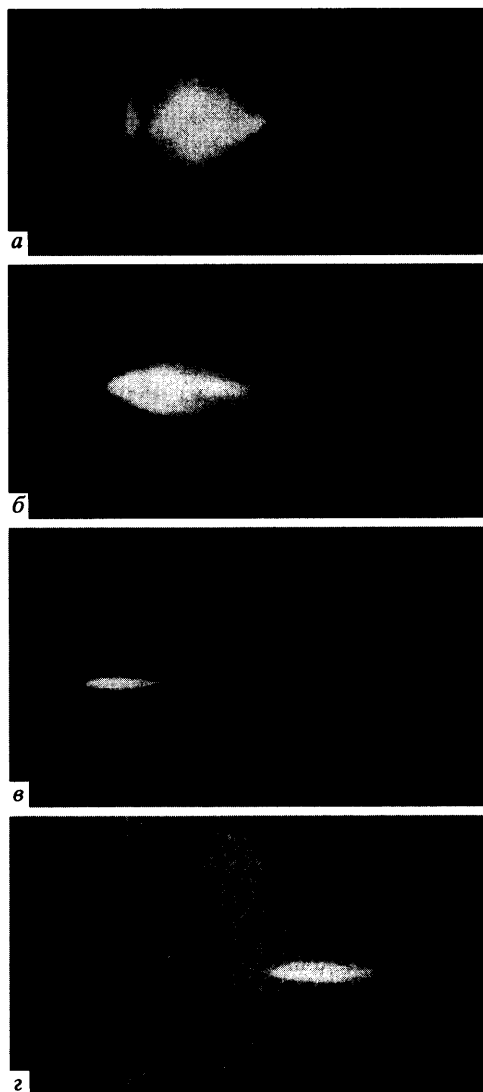
Методы определения эффективности поглощения лазерного излучения плазмой оптического разряда разработаны в ИЛФ СО РАН [16]. На фиг. 3 приведена динамика импульса CO_2 -лазера до (1) и после (2) прохождения оптического разряда. По оси ординат отложена интенсивность сигнала в условных единицах, соответствующих сетке экрана осциллографа. Поглощение излучения происходит на протяжении всей длительности импульса, о чем свидетельствует результирующая кривая (3). Среднее значение мощности импульса (4) получено интегрированием изменения мощности по времени.

На фиг. 4 приведены иллюстрации фотографий свечения (а, б) и шлирен-фотографий оптического разряда в различных газодинамических ситуациях. Первые свидетельствуют о качественном изменении формы светящейся области при изменении скорости потока от дозвуковой (фиг. 4, а, $u = 100$ м/с) до сверхзвуковой (фиг. 4, б). С ростом скорости потока граница светящейся области приобретает обтекаемую форму. Детали структуры хорошо видны на теневых фотографиях течения (в, г). Визуализация потока позволила получить сведения о характерных особенностях его взаимодействия с импульсно-периодическим плазменным теплоисточником. Нестационарный характер течения проявляется генерацией исходящих из области пробоа ударных волн с конфигурацией, подобной эллиптической, особенно на ранней стадии пробоа. За областью энергоподвода развивается тепловой след. Его структура и параметры зависят от подводимой мощности и частоты следования энергоимпульсов. Высокая степень турбулизации теплового следа вызвана с одной стороны периодичностью энергоимпульсов, а с другой – увеличением объема газа за счет локального роста температуры в области плазменного образования. При переходе от частоты 45 к 100 кГц образуется характерная квазистационарная структура теплового следа (фиг. 4, в), и его особенностью является слияние следующих друг за другом зон неоднородности [11]. С увеличением расстояния эти зоны размываются, граница следа становится менее определенной. Визуализация осредненной картины течения показывает, что за видимой областью разряда наблюдается слабо светящийся след без заметных неоднородностей и с уменьшающейся интенсивностью свечения вниз по потоку.

Следует отметить, что на осредненных теневых снимках (с большим временем экспозиции, 0.01 с) виден установившийся скачок уплотнения, отходящий от головной части области энергоподвода, аналогичный скачку, возникающему перед затупленным телом. Из прямого сопоставления мгновенных и осредненных теневых снимков выявлено, что конфигурация скачка образуется суперпозицией исходящих из области пробоа ударных волн. Это подтверждается также расчетами формы ударной волны на основе известных решений для точечного взрыва [11].

Анализ полученных экспериментальных результатов приводит к следующим выводам: в потоке образуется протяженный источник теплоподвода, о чем свидетельствует возникновение ударных волн эллиптической формы. Его поперечные размеры визуализируются в пределах 1.0–1.3 мм (при диаметре фокусировки 0.2 мм), протяженность 6–12 мм. За областью энергоподвода развивается периодический тепловой след, размеры которого в 4–5 раз превышают диаметр теплового источника. Периодический характер следа зависит от частоты импульсов f и при f более 45–50 кГц он становится квазинепрерывным. Можно отметить, что как в условиях проведенных опытов (см. фиг. 4, в, г), когда источник подвода тепла расположен близко к соплу (в), т.е. внутри ядра перерасширенной струи, так и за системой ударных волн, характерной для нерасчетной струи (вдали от среза сопла), заметных отличий от структуры обтекания не обнаружено. Влияние нерасчетности течения в струе возможно при непосредственном воздействии ударных волн на область локализации источника.

Данные экспериментов о размерах теплоисточника подтверждаются также результатами проведенных оценок на основе известной модели [17] формирования оптичес-



Фиг. 4. Результаты визуализации оптического разряда в потоке: *а* – дозвуковое обтекание, *б–г* – сверхзвуковое обтекание

кого пробоя в газе в режиме светодетонационной волны. Протяженность плазмы определяется соотношением

$$L = \int V dt, \quad V = [2(\gamma^2 - 1)I\rho^{-1}]^{\frac{1}{3}} \quad (1.1)$$

где V – скорость волны, I – плотность мощности излучения, определяемая экспериментально из регистрируемой динамики изменения мощности и известной площади сечения луча; ρ – начальная плотность газа, γ – отношение удельных теплоемкостей.

Для реализованных уровней плотности мощности сфокусированного излучения порядка 10^{12} Вт/м² скорость ее распространения составляет более 5 км/с, и поэтому за

f , кГц	P , кВт	E , мДж	$I \cdot 10^{12}$, Вт/м ²	V , км/с	L , мм
100	1.6	16	0.48	5.7	6.3
45	1.8	40	1.2	7.7	8.5
25	1.45	58	1.7	8.7	9.6
12.5	1.35	113	3.4	11	12

время лазерного импульса (около 1 мкс) фронт волны распространяется на расстояние более 5 мм. В то же время при скорости потока 400 м/с смещение плазмы в целом составляет около 0.4 мм, что более чем на порядок величины меньше ее протяженности. В результате для условий эксперимента предположение мгновенности энерговыделения вполне оправдано, что и подтверждается эллиптической формой ударной волны на ранней стадии ее формирования. Уточненные в соответствии с данной моделью результаты оценок параметров излучения и плазмы пробоя представлены ниже в таблице. В таблице приведены значения: средней поглощаемой мощности излучения P , энергии E поглощаемой в импульсе, плотности мощности I , расчетной скорости распространения светодетонационной волны V и длины теплового источника L в зависимости от частоты импульсов f для условий проведенных экспериментов.

Результаты экспериментов показали близкие к расчетным значения протяженности плазмы пробоя (область сильного свечения). Большая длина теплоисточника при низких частотах вызвана повышенными энергетическими параметрами лазерных импульсов для этих условий. Проведенные оценки показали, что реальная динамика импульсов поглощенного излучения может быть заменена импульсом прямоугольной формы с постоянной эффективной мощностью и длительностью $\tau_e = 1.1$ мкс. При этом реальные пиковые значения мощности во много раз выше (фиг. 3). Соответственно, условие квазистационарности определяется равенством $u/f = V\tau_e = L$. Отсюда следует, что с увеличением протяженности теплоисточника уменьшается необходимая для осуществления стационарного режима частота повторения импульсов. В условиях, когда частота импульсов является сильным лимитирующим фактором, целесообразно в высокоскоростном потоке формировать протяженный теплоисточник, что может быть получено при соответствующей фокусировке лазерного излучения.

2. Расчетное моделирование. Приводятся элементы разработанной методики и результаты проведенных расчетов обтекания сверхзвуковым потоком (совершенного газа) источника локального энерговыделения переменной мощности. Принятая модель описывается системой двумерных нестационарных уравнений газовой динамики, в которой задается как мощность энерговыделения, так и ее распределение в области локализации. Расчеты проведены по явной схеме сквозного счета без выделения ударных волн.

В сверхзвуковом потоке совершенного газа находится импульсно-периодический источник локального энерговыделения. Ось симметрии источника параллельна вектору скорости набегающего потока, которая постоянна и не зависит от времени ($V_\infty = \text{const}$). Для источника, мощность которого изменяется во времени по заданному закону, рассчитывается нестационарное изменение газодинамических характеристик потока. Рассмотрены также режимы с постоянной во времени мощностью энергоисточника. Задача решена в рамках двумерных нестационарных уравнений Эйлера с $\gamma = \text{const}$. Энергоподвод к потоку моделировался источниковым членом в уравнении энер-

гии. В описанном виде схема имеет второй порядок точности по пространственным переменным. Система уравнений для осесимметричного нестационарного течения имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \frac{\alpha}{y^\alpha} \mathbf{H}_1 + \frac{\mathbf{H}_2}{y^\alpha} \quad (2.2)$$

Вектора потоков для сжимаемого течения определены как

$$\mathbf{Q} = (\rho, \rho u, \rho v, E)^T, \quad \mathbf{F} = (\rho u, \rho u u + p, \rho v u + p, (E + p)u)^T, \quad \mathbf{H}_2 = (0, 0, 0, \rho e_0)^T,$$

$$\mathbf{G} = (\rho v, \rho u v + p, \rho v v + p, (E + p)v)^T, \quad \mathbf{H}_1 = (-\rho v, -\rho u v, -\rho v v, -vE)^T$$

В уравнениях предполагается, что p – давление, ρ – плотность, u , v – компонента скорости вдоль x и y соответственно, t – время, e – удельная внутренняя энергия, e_0 – подведенная энергия в единицу времени на единицу массы, $q^2 = u^2 + v^2$, $E = \rho(e + q^2/2)$, $\alpha = 0; 1$ (0 – плоское течение, 1 – осесимметричное течение). Давление вычисляется из уравнения состояния

$$p = (\gamma - 1) \left(E - \rho \frac{q^2}{2} \right) \quad (2.3)$$

Для решения рассматриваемой системы уравнений применен метод Годунова. Для определения численных потоков на гранях вычислительной ячейки $F_{i \pm 1/2, j}$, $G_{i, j \pm 1/2}$ использован метод [18]. Интегрирование по времени нестационарных уравнений Эйлера выполнено по явной третьего порядка TVD схеме Рунге–Кутты, предложенной в [19, 20].

В результате получилась второго порядка MUSCL TVD схема для решения нестационарных уравнений Эйлера, в которой интегрирование по пространственным переменным проведено по схеме 2-го порядка точности, а по времени – по схеме Рунге–Кутты 3-го порядка.

Для реализации граничных условий использована следующая схема. Слева на входной границе задавались постоянные параметры равномерного сверхзвукового потока. Левая граница удалена от источника так, чтобы нестационарные возмущения от импульсного энергоисточника не влияли на параметры набегающего потока. Условия на входной границе в ходе расчета не менялись. Условия, задаваемые на внешней верхней границе, должны допускать возможность ненулевых потоков через нее. Это достигается путем задания соответствующих входных и выходных инвариантов Римана, что позволяет учесть возмущения, распространяющиеся как внутрь рассматриваемой области вдоль характеристик, соответствующих отрицательным собственным значениям, так и наружу для положительных. Выходная (правая) граница расчета устанавливалась на таком расстоянии от энергоисточника, чтобы можно было пренебречь продольными градиентами параметров течения. На этой границе также были использованы неотражающие краевые условия [21]. Поскольку ось энергоисточника является линией симметрии, то потоки через нее отсутствуют.

Задача решалась в области, имеющей форму прямоугольника. Тестовые вычисления, проведенные на разных сетках, показали, что при решении задачи по нестационарному взаимодействию энергоисточника со сверхзвуковым потоком необходимо использовать адаптивную сетку, поскольку в расчетной области наблюдалось резкое изменение газодинамических параметров. Наибольшие градиенты параметров наблюдались в энергоисточнике и в следе. Поэтому вычислительная область была разделена на ряд зон, в которых применялось экспоненциальное и равномерное распределение узлов сетки. Так что сетка в ядре энергоисточника и в следе была более мелкая. Окончательные результаты проведены на сетке с числом узлов 600 по x и 200 по y .

Все вычисления проводились в безразмерных величинах: ρ_∞ , p_∞ , $c_\infty^2 = \gamma p_\infty / \rho_\infty$, R_* – плотность, давление, квадрат скорости звука набегающего потока и характерный размер. Обезразмеривания являются инвариантным преобразованием для системы уравнений Эйлера

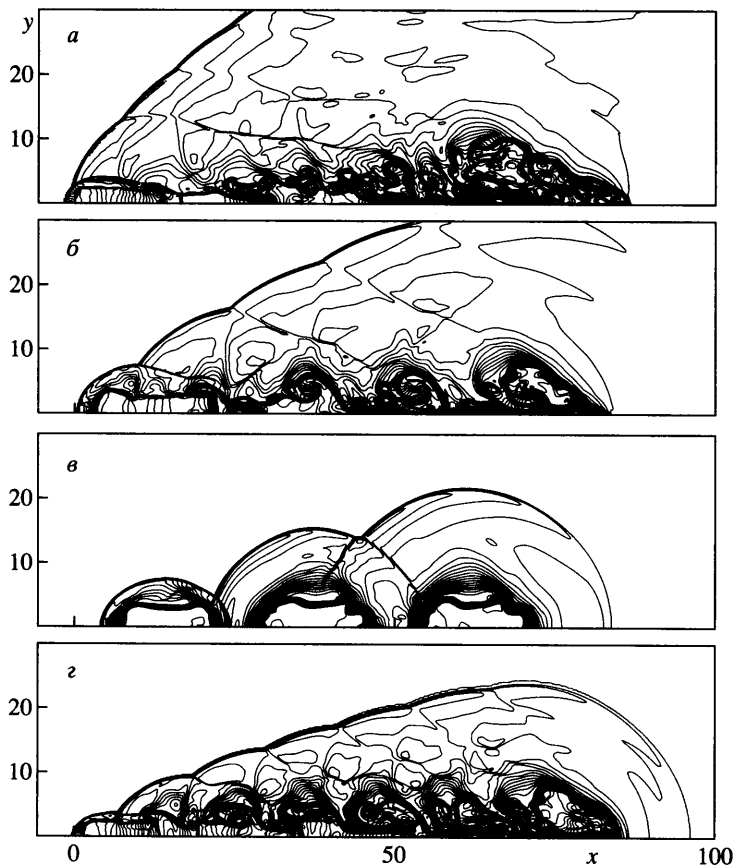
$$a = \sqrt{\frac{p_\infty}{\rho_\infty}}, \quad t = a \frac{t'}{R_*}, \quad \rho = \frac{\rho'}{\rho_\infty}, \quad p = \frac{p'}{p_\infty}, \quad u = \frac{u'}{a}, \quad E = \frac{E'}{p_\infty}, \quad x = \frac{x'}{R_*} \quad (2.4)$$

где штрихом и индексом “ ∞ ” обозначены размерные величины.

3. Результаты расчетов. В расчетах предполагалось, что на энергоисточник набегаёт равномерный сверхзвуковой поток одноатомного газа с постоянным показателем адиабаты $\gamma = 5/3$. Взятые следующие геометрические параметры энергоисточника: длина 8.5 мм, радиус 1 мм. Головная часть энергоисточника располагалась в точке с координатами $x = 0$, $y = 0$. В экспериментах с импульсно-периодическим лазером установлено, что источник энергии имеет протяжённую форму, поэтому считалось, что поглощенная средой энергия приблизительно постоянна в каждом импульсе, а форма области энерговыделения близка к цилиндрической. Также в соответствии с экспериментом (см. таблицу) принято, что энергия, поглощенная средой в одном импульсе, $E_0 = 0.04$ Дж, (частота $f = 45$ кГц). Значение E_0 было постоянным во всех расчетах. Удельная энергия, поглощенная единицей массы среды за единицу времени, $e_0 = E_0/(m\tau)$, где m – масса, к которой подводится энергия, а τ – время выделения энергии. Для условий эксперимента $\tau = 1$ мкс, а период T равен 22.2 мкс для частоты 45 кГц и 10 мкс для $f = 100$ кГц. Источник включается в начале каждого периода T на время τ , т.е. его мощность периодически меняется во времени. Выбранным условиям соответствует сверхкритический режим подвода энергии. В этом случае в потоке возникают зоны дозвукового течения, пульсирующие во времени. Необходимо отметить следующие общие особенности этого течения в области энергоподвода и за ней. Во-первых, в потоке существуют области с резко пониженным (примерно в 5–10 раз) значением плотности, во-вторых, в потоке наблюдается локальная замкнутая зона дозвукового течения. Размеры этой зоны пульсируют во времени [15]. Давление в области следа незначительно отличается от давления набегающего потока.

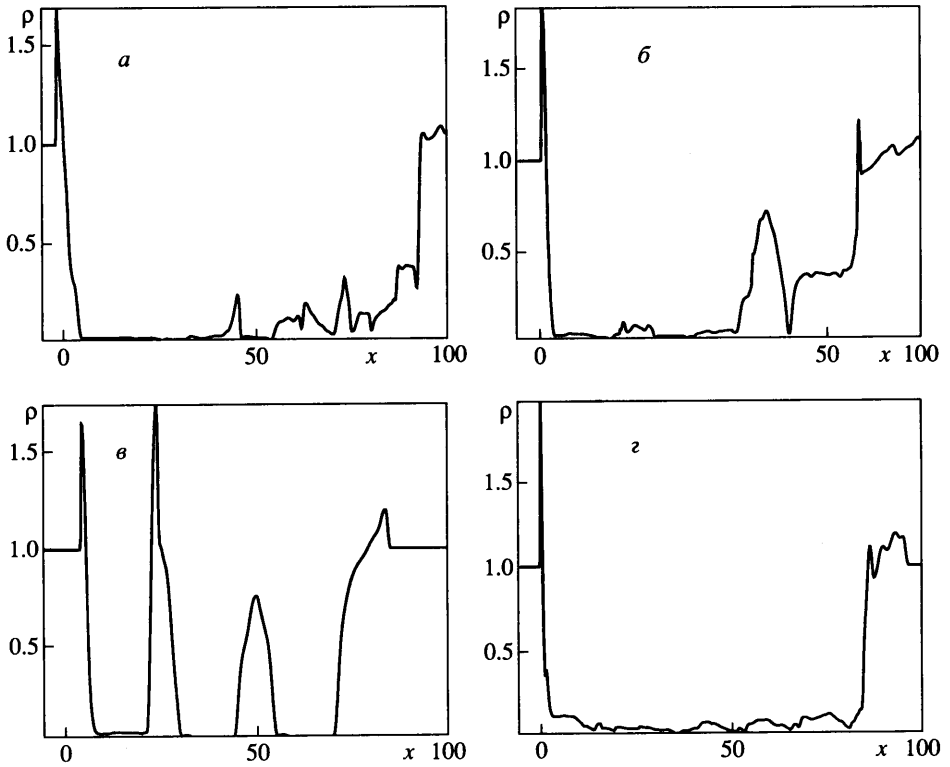
В начальный период времени при формировании импульса излучения в области энергоподвода возникают мощные потоки газа, направленные от центра этой области. Слева и справа от середины формируются струи со скоростями, значительно превышающими скорость набегающего потока. Полученные результаты подобны картине течения при объемном взрыве. Струя, направленная навстречу набегающему потоку, служит своеобразным поршнем, перед которым возникает ударная волна. Форма этой ударной волны напоминает форму ударной волны возникающую перед затупленным телом при обтекании его сверхзвуковым потоком газа. В зависимости от интенсивности энергоподвода за ударной волной могут возникать как области полностью сверхзвукового, так и дозвукового течения. Со временем тепловые пятна в зависимости от определяющих энергетических параметров начинают взаимодействовать между собой или независимо друг от друга смещаются вниз по потоку.

На фиг. 5 представлены результаты расчетов для числа Маха набегающего потока $M_\infty = 2$, показаны изолинии чисел Маха в развивающемся во времени следе. Как отмечено выше, за источником формируется спутная струя, являющаяся следом источника. Внешние очертания следа соответствуют наблюдаемой в эксперименте картине течения (см. фиг. 4). В следе за тепловым источником существуют ограниченные зоны, в которых поток имеет как положительную, так и отрицательную компоненту продольной скорости. Возможно, эти зоны являются следствием взаимодействия двух соседних тепловых пятен. Тепловые пятна возникают последовательно один за дру-



Фиг. 5. Изолинии числа Маха в следе за энергоисточником: а – $M_\infty = 2, f = 45$; б – 3, 45; в – 5, 45; г – 5, 100 кГц

гим. При этом тепловые пятна от предыдущего импульса и последующего довольно сильно (в 3–5 раз) различаются поперечными размерами. Разница обусловлена тем, что ранее возникшее пятно увеличилось в диаметре и сдвинулось вниз по потоку. Вновь появившееся через некоторое время пятно находится в месте своего образования. Таким образом в потоке возникает тепловая ступенька, на которую набегают существенно менее нагретый поток. Этот набегающий поток имеет большое полное давление, а в тепловом пятне оно очень низкое. Взаимодействие набегающего потока с тепловой ступенькой, возможно, и приводит к появлению в потоке зон, в которых наблюдается отрицательная продольная скорость. За цилиндрическим источником формируется зона дозвукового течения значительной протяженности. Развивающаяся структура следа качественно соответствует наблюдаемой в эксперименте [9–11]. Из этих экспериментов следует, что для $M_\infty = 2$ за областью энергоподвода развивается тепловой след, поперечные размеры которого в 4–5 раз больше радиуса источника. При малых частотах след носит прерывистый периодический характер. С увеличением частоты (свыше 50 кГц) наступает квазинепрерывный режим течения. Из численных расчетов для $M_\infty = 2$ видно (фиг. 5), что поперечные размеры теплового следа находятся в диапазоне 4–6 радиусов теплового источника. Так, для $x = 51$ мм, что соот-



Фиг. 6. Зависимости плотности ρ на оси от длины следа: *a* – $M_\infty = 2, f = 45$; *б* – $3, 45$; *в* – $5, 45$; *г* – $5, 100$ кГц

ветствует 6 длинам источника, радиус следа в 5 раз превышает радиус источника. Средняя плотность на оси потока мало изменялась $\rho_a \approx 0.02$ для $3 \leq x \leq 53$ (фиг. 6, *a*).

Исследование влияния M_∞ проведено в диапазоне $M_\infty = 2-6$. Для чисел $M_\infty = 5$ и 6 выявлено влияние частоты следования лазерных импульсов.

При $M_\infty = 3$ в потоке отсутствует область возвратного течения, и поэтому продольная скорость u всюду положительна. В месте энергосвечения возникает тепловое пятно, которое с течением времени смещается вниз по потоку. Длина головной части следа для $M_\infty = 3$ почти вдвое меньше ее значения для $M_\infty = 2$. В отличие от $M_\infty = 2$ в следе можно различить отдельные пятна от идущих друг за другом импульсов (фиг. 5, *б*). На огибающей ударной волне, которая формируется перед источником от взаимодействия ударных волн, возникающих после каждого импульса, появляются точки перегиба, указывающие на место пересечения этих ударных волн. Средняя плотность на оси потока менялась также незначительно $\rho_a \approx 0.04$ для $3 \leq x \leq 50$ (фиг. 6, *б*).

При $M_\infty = 4$ в потоке наблюдались явно выраженные отдельные тепловые пятна с пониженной плотностью газа. Эти пятна вследствие нестационарности процесса смещались вниз по потоку. Наличие отдельных тепловых пятен подтверждается распределением числа Маха по оси симметрии течения. Если для $M_\infty = 2$ и 3 в распределении по оси симметрии наблюдалась некоторая хаотичность в значениях числа Маха, что видно из фиг. 7, то для $M_\infty = 4$ прослеживаются отдельные структуры в виде трех пиков. Появление таких пиков свидетельствует о том, что взаимодействие между от-

дельными областями энерговыделения стало слабым. Подтверждением этого также является то, что среднее число Маха на оси в тепловых пятнах становится близким к единице. Для $M_\infty = 2$ и 3 оно существенно меньше единицы. Средняя плотность на оси потока сохраняется (фиг. 6, а, б) $\rho_a \approx 0.04$ для областей с тепловым пятном и существенно (в 20 раз) превышает это значение в зонах между тепловыми пятнами.

При дальнейшем увеличении M_∞ ($M_\infty = 5, f = 45$ кГц) на оси симметрии остаются два четко выраженных пика в распределении числа Маха. Среднее значение числа Маха в тепловых пятнах повышается, и за вторым пиком скорость становится сверхзвуковой. В потоке уже практически отсутствует огибающая головная ударная волна (фиг. 5, в). Средняя плотность на оси потока для областей с тепловым пятном по-прежнему меняется мало (фиг. 6, в).

Для числа $M_\infty = 6$ поток на оси симметрии полностью сверхзвуковой. При этом наблюдается увеличение значения числа Маха на оси в тепловых пятнах по мере удаления от места энерговыделения.

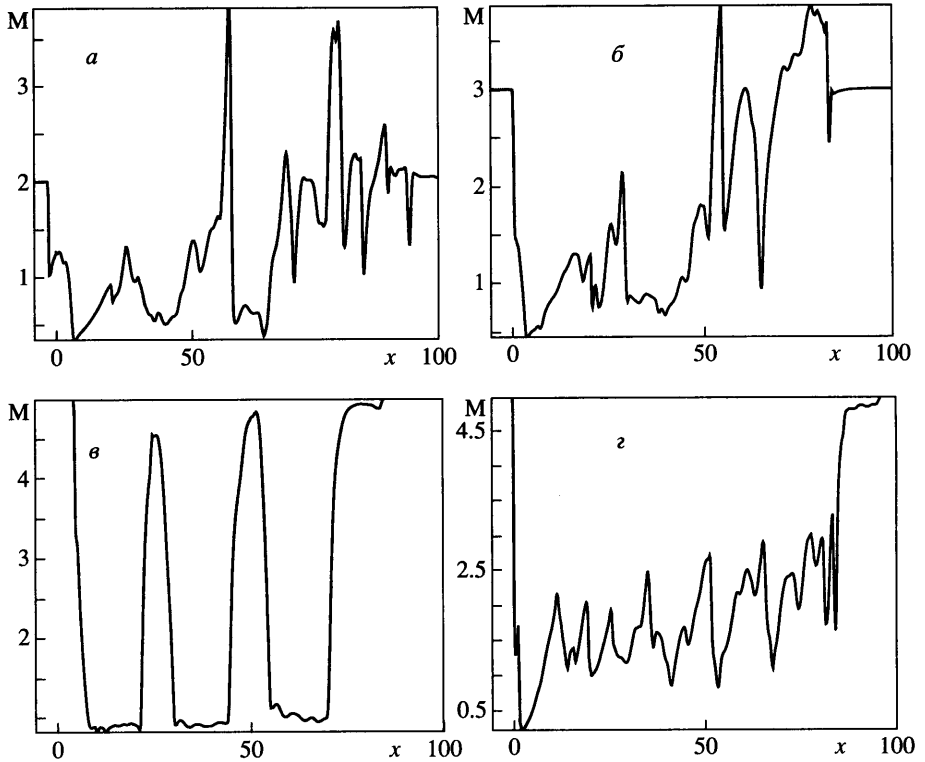
В экспериментах [10] установлено, что частота следования энергоимпульсов оказывает существенное влияние на аэродинамическое сопротивление тел, установленных в следе за источником. Это связывалось с установлением непрерывного, квазистационарного теплового следа с увеличением частоты. Расчеты подтверждают этот вывод. Частота f является одним из основных определяющих параметров работы пульсирующего источника. Изменение f сопровождается количественными и качественными изменениями структуры следа.

Влияние частоты импульсов f на структуру следа прослежено для $M_\infty = 5$ (фиг. 5, б, в, г). Увеличение f с 45 до 100 кГц привело к следующим изменениям в структуре потока: формируется след с почти слившимися тепловыми пятнами, в которых плотность резко понижена (почти в 15–20 раз, фиг. 6, в, г); появляется огибающая ударная волна (фиг. 5, г). Если для $f = 45$ кГц число Маха в тепловых пятнах было близко к 1, то теперь оно всюду, за исключением отдельных точек, выше 1, фиг. 7. Из расчетов для $M_\infty = 5, f = 100$ кГц следует, что локальная дозвуковая зона, примыкающая к оси симметрии, наблюдается только в месте энерговыделения. Другие локальные дозвуковые зоны существовали в верхних частях тепловых пятен на некотором (3–4 мм) расстоянии от оси и для $x = 80$ –90 мм от источника. При этом минимальное значение числа Маха в этих зонах увеличивается по мере удаления от области энерговыделения. Рост частоты с 45 до 100 кГц ($M_\infty = 5$) показал, что в следе снова реализуется квазистационарный режим (фиг. 6, г). Ранее это наблюдалось в эксперименте для $M_\infty = 2$. Результаты для $M_\infty = 5$ почти полностью соответствуют данным для $M_\infty = 6$. Средняя плотность на оси потока мало меняется $\rho_a \approx 0.05$ для $3 \leq x \leq 70$. Таким образом, при частоте 100 кГц в потоке с $M_\infty = 5$ и 6 наблюдается сплошной след с плотностью, приблизительно в 20 раз ниже плотности набегающего потока (фиг. 6, г).

Заключение. Результаты экспериментальных исследований с импульсно-периодическим локальным подводом энергии в сверхзвуковой поток выявили картины формирования ударных волн и теплового следа за областью энергоподвода. Обнаружено, что процесс формирования и структура потока в следе существенно зависят от частоты следования импульсов.

При скорости потока, соответствующей числу Маха $M_\infty = 2$ и частоте импульсов более 40–50 кГц, тепловой след становится непрерывным и реализуется квазистационарный режим течения, а его поперечный размер (4–5 мм) слабо изменяется вниз по потоку от энергоисточника.

С учетом экспериментальных данных разработана численная модель пульсирующего теплового источника. Результаты расчетов показали качественное соответствие с данными экспериментов в части формирования ударных волн и структуры следа. В численных расчетах получены близкие к наблюдаемым в эксперименте поперечные размеры следа за энергоисточником. Как в расчетах, так и в эксперименте отмечен



Фиг. 7. Зависимости числа Маха на оси от длины следа: а – $M_\infty = 2, f = 45$; б – 3, 45; в – 5, 45; г – 5, 100 кГц

переход к квазистационарному следу с увеличением частоты импульсов. Установлено, что при постоянстве подводимой энергии динамика развития следа с изменением числа Маха (с 2 до 6) набегающего потока сохраняется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chernyi G.G. Some recent results in aerodynamic applications of flows with localized energy addition. AIAA Paper. 1999. № 99-4819. 19p.
2. Weakly Ionized Gases Workshop, Norfolk, VA, 1997–2001.
3. The 1st Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. Moscow: Inst. High Temperatures RAS, 1999. 168p.
4. The 2nd Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. Moscow: Inst. High Temperatures RAS, 2000. 355p.
5. The 3rd Workshop on Magneto-Plasma-Aerodynamics in Aerospace Applications. Moscow: Inst. High Temperatures RAS, 2001. 434p.
6. Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Хазинс В.М. Эффект “тепловой иглы” перед затупленным телом в сверхзвуковом потоке // Докл. АН СССР. 1990. Т. 310. № 1. С. 47–50.
7. Витковский В.В., Грачев Л.П., Грицов Н.П., Кузнецов Ю.Е., Лебедеко В.В., Скворцов В.В., Ходотаев К.В., Янков В.П. Исследование нестационарного обтекания тел сверхзвуковым потоком воздуха, подогретым продольным электрическим разрядом // Теплофизика высоких температур. 1990. Т. 28. № 6. С. 1156–1163.

8. Артемьев В.И., Бергельсон В.И., Немчинов И.В., Орлова Т.И., Рыбаков В.А., Хазинс В.М. Глобальная перестройка газодинамических течений с помощью тонких лазерных лучей // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55. № 6. С. 1184–1187.
9. Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона // Докл. РАН. 1994. Т. 336. № 4. С. 466–467.
10. Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н., Крайнев В.Л., Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Яковлев В.И. Управление сверхзвуковым обтеканием тел с использованием мощного оптического пульсирующего разряда // Докл. РАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339–340.
11. Третьяков П.К., Яковлев В.И. Волновая структура в сверхзвуковом потоке с лазерным энергоподводом // Докл. РАН. 1999. Т. 365. № 1. С. 58–60.
12. Лукьянов Г.А. О сопротивлении и теплообмене тела в сверхзвуковом потоке при наличии перед телом плоского источника энергии // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. № 24. С. 76–82.
13. Georgievsky P.Yu., Levin V.A. Unsteady effects for supersonic flow past a pulsing energy source of high power // Proc. of ICMAR. Novosibirsk, Russia, 1998. Pt 2. P. 58–64.
14. Гувернюк С.В., Самойлов А.Б. Об управлении сверхзвуковым обтеканием тел с помощью пульсирующего теплового источника // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 9. С. 1–8.
15. Зудов В.Н. Развитие следа за импульсно-периодическим энергоисточником // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 12. С. 81–87.
16. Grachev G.N., Ponomarenko A.G., Smirnov A.L., Tischenko V.N., Tretyakov P.K. Production of powerful optical pulsating discharge (POPD) by CO₂ pulse periodic laser radiation in supersonic gas flow // Laser Physics. 1996. V. 6. № 2. P. 376–379.
17. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 535 с.
18. Einfeldt B. On Godunov-type methods for gas dynamics // SIAM J. Numer. Analyses. 1988. V. 25. № 2. P. 294–318.
19. Harten A., Enquist B., Osher S., Chakravarthy S.R. Uniformly high order accurate essentially nonoscillatory schemes, III // J. Comput. Phys. 1987. V. 71. № 2. P. 231–303.
20. Chakravarthy S.R., Osher S.A. New class of high accuracy TVD schemes for hyperbolic conservation laws // AIAA Paper. 1985. № 85-0363. 11p.
21. Thompson K.W. Time-dependent boundary conditions for hyperbolic systems // J. Comput. Phys. 1987. V. 68. № 1. P. 1–24.

Новосибирск

Поступила в редакцию
24.XII.2001