

ИНЖЕНЕРНАЯ ФИЗИКА

Регистрация нестационарной динамики тепловых потоков в ударных трубах на основе высокоскоростной термографииИ. А. Знаменская,^{1,а} Е. Ю. Коротева,^{1,б} М. И. Муратов,¹ Л. С. Штеменко,¹ О. И. Докунина,¹ Н. Н. Сысоев¹¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет
кафедра молекулярных процессов и экстремальных состояний вещества
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

Поступила в редакцию 28.06.2022, после доработки 23.08.2022, принята к публикации 30.08.2022.

В настоящей работе продемонстрирована возможность бесконтактной регистрации изменения теплового излучения металлических наружных поверхностей ударных труб при формировании и прохождении внутри каналов высокоскоростных газодинамических течений с плоскими ударными волнами. Исследованы характерные кривые температурного отклика внешней стенки канала на тепловые процессы внутри ударных труб. Изучена зависимость параметров этих кривых от числа Маха ударной волны (в диапазоне 2.0–4.5), положения зоны регистрации (10–90 калибров от диафрагмы) и толщины медных стенок канала (1.5 мм и 2.0 мм).

Ключевые слова: ударные трубы, инфракрасная термография, нестационарный тепловой поток.

УДК: 533.6.071.8, 536.2. PACS: 47.40.-x, 07.57.-c, 07.35.+k, 44.90.+c.

ВВЕДЕНИЕ

Современные исследования в области взаимодействия высокоскоростных нестационарных потоков с обтекаемыми поверхностями во многом определяются насущной потребностью авиационной и космической отраслей. Особое внимание, уделяемое в таких задачах измерению температуры и тепловых потоков, обусловлено значительным увеличением скоростей летательных аппаратов за последние десятилетия. Это приводит к необходимости учета возникающего взаимодействия высокоэнтальпийных потоков газа с поверхностями аэродинамических тел. При достижении скорости газового потока свыше чисел Маха $M \geq 0.4$ начинают проявляться эффекты сжимаемости воздуха. Данное обстоятельство влияет на характер протекания теплообмена между обтекаемой стенкой и газом в пограничном слое [1]. При торможении потока в пограничных слоях часть энергии потока преобразуется в теплоту. С увеличением скорости обтекания тепловой вклад увеличивается.

К сожалению, на данный момент не существует исчерпывающей теоретической модели, которая бы описывала в широком диапазоне скоростей коэффициент теплоотдачи при обтекании сверхзвуковым потоком поверхностей. Это обусловлено весьма сложными динамическими физическими процессами, происходящими на границе разделения фаз [2], сильно различающимися для задач с разной геометрией, необходимостью учитывать теплообмен между газовым потоком и металлической стенкой [3], а также процессами быстро нарастающей турбулизации в пограничном слое [4]. В случаях, когда теплообмен происходит в электрических и магнитных полях, тепловые потоки вообще не имеют расчетной оценки [5]. Таким образом, основным способом определения коэффициента теплоотдачи явля-

ются эмпирические исследования теплового потока и динамики его изменения, требуемые для задания граничных условий численного моделирования, а также верификации численных алгоритмов расчета и расчетных схем сопряженных задач газовой динамики и теплообмена.

Широко используемым инструментом моделирования и исследования нестационарных взаимодействий ударных волн, релаксационных процессов в газах, а также физико-химических и молекулярных физических процессов в газовых смесях и на поверхности раздела фаз является ударная труба (УТ) [6–8]. В экспериментах по кинетике ударных волн и их взаимодействию основные процессы длятся не более десятков–сотен микросекунд. Изучение процессов на таких временах накладывает высокие требования к чувствительности, быстрдействию и временному разрешению регистрирующего оборудования.

Коэффициент теплоотдачи, а также сами тепловые потоки в стенку могут быть оценены различными методами [9–15]. Особый интерес представляет разработка средств точного измерения нестационарных тепловых потоков и температурных полей в ударных установках. На сегодняшний день большое распространение получили датчики теплового потока, основанные на поперечном эффекте Зеебека. В основном они представлены ALTP датчиками (Atomic Layer Thermo Pile) [9], а также градиентными датчиками теплового потока (ГДТП) [5]. Они обладают высокой точностью и малым временем отклика (порядка 50 мкс), но крайне ограниченным пространственным разрешением. Кроме того, использование контактных датчиков теплового потока внутри трубы связано с техническими трудностями и не всегда возможно. Иной подход к определению коэффициента теплоотдачи — определение температуры стенки обтекаемой поверхности, которое также является проблематичным.

С развитием методов оптической визуализации быстротекущих процессов в газах и плазме расширялся диапазон спектральных и простран-

^а E-mail: znamen@phys.msu.ru

^б E-mail: koroteeva@physics.msu.ru

ственно–временных параметров изучаемых явлений [16]. В исследованиях физико–химической кинетики и изучения сильных ударных волн наибольшее развитие получили методы бесконтактной лазерной диагностики [17]. Они позволили проводить более аккуратные измерения потоков температур, концентраций частиц и скоростей. В данной работе использована относительно новая методика диагностики в импульсных газодинамических установках — инфракрасная термография. Ключевыми преимуществами данной методики является возможность проведения бесконтактной неразрушающей регистрации теплового излучения с поверхностей объектов и преобразовании его в пространственную карту температур [18]. В сравнении с описанными ранее классическими методами измерения тепловых потоков использование инфракрасной термографии в качестве теплового датчика для задач конвективно–теплового переноса является более выгодным с нескольких точек зрения. При проведении измерений со стандартными тепловыми датчиками каждый детектор измеряет тепловой поток либо в конкретной точке пространства, либо его среднее значение на поверхности. Данное обстоятельство накладывает ограничение на измерение температур или тепловых потоков в том случае, когда существуют большие пространственные градиенты измеряемых величин. В то же время инфракрасная термография позволяет получать динамические двумерные тепловые поля (до 1 Мпикс) вне зависимости от возможных градиентов температур. Также данная методика обладает высокой чувствительностью к изменению температур (до 20 мК), а также высокой скоростью регистрации (с экспозицией до 20 мкс), что позволяет эффективно применять инфракрасную термографию для стационарных и нестационарных конвективных потоков тепла [19].

В области сверхзвуковой газодинамики применение инфракрасной термографии на сегодняшний день ограничено двумя типами задач: качественной регистрацией ламинарно–турбулентного перехода на обтекаемых поверхностях и измерением теплового потока с внешней поверхности обтекаемого тела [20–23]. Несмотря на существенно более высокую абсолютную погрешность измерений, получаемые двумерные распределения интенсивности теплового излучения с поверхностей дают принципиально новую информацию о течении, которую невозможно получить простой интерполяцией конечного числа данных точечных измерений. Альтернативным методом получения полей температур в газодинамическом эксперименте могут служить люминесцентные преобразователи температуры (Temperature Sensitive Paint, TSP). Однако этот метод технически сложен, обладает относительно низкой точностью и высоким временем отклика и, в отличие от термографии, является существенно инвазивным и сложным в применении [24].

Термографические измерения в аэродинамических приложениях, как правило, проводятся с внешних поверхностей обтекаемых тел. В таком случае инфракрасная камера направлена на поверхность обтекаемого тела, «покрытого» нестационарным сверх-

звуковым потоком. Тормозящий в пограничных слоях газ передает часть кинетической энергии в виде тепла в стенку. Термодинамический баланс на стенке рассчитывается из соотношений, участвующих в теплообмене, нестационарной теплопроводности вглубь поверхности, конвективной теплопередачи между пограничным слоем и стенкой, а также сложной конфигурации излучения потока и обтекаемой поверхности. Ключевым в данном случае является коэффициент конвективной теплоотдачи, определяемый из эмпирических данных. В настоящей работе исследуется тепловое излучение с обратной стороны обтекаемой поверхности конечной толщины (в виде инфракрасного излучения). Данный подход помогает уменьшить количество регистрируемых тепловых процессов.

1. ОПИСАНИЕ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

1.1. Ударные трубы

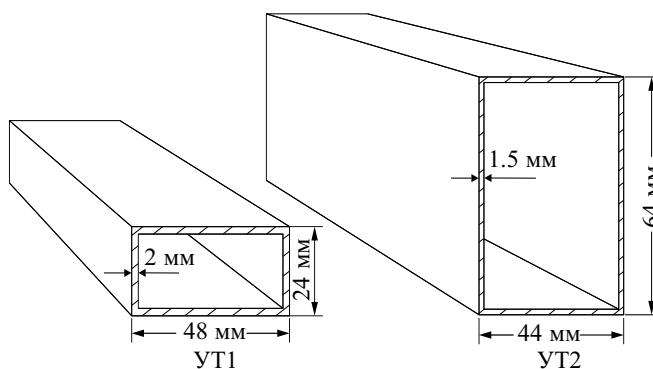


Рис. 1. Геометрические параметры камер низкого давления стенов УТ1 и УТ2

Для получения ударно–волновых течений в работе используются две ударные трубы различной геометрии и конфигураций (рис. 1). Данные конфигурации реализуются классической компоновкой однодиафрагменной двухсекционной ударной трубы прямоугольного поперечного сечения с камерами высокого и низкого давления:

УТ1: Ударная труба с толщиной стенки 2 мм сечением 24 мм (высота) x 48 мм (ширина). Длина камер высокого и низкого давления — 52 и 291 см соответственно. Рассматривался режим свободного течения по каналу.

УТ2: Ударная труба с толщиной стенки 1.5 мм сечением 64 мм (высота) x 44 мм (ширина). Длина камер высокого и низкого давления — 84 и 330 см соответственно. Рассматривались режимы: а) свободного течения по каналу; б) отражения ударной волны от глухой металлической вставки на торце канала низкого давления.

Каналы камер высокого и низкого давления разделены тонкой диафрагмой, выполненной из полимерных пленок. Материал стенок ударных труб — медь. Для всех конфигураций газодинамического стенда роль толкающего газа выполнял гелий, а рабочего — воздух. За счет напуска нескольких атмосфер через редуктор баллона сжатого гелия



Рис. 2. Экспериментальная установка

в камеру высокого давления и откачки форвакуумным насосом газа из камеры низкого давления (до давлений $P \sim 100$ Па) создается необходимый скачок параметров по разные стороны диафрагмы. В результате разрыва диафрагмы в канале формируется плоская ударная волна [25]. Также возможен превентивный разрыв диафрагмы стержнем с острым наконечником, установленным во внутренний объем камеры высокого давления. Варьирование толщины разрываемой диафрагмы, а также подбор отношения давлений между камерами позволяет регулировать число Маха ударной волны.

Для газодинамического стенда УТ1 измерение числа Маха образовавшейся волны осуществляется за счет пьезодатчиков давления, расположенных в канале на известном расстоянии друг от друга. При взаимодействии с ними проходящая ударная волна регистрируется подключенным к датчикам осциллографом. Из разности времени импульсов датчиков оценивается скорость волны, а соответственно и число Маха. Для стенда УТ2 оценка скорости ударной волны происходит на основе лазерно-оптической схемы, зондирующей газовый поток через специальные стеклянные вставки в канале. В зависимости от выбранной диафрагмы и степени откачки камеры низкого давления в работе исследовались течения с числами Маха $M = 2.0-4.5$.

1.2. Тепловизионная регистрация

В ходе экспериментов проводилась регистрация панорамных тепловых картин с внешней стенки ударной трубы после разрыва диафрагмы на различных расстояниях от нее. В качестве приемников инфракрасного излучения использовались (по отдельности) два высокоскоростных охлаждаемых фотонных приемника инфракрасного излучения высокого разрешения:

Flir SC 7700 — Рабочий диапазон 3.7–4.8 мкм.

Telops Fast M200 — Рабочий диапазон 1.5–5.1 мкм.

Во время экспериментов камера располагалась на расстоянии 25–30 см от стенки канала, при этом ее оптическая ось была направлена перпендикулярно главной оси ударной трубы (рис. 2). Снижение пространственного разрешения камер в 4 раза (до 160×128 пк) позволило проводить регистрацию тепловых потоков на частоте до 925 кадров/с (для камеры FLIR) и до 2000 кадров/с (для камеры Telops). Время интеграции составляло 1 мс. Положение области регистрации менялось по длине трубы в ходе экспериментов. Запуск

тепловизионной съемки осуществлялся в автоматическом режиме синхронизационным комплексом от одного из пьезодатчиков давления, срабатывавшего при прохождении вдоль него фронта ударной волны. В случае когда положение области регистрации располагалось до пьезодатчика, запуск съемки происходил вручную.

Поскольку стенки труб в процессе измерений находились при температуре, близкой к комнатной, для увеличения соотношения сигнал–шум и снижения влияния фонового излучения необходимо было максимально увеличить коэффициент излучения области регистрации. Полированные медные стенки каналов обладают высоким коэффициентом отражения в инфракрасном диапазоне, поэтому на поверхности труб в области регистрации наносился тонкий слой черной акриловой краски [26]. В результате коэффициент излучения в настройках тепловизора задавался равным 0.95. Время движения фронта волны от диафрагмы до торца трубы составляло порядка 2–4 мс, время тепловизионной съемки — несколько секунд. Сдвиг области съемки в вертикальном направлении практически не влиял на результаты измерений.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

2.1. Зависимость температурного отклика стенки от начальных условий

Характер отклика теплового потока от внешней стенки сильно зависит от режима течения в канале. Так, при прохождении ударной волны в режиме свободного течения по каналу типичный вид амплитудно–временной развертки тепловых потоков представлен на рис. 3, а. При закрытом глухой вставкой торце внутри канала за время регистрации происходит многократное отражение плоской ударной волны внутри частично замкнутого объема с постепенным ослаблением ее интенсивности. В этом случае наблюдается однократный скачок теплового потока с внешней стенки трубы длительностью порядка нескольких секунд (рис. 3, б).

С точки зрения исследований нестационарных тепловых потоков больший интерес представляет детальное рассмотрение температурной реакции внешней стенки канала на однократное прохождение по нему ударного скачка (рис. 3а). Температурный отклик внешней стенки ударной трубы в этом случае состоит из всплеска малой длительности (порядка десятков миллисекунд), за которым следует падение измеряемой температуры. Характерными параметрами температурного отклика в данной задаче служат:

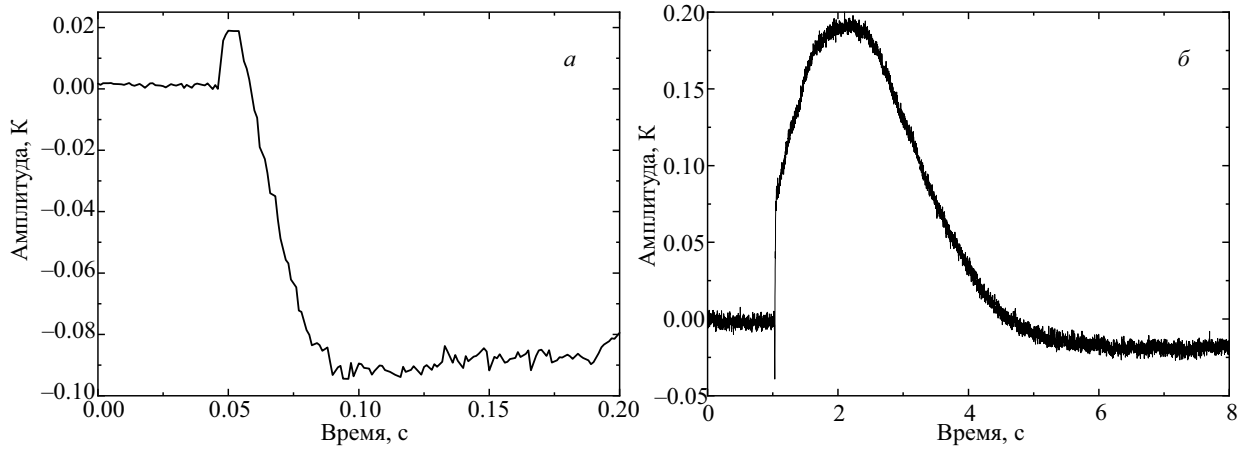


Рис. 3. Типичный вид амплитудно–временной развертки тепловых потоков на внешней поверхности канала при прохождении ударной волны в канале *a* — режим свободного течения число (Маха $M = 3.5$); *б* — режим отражения от глухой вставки (число Маха $M = 2.4$)

A_{burst} : Амплитуда всплеска температуры от начального до максимального значения;

A_{fall} : Амплитуда падения температуры от максимального до минимального значения;

t_{burst} : Полная длительность всплеска температуры по уровню начального значения;

t_{rise} : Длительность всплеска температуры на половине высоты всплеска;

t_{fall} : Время падения температуры от максимального до минимального значения.

На рис. 4 представлены амплитудно–временные развертки тепловых потоков на расстоянии 50 калибров от диафрагмы для различных чисел Маха ударной волны. Отмечаются существенные различия изменения амплитудных и временных параметров в зависимости от скорости ударной волны. Видно, что амплитуды всплеска A_{burst} и падения A_{fall} температуры возрастают, а длительность всплеска t_{burst} , наоборот, убывает с увеличением интенсивности плоской ударной волны (рис. 5). Это объясняется увеличением амплитуды температурного скачка внутри трубы и одновременно уменьшением времени до прихода волны разрежения.

Стоит отметить, что с увеличением скорости фронта ударной волны происходит также увеличение скорости прохождения «пробки» — нагретого и сжатого спутного потока, идущего за ударным фронтом волны, — что приводит к уменьшению времени контакта нагретого газа с внутренней стенкой УТ. Таким образом возможна реализация выхода аппроксимирующей кривой графика на насыщение на больших числах Маха, когда вклад от теплового импульса будет уравниваться довольно короткой его продолжительностью. При этом получено, что относительная интенсивность температурного скачка выше для трубы с более тонкими стенками.

2.2. Зависимость температурного отклика стенки от положения зоны регистрации

По теории идеальной ударной трубы, при разрыве диафрагмы, разделяющей камеры высокого и низкого давлений, по камере низкого давления начинает распространяться ударная волна, а в противоположную сторону — веер волн разрежения.

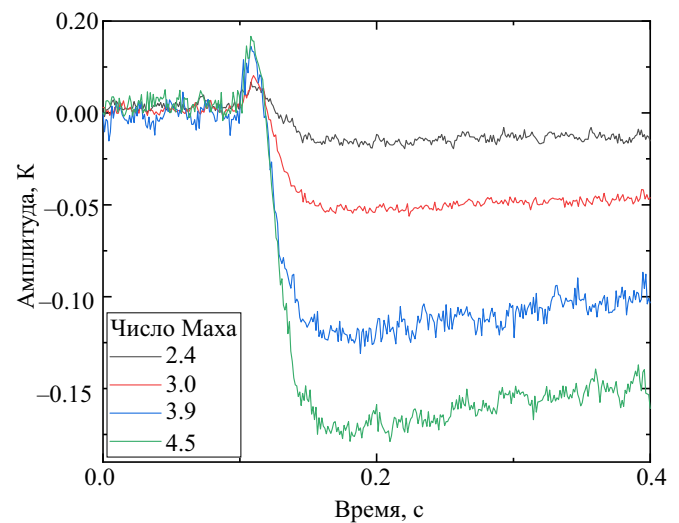


Рис. 4. Общий вид амплитудно–временной развертки тепловых потоков для разных чисел Маха на удалении 50 калибров от диафрагмы

Рабочий и толкающий газы разделяются контактной поверхностью. В реальных ударных трубах ввиду конечного времени разрыва диафрагмы, а также неоднородности ее разрушения плоский фронт ударной волны формируется не мгновенно, а лишь на расстоянии нескольких десятков калибров от диафрагмы [27, 28]. Это, в свою очередь, может также влиять на параметры температурного отклика внешней стенки канала.

На рис. 6 представлены характерные амплитудно–временные развертки температуры внешней стенки канала, зарегистрированные на различных расстояниях от диафрагмы. Результаты получены для одного значения числа Маха плоской ударной волны ($M = 3.5 \pm 0.05$). Видно, что вблизи диафрагмы основной скачок температуры на внешней стенке трубы имеет относительно малую амплитуду A_{burst} и длительность t_{burst} , которые почти линейно увеличиваются по мере приближения области регистрации к торцу трубы (рис. 7). Кроме того, для областей опроса, ближайших к диафрагме, характерно более замет-

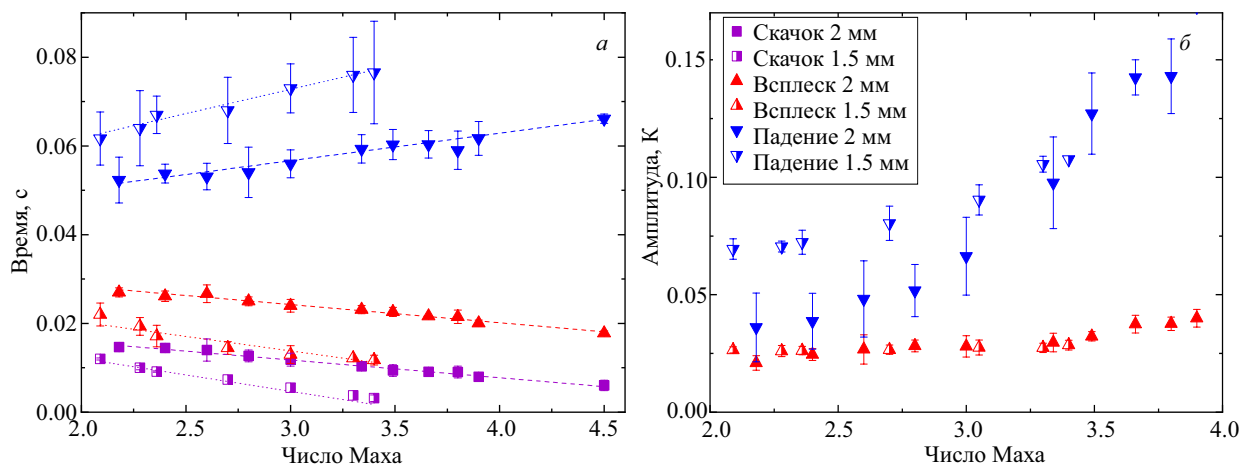


Рис. 5. Сравнительные графики зависимости *a* — временных и *б* — амплитудных изменений от числа Маха и толщины стенки канала для режима свободного течения

ное понижение температуры, связанное с приходом холодного толкающего газа (A_{fall}).

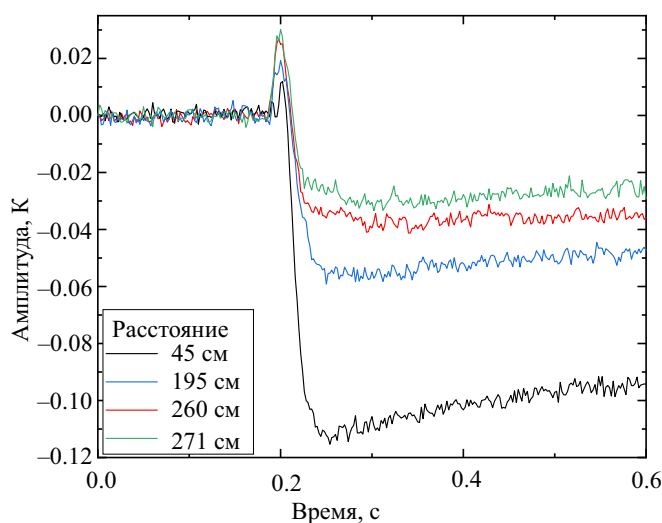


Рис. 6. Общий вид амплитудно-временных разверток тепловых потоков на разном удалении от диафрагмы для режима свободного течения. $M=3.50 \pm 0.05$

Для ближайших к диафрагме областей опроса основной вклад в формирование теплового импульса канала вносит холодная контактная поверхность и отраженный веер волн разрежения. На небольшом удалении от диафрагмы быстрый проход спутного потока за слабо сформированным плоским фронтом ударной волны не успевает создать достаточно большой тепловой импульс в пограничном слое канала и «перекрывается» ранним приходом контактной поверхности. С удалением от диафрагмы ударная волна формирует плоский профиль, увеличивается амплитуда всплеска A_{burst} и уменьшается амплитуда падения A_{fall} . Время прохождения «горячей пробки» в несколько раз растет с удалением от диафрагмы (рис. 7, *a*). В пограничном слое данная структура успевает создать большой тепловой импульс для передачи на внешнюю поверхность канала. У торца канала тепловой отклик двух данных конфигураций течения — «горячая пробка» и холодный

поток за контактной поверхностью — практически уравниваются.

Температура «горячей пробки» за фронтом ударной волны зависит от числа Маха и практически не меняется вдоль канала. При удалении от диафрагмы длина «горячей пробки» увеличивается. Следовательно, увеличение амплитуды всплеска, регистрируемое в эксперименте, соответствует только увеличению времени контакта разогретого газа с внутренней стенкой канала.

2.3. Связь температурного отклика стенки с процессами в ударной трубе

Изменение теплового излучения, регистрируемое на внешней стенке газодинамического стенда обусловлено процессами, происходящими в пристеночном слое течения, а также в стенке канала. В первую очередь, это распространение нелинейной волны сжатия со сверхзвуковой скоростью по покоящемуся газу. Переход от невозмущенной среды к возмущенной сопровождается скачкообразным изменением макроскопических термодинамических параметров. Большие диапазоны изменения теплофизических параметров газа в пограничном слое приводят к изменениям плотности, теплопроводности и теплоёмкости газа, что также оказывает влияние на теплообмен высокоскоростного потока со стенкой [14]. Характерные времена для газодинамических процессов ~ 400 мкс, а для процессов теплопроводности ~ 1 мс.

В пристеночной области внутри канала теплопередача между высокоскоростным потоком газа и внутренней частью стенки осуществляется за счет конвективно-лучистого теплообмена. Нарастающая турбулизация пограничного слоя усиливает теплообмен между газовым потоком и металлической стенкой, и сформированный на внутренней стенке канала тепловой импульс переносится сквозь металлическую стенку ударной трубы механизмами теплопроводности по закону Фурье. Характер формирования ударной волны при разрыве диафрагмы имеет определяющее значение для теплообмена, так как от данного процесса напрямую зависит начальный этап формирования пограничного слоя.

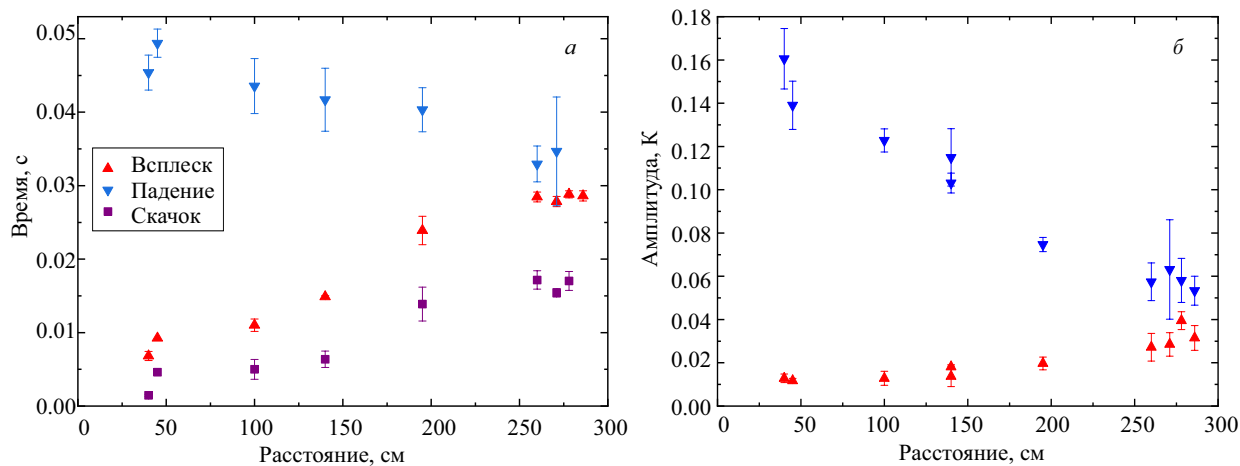


Рис. 7. Графики зависимости амплитудных (а) и временных (б) изменений от расстояния до диафрагмы для режима свободного течения. $M=3.50 \pm 0.05$

Для данной задачи существенно различие в двух основных областях течения: ядре потока и пограничных слоях, формирующихся у внутренних стенок канала. Размеры и положение данных областей неустойчивы и динамично изменяются при различных структурах течения (горячая пробка, контактная поверхность и т.д.). Температура на стенке трубы изменяется с запаздыванием относительно ядра потока. Времена установления теплового баланса между областями течения порядка нескольких миллисекунд. Различие в температурах обусловлено торможением газа вблизи стенок канала, где происходит резкое уменьшение скорости от максимального её значения до нуля на поверхности стенки. Градиент скорости поперёк пограничного слоя приводит к возникновению значительных сил трения, работа которых переходит в теплоту. Как следствие, это приводит к изменению распределения температуры в пограничном слое, а также к изменению теплового потока на стенке канала.

До прихода контактной поверхности ядро потока с постоянным значением температуры занимает большую часть канала. При смене «горячей пробки» холодным толкающим газом в пограничном слое происходит наложение данных структур. В отличие от изменившегося в размерах ядра потока, где данное изменение происходит быстрее, в пограничном слое требуется время, чтобы холодные и горячие слои газа смешались. В реальном газе не происходит мгновенной смены температуры во всем сечении канала. За счёт теплопроводности резкий скачок на контактной поверхности сглаживается.

Относительно небольшие изменения оцениваемых параметров в сравнении со скачками и временами процессов внутри канала связаны с наложением замедления потоков в пограничных слоях близ стенок и теплопроводностью. Быстрые ударные процессы с большими перепадами макроскопических параметров газа «фильтруются» механизмами нестационарной теплопроводности, что позволяет получать лишь косвенные оценки измененных параметров. Уровень излучения, регистрируемый инфракрасной камерой, зависит от материала покрытия области опроса,

положения области опроса, а также толщины стенки канала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Временное и температурное разрешение современных тепловизионных камер оказывается достаточным для анализа нестационарных тепловых процессов, происходящих внутри ударных труб при распространении и отражении плоских ударных волн, за счёт регистрации временных разверток температуры внешних стенок каналов. Показано, что характер теплового потока от внешних стенок канала качественно отражает сложные нестационарные процессы внутри канала в пристеночном слое с учетом задержки за счёт теплопроводности стенок. При этом уменьшение толщины медных стенок на 25% позволяет соответственно снизить тепловую задержку (инерцию).

На основе результатов подобных тепловизионных экспериментов возможно восстановить параметры теплоотдачи между стенкой и пристеночным нестационарным потоком за счёт решения обратной задачи. Эти данные необходимы для задания граничных условий и верификации расчетных схем при численном моделировании сопряженных процессов сверхзвуковой газодинамики и теплообмена.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 22-29-00652), а также при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина»

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., 1985.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., 1974.
3. Frazier C., Lamnaouer M., Divo E. et al. // Shock Waves. 2010. **21**. P. 1.
4. Знаменская И.А., Татаренкова Д.И., Сысоев Н.Н. и др. // Сборник докладов. VI Минский международный коллоквиум по физике ударных волн, горения и детонации. 2019. P. 320.
5. Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В. и др. // Современная наука. 2011. **2**. P. 172.

6. Райзер Ю.П. Введение в гидрогазодинамику и теорию ударных волн для физиков. М., 2011.
7. Знаменская И.А., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н. // ИФЖ. 2011. **84**. Р. 32.
8. Fomin N.A. // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2010. **83**. Р. 1118.
9. Knauss H., Roediger T., Srulijes J. // Journal of Spacecraft and Rockets. 2009. **462**, N2. Р. 255.
10. Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2004. **30**, №2. Р. 76.
11. Карслоу Г., Егер Л. Теплопроводность твердых тел. М., 1964.
12. Поляков Ю.А., Макаров Ю.В. // Технологии техно-сферной безопасности. 2015. **62**, №4.
13. Попов П.А., Сахаров В.А., Лапушкина Т.А. и др. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. **22**, №3. Р. 31.
14. Знаменская И.А., Лагутов Ю.Л., Степанец И.В. // Теплофизика высоких температур. 1992. **30**, №3. Р. 841.
15. Виноградов Ю. А., Попович С. С., Стронгин М. М. // Наука и Образование. 2016. № 11. Р. 55.
16. Знаменская И.А. // Научная визуализация. 2021. **13**, №3. Р. 125.
17. Ronald K. Hanson. // Proceedings of the Combustion Institute. 2011. **33**, №1. Р. 1.
18. Вавилов В.П. Инфракрасная термография и тепловой контроль. М., 2013.
19. Carlomagno G. M., Cardone G. // Experiments in Fluids. 2010. **49**. Р. 1187.
20. De Luca L., Carlomagno G. M., Buresti G. // Experiments in fluids. 1990. **9**, №3. Р. 121.
21. Zuccher S., Saric W.S. // Experiments in Fluids. 2008. **44**. Р. 145.
22. Sant Y., Aupoix B., Barricau P. et al. // AerospaceLab. 2009. Р. 1.
23. Акинфиев В.О., Горбушин А.Р., Курсаков И.А. и др. // Техника воздушного флота. 2011. **85**, №4.
24. Liu T., Sullivan J.P., Asai K. et al. // Pressure and Temperature Sensitive Paints. Springer, 2021.
25. Штеменко Л.С. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1967. №1. С. 58.
26. Знаменская И.А., Шагиянова А.М., Коротеева Е.Ю., Муратов М.И. // Научная визуализация. 2020. **5**. С. 13.
27. Сысоев Н.Н., Шугаев Ф.В. Ударные волны в газах и конденсированных средах. М., 1987.
28. Pakdaman S.A., Garcia M., Teh E. et al. // Shock Waves. 2016. **26**, №6 Р. 799.

Registration of Nonstationary Heat Flux Dynamics in Shock Tunnels Using High-Speed Thermography

I. A. Znamenskaya^a, E. Yu. Koroteeva^b, M. I. Muratov, L. S. Shtemenko, O. I. Dokunina, N. N. Sysoev

Department of Molecular Processes and Extreme Matter States, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia
 E-mail: ^aznamen@phys.msu.ru, ^bkoroteeva@physics.msu.ru

The present work demonstrates the possibility of contactless registration of changes in the thermal radiation of the metal outer surfaces of shock tunnels during the formation and passage of high velocity gas-dynamic flows with planar shock waves inside the channels. The representative curves of the temperature response of the channel outer wall to thermal processes inside the shock tunnels have been studied. The dependence of the parameters of these curves on the shock wave Mach number (in the range of 2.0–4.5), the position of the detection zone (10–90 calibers from the diaphragm), and the thickness of the copper walls of the channel (1.5–2.0 mm) were also studied.

Keywords: shock tunnels, infrared thermography, nonstationary heat flow.

PACS: 47.40.-x, 07.57.-c, 07.35.+k, 44.90.+c.

Received 28 June 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2022. 77, No. 6. Pp. 914–921.*

Сведения об авторах

1. Знаменская Ирина Александровна — доктор физ.-мат.наук, профессор; тел.: (495) 939-44-28, e-mail znamen@phys.msu.ru.
2. Коротеева Екатерина Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, ст. преподаватель; тел.: (495) 939-27-41, e-mail: koroteeva@physics.msu.ru.
3. Муратов Мурат Ильмдарович — студент; тел.: (495) 939-44-28, e-mail: muratov583@gmail.com.
4. Штеменко Людмила Сергеевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-28-16.
5. Докунина Ольга Ивановна — ст. инженер; тел.: (495) 939-28-16.
6. Сысоев Николай Николаевич — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-44-28, e-mail: nn.sysoev@physics.msu.ru.