

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПРОЦЕССОВ И ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ  
СОСТОЯНИЙ ВЕЩЕСТВА

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«Термографическое исследование тепловых потоков на  
газодинамическом стенде»**

Выполнил студент

404 группы:

Муратов Мурат Ильмдарович

\_\_\_\_\_

подпись студента

Научный руководитель:

д.ф.–м.н. Знаменская Ирина Александровна

\_\_\_\_\_

подпись научного руководителя

Допущен к защите \_\_\_\_\_

Зав.кафедрой \_\_\_\_\_

подпись зав. кафедрой

Москва

2020

## Содержание

<b><i>Введение</i></b> .....	3
<b>1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР</b> .....	5
<i>1.1 Ударные волны</i> .....	5
<i>1.2 Инфракрасная термография</i> .....	9
<b>2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА</b> .....	16
<b>3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ</b> .....	19
<i>3.1 Излучение из боковой стенки</i> .....	19
<i>3.2 Излучение из торцевой стенки</i> .....	23
<b>4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ</b> .....	27
<i>Список литературы</i> .....	28

## ***Введение***

Изучение и попытки обоснования различных явлений и процессов в газах и жидкостях всегда занимало особое место в науке. Ввиду обилия различных параметров таких систем, как геометрические размеры и формы, скорость, концентрация, диффузия, вязкость и сжимаемость, да и, в конечном счёте, колоссальное число самих исследуемых систем - анализ, систематизация и изучение явлений представляется фундаментальной научной задачей. Не стоит забывать и о нелинейности основных уравнений гидро- и газодинамики, которые делают практически невозможным, за исключением некоторых случаев, прямого их исследования в разрыве с эмпирическими трудами.

Явления, описанные в данной работе, будут проявляться и вносить весомый вклад в состояние газа на скоростях сравнимых или даже превышающих скорость звука. Для газодинамики движение и состояние газа имеет существенно различный характер и поведение, в зависимости от того, меньше или больше скорость газа, чем скорость звука. Иными словами, является ли движение дозвуковым или сверхзвуковым. Одним из наиболее очевидных различий между до- и сверхзвуковыми режимами течения газа - возможность существования в сверхзвуковых потоках ударных волн [1]. Ударная волна вносит существенные изменения в состояния среды, обладает многими «экстремальными» характеристиками и требует специальных технических реализаций для изучения и анализа [2].

Целью данной работы являлось исследование изменения тепловых потоков выделенных областей опроса на стенке прямоугольного канала ударной трубы сечением  $24 \times 48 \text{ мм}^2$  при движении в канале ударных волн посредством применения методики инфракрасной термографии. Регистрация производилась с поверхностей газодинамического стенда с

различными коэффициентами теплопроводности и излучательной способностью. Излучение тела, принимаемое тепловизором, может быть измерено экспериментально с высоким пространственным разрешением и временным разрешением вплоть до 1/100 с. Для панорамной регистрации тепловых полей использовалась тепловизионная камера FLIR SC7700, работающая в средневолновом инфракрасном диапазоне 3.7-4.8 мкм. Вспомогательным прибором одномерной бесконтактной регистрации температуры был пирометр. В ходе работы были реализованы различные конфигурации снятия тепловизионных данных, а также проведён сравнительный анализ с ранее полученными экспериментальными данными и численными моделями.

# 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

## 1.1 Ударные волны

Ударные процессы обладают уникальными свойствами. Как правило, говоря о таких свойствах, верно употреблять словосочетание “экстремальные свойства”. Это обусловлено тем, что ударноволновые процессы скоротечны  $t = 10^{-6}$ с и характеризуются давлениями в миллионы паскалей, температурами в тысячи К и скоростями в тысячи метров в секунду. В первую очередь необходимо ввести формальное определение ударных волн:

Ударная волна — это сильное нелинейное возмущение в сжимаемой сплошной среде, движущееся относительно этой среды со сверхзвуковой скоростью. Это возмущение, на котором терпят разрыв основные макроскопические термодинамические параметры: температура  $T$ , давление  $P$ , плотность [1]-[5]. Опираясь на классическую теорию возмущений в среде (в данном случае удобно применять модель идеального стационарно движущегося газа), любое возмущение в среде движется относительно неподвижной системы координат со скоростью  $\mathbf{v} + c\mathbf{n}$ , где  $\mathbf{v}$  скорость потока газа, а  $c$  - скорость распространения возмущения относительно газа, помноженная на единичный вектор направления  $\mathbf{n}$ . Как было сказано ранее, ударные возмущения распространяются со сверхзвуковыми скоростями, что означает, что в данном случае  $v > c$ . Это приводит нас к неочевидному выводу: в сверхзвуковом потоке исходящее из некоторой точки возмущение распространяется только вниз по течению внутри конуса с углом раствора тем меньшим, чем меньше отношение  $c/v$  [2]. Данный угол, определяемый отношением  $c/v$ , называется углом Маха, а обратное отношение  $M = \frac{v}{c}$ , часто встречающееся в газодинамике, называется числом Маха и характеризует скорость и интенсивность ударной волны. Стоит, однако, отметить, что при движении с различными

большими скоростями скорость звука с уже нельзя считать константой во всех точках среды. Ввиду изменений термодинамических параметров газа на больших скоростях меняется и скорость звука, являемая функцией данных параметров. О скорости звука как функции координат точки говорят как о местной скорости звука. Стоит также ввести некоторые ограничения, вводимые принятой моделью идеального газа: распространение сильных ударных волн ( $M > 5$ ) уже не может быть рассмотрено в рамках действующей модели из-за резкого скачка температуры на фронте ударной волны, что в реальных газах приводит либо к возбуждению внутренних степеней свободы, либо, что существенно для сложных молекул, ионизации и диссоциации. Таким образом, при рассмотрении сильных ударных волн стоит в первую очередь опираться на сложные реальные свойства самой среды т.е. реагирующего газа.

Состояние за плоской ударной волной, а именно такие наблюдаются в эксперименте, может быть определено, основываясь на фундаментальных законах сохранения в системе координат, движущейся с ударной волной. Законы сохранения, связывающие параметры газа за ударной волной со скоростью ударной волны и параметрами перед ударной волной, могут быть получены путем интегрирования уравнения движения газа при определенных предположениях [1], [5]. В случае одномерного движения газа законы сохранения массы, импульса и энергии имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) &= 0, \\ \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} &= -\frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho u^2}{2} + \rho \varepsilon \right) &= -\frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho u \left( \frac{u^2}{2} + h \right) - \Delta E \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $u, \rho, p, h$  – скорость (относительно лабораторной системы отсчета), плотность, давление и удельная энтальпия соответственно;  $\varepsilon$  – внутренняя энергия;  $\Delta E$  – тепловые потери или тепловыделение в объеме.

Учитывая стационарность движения и проинтегрировав от нуля до бесконечности с учётом предположения о кусочной непрерывности всех функций по обе стороны разрыва, что соответствует реальной природе явлений, и воспользовавшись теоремой о среднем значении, получим законы сохранения:

$$\begin{aligned} \rho_1 V_1 &= \rho_0 V_0, \\ p_1 + \rho_1 V_1^2 &= p_0 + \rho_0 V_0^2, \\ \frac{V_1^2}{2} + h_1 &= \frac{V_0^2}{2} + h_0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $V_i = u_0 - u_i$  – скорость относительно фронта ударной волны.

Следует отметить, что законы сохранения (2), полученные без введения предположения о стационарности процесса, дают связь только между мгновенными значениями параметров непосредственно на фронте ударной волны. Поток за фронтом ударной волны в этом случае является неоднородным и для определения его параметров необходимо учитывать граничные условия. Уравнения (2) должны замыкаться уравнением состояния газа

$$p_i / \rho_i = R T_i / \mu_i \quad (3)$$

а также уравнениями, выражающими зависимость энтальпии газа  $h$  и молекулярного веса  $\mu$  от температуры  $T$  и давления  $p$  (калорическим уравнением состояния).

Если в газе не происходит физико-химических превращений, то молекулярный вес при переходе через фронт ударной волны не

изменяется, теплоемкости  $C_p$  и  $C_v$  постоянны, а удельная энтальпия  $h$  связана с температурой и давлением соотношениями

$$h = C_p T = \frac{c_p}{c_p - c_v} RT = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \quad (4)$$

В таком случае мы получаем систему (2) – (4) из пяти уравнений с пятью неизвестными, решая которую мы можем получить явную зависимость всех параметров газа за ударной волной от начальных параметров и скорости ударной волны (числа Маха ударной волны) [4]. В данном случае скорость звука выражается формулой  $c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}$ .

Говоря об ударных волнах, мы по большей части говорим про так называемый фронт ударной волны, являющийся поверхностью разрыва производных термодинамических параметров, а также про следующее за фронтом течение газа [1], [5]. Толщина фронта ударной волны оценивается величиной порядка длины свободного пробега молекул газа (более точно —  $\sim 10$  длин свободного пробега), или же  $\sim 200$  нм [6]. На этом участке (ширине фронта УВ), как уже было сказано, и происходит изменение значений параметров газа. Скачок этих параметров есть функция числа Маха ударной волны и значения  $\gamma = c_p/c_v$ . Параметры однородного потока за плоской ударной волной определяются из соотношений Ранкина-Гюгонио:

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad (5.1)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)M^2}{(\gamma - 1)M^2 + 2}, \quad (5.2)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \left( \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) \left( \frac{2}{(\gamma + 1)M^2} + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right), \quad (5.3)$$

где  $P_0, T_0, \rho_0$  – параметры газа перед ударной волной;  $P_1, T_1, \rho_1$  – параметры газа за ударной волной.

При этом математически полагается, что изменение параметров происходит скачкообразно, однако в реальности, конечно же, на фронте ударной волны происходит непрерывное изменение параметров, обусловленное, во-первых, вязкостью и теплопроводностью среды, а во-вторых, достаточно медленными релаксационными процессами в газе за фронтом УВ [5]. В итоге за фронтом формируется релаксационная зона, в которой может происходить релаксация молекулярных колебаний, установление химического и ионизационного равновесия и др. [1].

Как уже можно заметить, ударноволновые процессы обладают немалой долей уникальных характеристик, которые следует учитывать для получения полной картины и понимания явлений. Ввиду экстремальной природы таких явлений их исследование требует специальных технических реализаций и методик. В данной работе для исследования теплового отклика стенок ударной трубы использовалась инфракрасная термография.

## *1.2 Инфракрасная термография*

Инфракрасная термография – это методика использования устройств для регистрации и измерения излучения и сопоставления его с температурой поверхностей [7]. Тепловое излучение, являющееся по своей природе процессом распространения электромагнитных волн, характеризуется спектром частот, который соответствует энергетическому уровню структурных частиц вещества при рассматриваемой температуре. Интегральное тепловое излучение тел одинаковой температуры определяется их атомной и молекулярной структурой, а также формой и состоянием поверхности тел. Носителем теплового излучения являются электромагнитные волны, которые распространяются в однородной изотропной среде или вакууме со скоростью света в соответствии с законами оптики [8]. Излучение характеризуется частотой колебаний

электромагнитного поля  $\nu$  или длиной волны  $\lambda$ , связанной с частотой через скорость света  $c$ :  $\lambda = c/\nu$ . С квантовой точки зрения излучение рассматривается как совокупность неких частиц, фотонов или световых квантов, энергия которых связана с частотой эквивалентного поля посредством постоянной Планка  $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$  эрг · с [5].

ИК-термография обладает безусловными преимуществами в исследованиях теплового излучения тел с положительной абсолютной температурой: она является неразрушающей бесконтактной технологией, что позволяет регистрировать температурные поля удалённых источников, а также обладает возможностью мгновенно получать полноценные двухмерные температурные картины. Современная инфракрасная термография использует электронно-оптические устройства для измерения потока излучения и на его основе вычисления температуры поверхности обследуемых конструкций или оборудования.

Техника регистрации ИК излучения берет свое начало в 1800 г. в работах сэра Уильяма Гершеля, астронома при дворе английского короля Георга III. При выполнении исследований, приведших к открытию планеты Уран 13 марта 1793 г., Гершель работал над защитой своих глаз от солнечного света и обнаружил эффект нагрева ртутного термометра, который был расположен за красной полосой видимого спектра. Учёный проводил серию опытов, чтобы выяснить, какой нагревательной способностью обладают различные участки солнечного спектра. Учёный пришёл к выводу, что существует инфракрасное, или тепловое, излучение, не видимое глазом, но регистрируемое термометром. Пробразом первых тепловизоров явилось устройство Джорджа Гершеля (сына Уильяма Гершеля), который регистрировал тепловое излучение объектов по неравномерному испарению спирта на тонкой фильтровальной бумаге (эта идея затем была использована в эвапорографах). В 1900 г. произошло

второе рождение ИК методов исследований в качестве строгой научной дисциплины, что было обусловлено, с одной стороны, фундаментальными исследованиями Планка, Эйнштейна, Кирхгофа, Голицына, Вина в области теории теплового излучения, а с другой стороны – прогрессом в технологии детекторов ИК излучения.

Электромагнитное (тепловое или ИК) излучение возникает в твёрдых телах, жидкостях и газах вследствие колебаний атомов в кристаллической решетке или вращательно-колебательного движения молекул. Световые кванты излучаются и поглощаются при переходах электронов в атомных системах: атомах, молекулах, ионах, электронно-ионной плазме, из одного энергетического состояния в другое. При поглощении кванта происходит возбуждение атома, молекулы и т. д. Для того чтобы произошло испускание кванта, необходимо предварительно возбудить атом; атом теряет энергию возбуждения, передавая ее испускаемому кванту. Лучеиспускающая способность тем выше, чем больше число возбужденных атомов, т. е. чем выше температура [5]. Стоит отметить, что данный перенос энергии также осуществим в вакууме, что, само собой, нашло широкое применение в астрономии.

Электромагнитный спектр поделён на определенное число интервалов длин волн, называемыми группами. Инфракрасная группа, в свою очередь, также поделена на 4 меньшие подгруппы с достаточно произвольно выбранными границами: ближняя NIR (0,74 – 1,4 мкм), короткая SWIR (1,4 – 3 мкм), средняя MWIR (3 – 8 мкм), длинная LWIR (8 – 15 мкм) и дальняя VLWIR (15 - 1000 мкм). Наиболее чувствительными, а соответственно и часто используемыми областями являются средняя MWIR и длинная LWIR, однако, область длин волн 5 ~ 7,5 мкм практически не задействована в исследованиях, ввиду высокой поглощающей способности атмосферы в данном диапазоне [9].

Тепло может быть поглощено, отражено и даже пропущено сквозь тело [8]. Согласно закону сохранения энергии:

$$\alpha_r + \rho_r + \tau_r = 1 \quad (6)$$

где  $\alpha_r$  – доля поглощаемой радиации телом,  $\rho_r$  – доля отраженной радиации и  $\tau_r$  – доля переданной (пропущенной) радиации. Данные коэффициенты носят названия – коэффициент поглощения, коэффициент отражения и коэффициент пропускания соответственно. Данные коэффициенты обладают зависимостью как от испускаемой длины волны, так и направления, в котором испускается волна. Нам известно, что все тела с абсолютной температурой выше нуля испускают энергию со своей поверхности в форме радиации, среди них существуют тела, которые испускают наибольшее количество энергии для данной температуры. Такие тела называются чёрными. Излучение, испускаемое с поверхности черных тел в полусфере, подчиняется Планковскому спектральному закону:

$$I^b(\lambda) = \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)} \quad (7)$$

где  $\lambda$  – испускаемая длина волны,  $T$  – абсолютная температура чёрного тела, а  $C_1$  и  $C_2$  – универсальные радиационные константы. В законе четко прослеживается стремление излучения к нулю при  $\lambda \rightarrow 0$  и  $\lambda \rightarrow \infty$ .

Путём дифференцирования и интегрирования спектрального закона Планка можно получить закон смещения Вина, а также закон Стефана-Больцмана соответственно. Длина волны  $\lambda^*$  для которой излучение энергии будет максимально, определяется законом смещения Вина и является функцией абсолютной температуры чёрного тела следующим образом:

$$\lambda^*T = 0,002897 \text{ м} \cdot \text{К} \quad (8)$$

Другими словами - максимальное значение излучения  $I^b$  смещается к меньшей длине волны при повышении абсолютной температуры тела. Максимум спектральной плотности мощности излучения при температуре объектов от 0 до 100С приходится на интервал длин волн от 8 до 10 мкм, что и объясняет использование ИК камер преимущественно в среднем MWIR и дальнем LWIR диапазонах [7], [9], [10]. Закон Стефана-Больцмана, в свою очередь, определяет полный объём (по всем длинам волн) излучаемой энергии  $E^b$  для данной абсолютной температуры черного тела:

$$E^b = \sigma T^4 \quad (9)$$

где  $\sigma$  – константа Стефана-Больцмана. Стоит оговорить следующее: так как инфракрасные тепловизоры способны регистрировать только ограниченное число длин волн (только в заданном диапазоне), целесообразно пользоваться спектральным законом Планка, предпочитая его закону Стефана-Больцмана. Конечно же, реальные объекты практически никогда не подчиняются вышеприведенным законам, даже в тех случаях, когда они близки к моделям чёрного тела. Реальные объекты, как правило, испускают только часть излучения  $I(\lambda)$  от всего объема, излученного моделью черного тела  $I^b(\lambda)$  для заданной абсолютной температуры и длине волны. Был введен так называемый спектральный коэффициент излучения  $\varepsilon(\lambda)$ , равный отношению излучения реального тела  $I(\lambda)$  к излучению модели чёрного тела в полусферу  $I^b(\lambda)$ .

$$\varepsilon(\lambda) = I(\lambda) / I^b(\lambda) \quad (10)$$

Это выражение может быть переписано с точки зрения излучения реального тела простым домножением на спектральный коэффициент:

$$I(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)} \quad (11)$$

Тела, чьи коэффициенты излучения не зависят от длины волны  $\lambda$ , называются серыми телами. Стоит также упомянуть и закон Кирхгоффа, который утверждает, что спектральные коэффициенты излучения  $\varepsilon(\lambda)$  и поглощения  $\alpha_r(\lambda)$  равны между собой. Что приводит нас к фундаментальной формуле для абсолютно непрозрачных тел ( $\tau_r = 0$ ), какие, по большей части, и исследуются ИК термографией:

$$\varepsilon(\lambda) + \rho_r(\lambda) = 1 \quad (12)$$

Следовательно, материалы с низким коэффициентом  $\varepsilon(\lambda)$  (например металлы) не только излучают меньшее количество энергии, но и отражают большое количество проходящего извне и падающего на них радиационного излучения. Поэтому, когда возможно, такие материалы исключаются из ИК исследований, или же, в особых случаях, обязательно покрываются тонким слоем термокраски чёрного цвета [7] – [10]. Стоит не забывать, что коэффициент  $\varepsilon(\lambda)$  также обладает зависимостью от угла обзора  $\Theta$  относительно нормали к поверхности, с которой ведется снятие термографических картин.

Поскольку объект теплового контроля всегда находится в окружении других физических тел, также испускающих и отражающих ИК (тепловое) излучение, то суммарное излучение тела, регистрируемое тепловизором, складывается из собственного, прошедшего и отраженного излучения. Физические приемники излучения генерируют электрический сигнал, пропорциональный мощности оптического излучения, поглощенного их чувствительными площадками. Выходной электрический сигнал ИК тепловизора пропорционален полному поглощенному потоку:  $U \sim \Phi_{tot}$   
 Полный поток включает три компоненты: собственный поток объекта

термографирования, поток от других (окружающих) объектов, отраженный от исследуемого объекта и поток, генерируемый атмосферой:

$$\Phi_{tot} = \varepsilon_{ob}\tau_{atm}\Phi_{ob} + (1 - \varepsilon_{ob})\tau_{atm}\Phi_{amb} + (1 - \tau_{atm})\Phi_{atm} \quad (13)$$

где  $\varepsilon_{ob}$  – коэффициент излучения исследуемого объекта;  $\tau_{atm}$  – коэффициент пропускания атмосферы;  $\Phi_{ob}$  – собственный поток исследуемого объекта (в предположении АЧТ);  $\Phi_{amb}$  – поток от других объектов (в предположении АЧТ);  $\Phi_{atm}$  – поток, генерируемый атмосферой (в предположении АЧТ).

Аналогичное уравнение справедливо для электрических сигналов, считая, что  $U \sim \Phi$

$$U_{tot} = \varepsilon_{ob}\tau_{atm}U_{ob} + (1 - \varepsilon_{ob})\tau_{atm}U_{amb} + (1 - \tau_{atm})U_{atm} \quad (14)$$

где  $U_{ob} \sim \Phi_{ob}$  – сигнал собственного потока исследуемого объекта,  $U_{amb} \sim \Phi_{amb}$  – сигнал от других объектов,  $U_{atm} \sim \Phi_{atm}$  – сигнал, генерируемый атмосферой.

Это уравнение можно решить относительно  $U_{ob}$ :

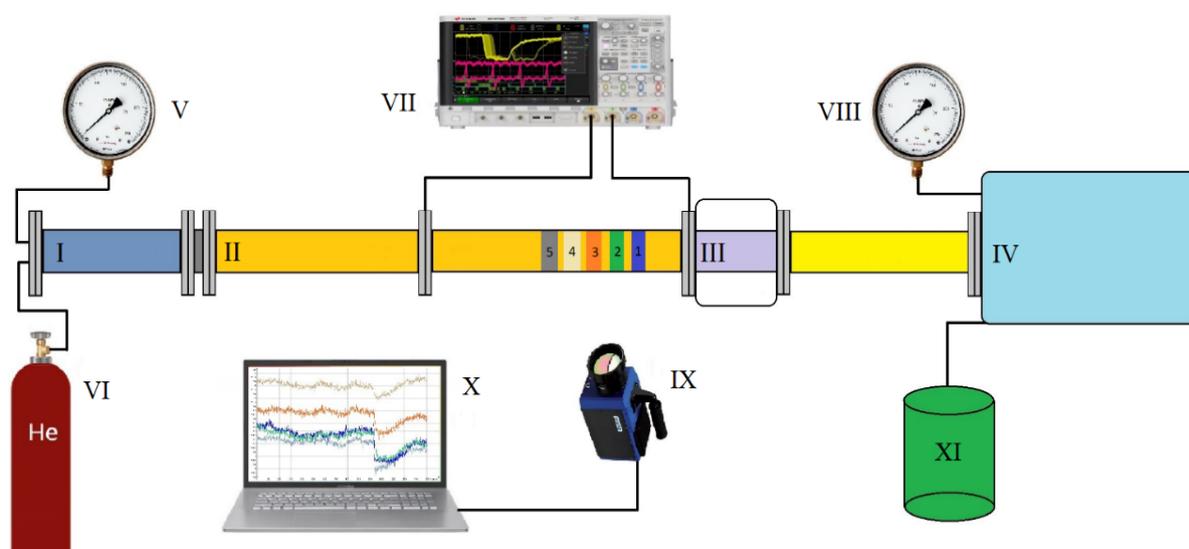
$$U_{ob} = \frac{1}{\varepsilon_{ob}\tau_{atm}}U_{tot} - \frac{(1 - \varepsilon_{ob})}{(\varepsilon_{ob})}U_{amb} + \frac{(1 - \tau_{atm})}{\varepsilon_{ob}\tau_{atm}}U_{atm} \quad (15)$$

Уравнение (15) используется в современных тепловизорах для определения истинных температур [7].

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Все эксперименты проводились в лаборатории плазменной газодинамики на ударной установке УТРО 3 - однодиафрагменной ударной трубе с разрядной камерой. Труба разделяется на две секции: камера высокого давления (далее КВД) и камера низкого давления (далее КНД). Варьированием начальных параметров достигалось изменение чисел Маха ударной волны от 1,4 до 3,5 включительно.

КВД [I на Рис. 1] обладает цилиндрической формой с радиусом внутренней полости 20 мм и длиной 52 см. К КВД подведен через редуктор баллон со сжатым гелием [VI на Рис. 1], выполняющим в эксперименте роль толкающего газа. Давление гелия в камере регистрируется с помощью манометра [V на Рис. 1]. КВД соединена с КНД посредством тонкой диафрагмы, разрыв которой и знаменует начало формирования ударной волны. КНД [II на Рис. 1] в свою очередь имеет прямоугольную форму с сечением  $48 \times 24 \text{ мм}^2$ . Материал исполнения трубы КНД – медь с толщиной стенки 2 мм. Она обладает пятью подсекциями различной длины и различного предназначения. Понижение



*Рис. 1 Схематическое изображение экспериментальной установки. Римскими цифрами обозначены составные части установки, арабскими цифрами обозначены области опроса в одной из конфигураций снятия экспериментальных данных.*

давления в КНД осуществляется форвакуумным насосом [XI на Рис. 1] и регулируется манометром [VIII на Рис. 1], подключенным к тормозящей камере УТ [IV на Рис. 1]. Общая структура ударной трубы подразумевает возможность получения наносекундного объемного газового разряда в третьей подсекции [III на Рис. 1] КНД. Однако, ввиду иных целей эксперимента – получение тепловизионных картин, будут рассмотрены только газодинамические процессы в КНД, представляющие практический интерес. Длины первой и второй подсекции КНД соответственно 108 и 102 см. В месте соединения первой и второй подсекции, а также в стыке второй подсекции и разрядной камеры установлены пьезодатчики. При взаимодействии с ними проходящая ударная волна регистрируется подключенным к датчикам осциллографом [VII на Рис. 1] [Рис. 3], и при известном расстоянии между датчиками представляется возможность оценить скорость ударной волны, а соответственно и число Маха.

Для исследования теплового отклика стенки ударной трубы при прохождении ударной волны тепловизором были реализованы две конфигурации снятия тепловизионных данных. В этих целях на вертикальные поверхности трубы были нанесены специальные области опроса [обозначены арабскими цифрами на Рис. 1] с различными коэффициентами теплопроводности (для первой конфигурации), также КНД была отсоединена от разрядной камеры [III на Рис. 1] и торец жестко закрыт стальной металлической вставкой известной толщины (для второй конфигурации).

Для панорамной регистрации динамических тепловых полей использовалась тепловизионная камера FLIR SC7700, работающая в ИК-диапазоне 3.7-4.8 мкм. Для всех реализованных конфигураций измерения проводились на внешней поверхности стенки УТ. Максимально возможная частота съемки – 115 Гц для полнокадрового режима (640 x 512

пикселей) и 400 Гц–при ограничении разрешения. Для тепловизора, используемого в данной работе, инфракрасная съемка длительностью  $t = 1$  с на частоте  $f = 295$  Гц и с пространственным разрешением  $348 \times 344$  пикселей занимает объем памяти до 60 Мб. Выбор короткого временного отрезка для регистрации возможен только для исследования стационарных течений. При анализе нестационарных течений требуется длительная съемка, обеспечивающая непрерывную регистрацию нестационарной фазы процесса [12]. Для разных конфигураций и чисел Маха были сняты тепловизионные «фильмы». Обработка осуществлялась на основе программного обеспечения FLIR Altair.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

#### 3.1 Излучение из боковой стенки

В первой серии экспериментов исследована динамика нагрева боковой стенки ударной трубы после прохождения УВ. Тепловизор был установлен перпендикулярно главной оси ударной трубы [Рис. 1], и рассматривалась область вертикальной стенки трубы высотой 24мм во второй подсекции камеры низкого давления на расстоянии более 135 см от диафрагмы. Областью опроса являлись нанесенные на боковую поверхность трубы материалы с различным коэффициентом излучения: слой черной матовой аэрозольной краски (1), черная широкая изолента (2), малярный скотч белого цвета (3), слой черного фломастера (5), также рассматривается голая поверхность медной трубы (4) [Рис. 2].

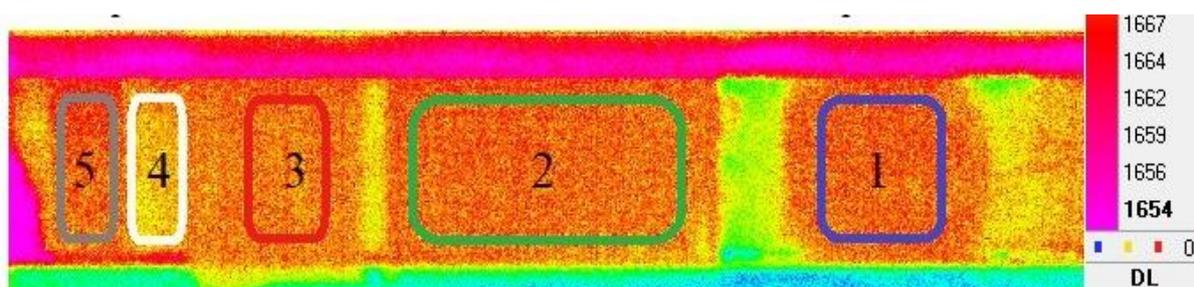


Рис. 2 Мгновенное тепловизионное изображение стенки ударной трубы. Нанесенным областям опроса соответствуют: синий - черная матовая аэрозольная краска, зеленый - черная изолента, оранжевый – белый малярный скотч, белый – голая поверхность медной трубы, серый – слой чёрного фломастера.

(2), малярный скотч белого цвета (3), слой черного фломастера (5), также рассматривается голая поверхность медной трубы (4) [Рис. 2].

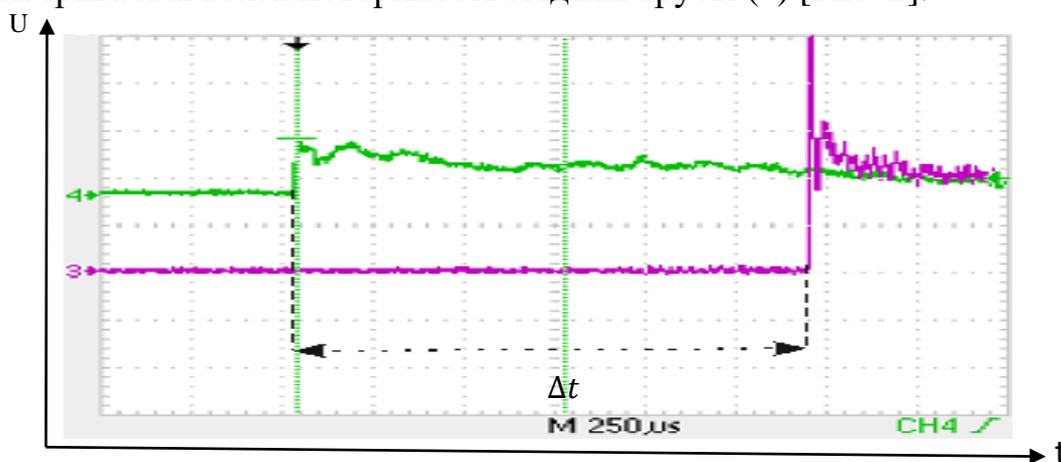


Рис. 3 Осциллограмма давления на стенке ударной трубы при прохождении ударной волны. Осциллограммы регистрировались с двух пьезодатчиков давления, смонтированными в стенку заподлицо с поверхностью канала.

Длительность прохождения ударно-нагретого потока мимо области регистрации составляла 300-400 мкс, затем шла контактная поверхность, отделяющая область с пониженной температурой и плотностью и волна разрежения. На [Рис. 3] представлены осциллограммы, регистрирующие изменение давления на стенке канала ударной трубы при прохождении ударной волны по каналу установки.

Тепловизором после прохождения УВ регистрировалось изменение излучения с боковой плоскости канала ударной трубы (областей опроса). Для каждого числа Маха записывался тепловизионный фильм длительностью до 5 с и объемом от 350 Мб на максимальной частоте съемки вплоть до  $f = 400\text{Гц}$  (ввиду малых характерных времен процессов внутри канала). При этом регистрировались процессы, обусловленные теплопроводностью стенок канала, нагретых изнутри потоком. Температурная развёртка для УВ с  $M = 3.4$  представлена на [Рис. 4].

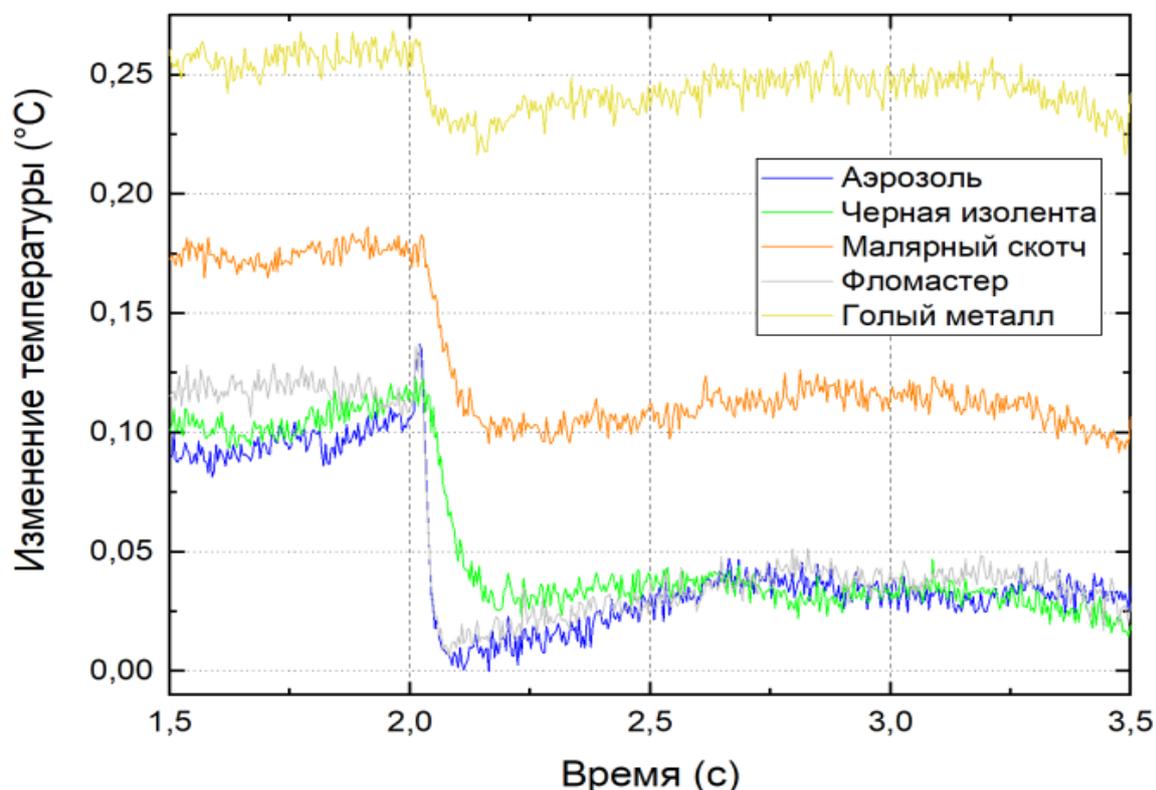
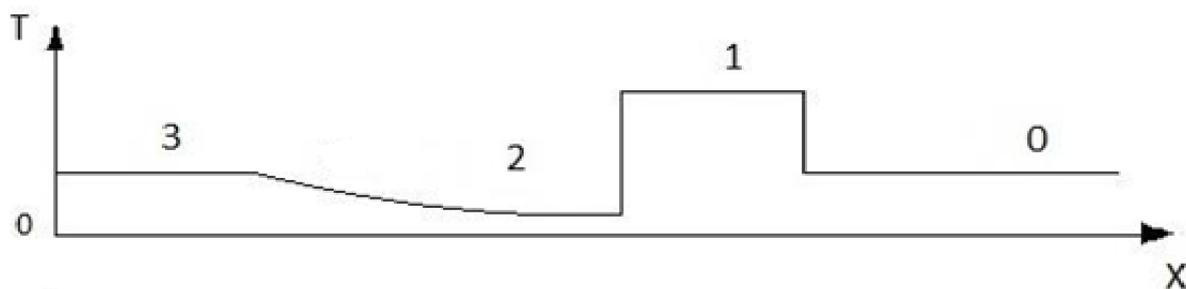


Рис. 4 Экспериментальный график изменения температур областей опроса при прохождении ударной волны с числом Маха  $M = 3.4$

Оценивалось время изменения температуры после прохождения ударной волны по каналу трубы, количественное изменение температуры. Ввиду различных коэффициентов теплопроводности областей опроса временные и температурные параметры для различных областей опроса, с некоторой долей очевидности, разнятся [Рис. 4]. Тот факт, что начальная температура голого металла и белого малярного скотча несколько выше других материалов, объясняется необходимостью внесения поправок в тепловизионные данные, ввиду большего коэффициента отражения незатемненных материалов. На самом деле температура медной ударной трубы даже ниже температуры окружающих объектов и составляет порядка 287К. Также толщина отдельных материалов: черной изоленды и малярного скотча не позволяет регистрировать скачкообразное изменение температуры вверх. Относительно большое время распространения тепловой волны из потока до наружной стенки канала не позволяет зарегистрировать тепловой поток из нагретой “пробки” - нагретый и сжатый спутный поток, идущий за ударным фронтом волны. В то время как анализ изменения температуры на области аэрозоля и фломастера (синие и серые линии) позволил провести аналогии с классическим



*Рис. 5 Профиль температуры вдоль оси  $UT$*

профилем температуры для  $X - t$  диаграммы решения уравнений Ранкина – Гюгонио для ударной трубы [Рис. 5].

Скачкообразное изменение температуры отвечает сложным газодинамическим процессам, проходящим внутри ударной трубы. Идущая по камере низкого давления ударная волна нагревает и сжимает

рабочий газ (воздух) за собой, образуя “пробку”. Изменённые параметры газа за фронтом ударной волны, а именно: температура, давление и плотность оцениваются по уже известным нам соотношениям

Ранкина – Гюгонио (5.1-5.3). При прохождении ударной волны по каналу тепловизором регистрируется как положительные, так и отрицательные изменения температуры области опроса. Можно предположить, что отрицательному изменению температуры на [Рис. 4] соответствует переход 1- 2 на профиле температуры [Рис. 5], когда нагретый и сжатый спутный поток, идущий за ударным фронтом волны, замыкается контактной поверхностью, которая разделяет рабочий и толкающий (гелий) газы. Это изменение, наблюдаемое во всех областях опроса, обладает зависимостью от числа Маха [Рис. 6].

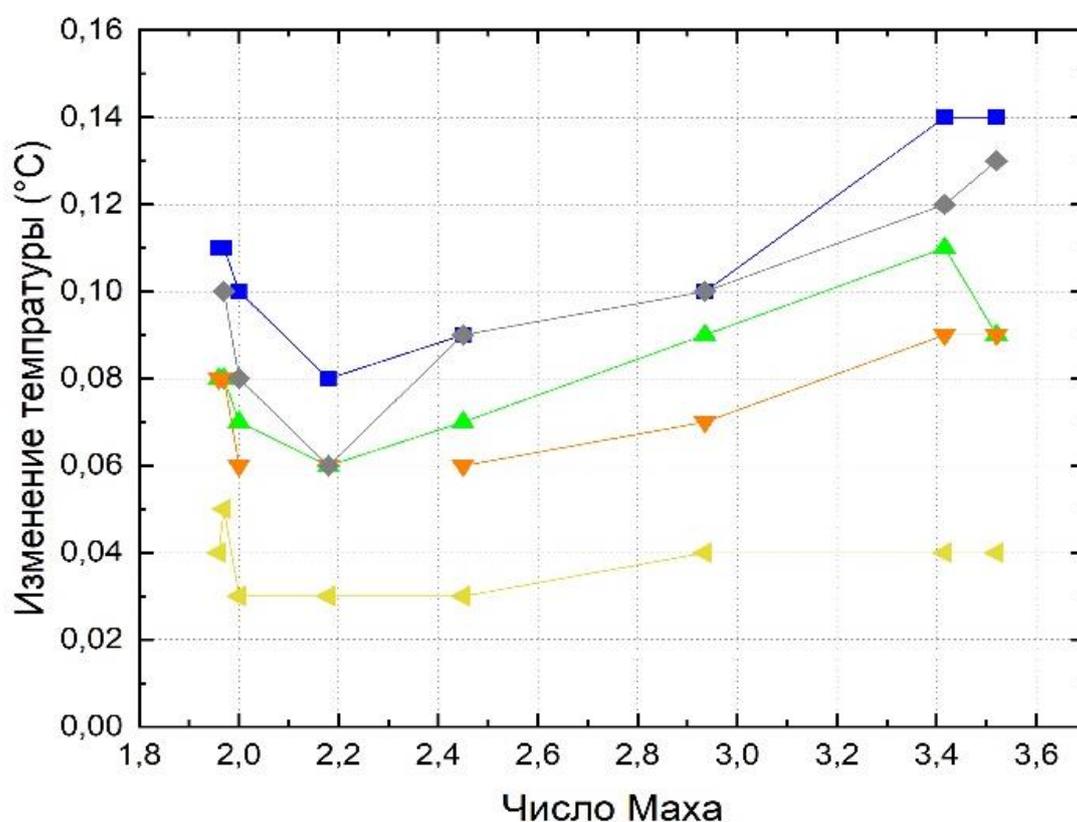


Рис. 6 График зависимости отрицательного изменения температуры областей опроса от числа Маха. Точкам соответствуют следующие области опроса: синие - аэрозольная краска, зеленые - изолента, оранжевые – малярный скотч, желтые – поверхность медной трубы, серые – фломастер.

Заметно, что изменение температуры пропорционально увеличению числа Маха, начиная с  $M = 2,2$ . До этого же поведение зависимости обратное, что может быть объяснено сложной эволюцией параметров газов на низких числах Маха. Так же, в зависимости от числа Маха, меняется время изменения температуры стенки [Рис. 7], абсолютное значение которого представлено на [Рис. 4]. Анализ разверток показал, что зарегистрированное минимальное время нарастания теплового потока из стенки – 10 мс.

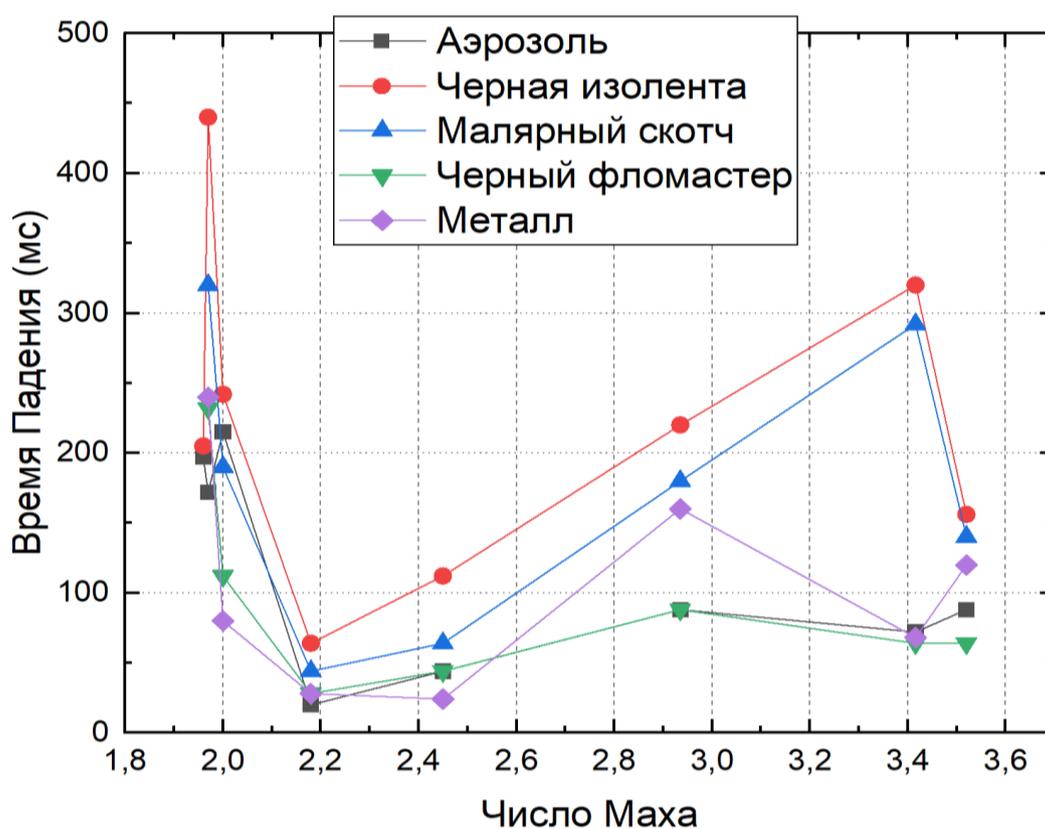


Рис. 7 График зависимости времени отрицательного изменения температуры на областях опроса от числа Маха

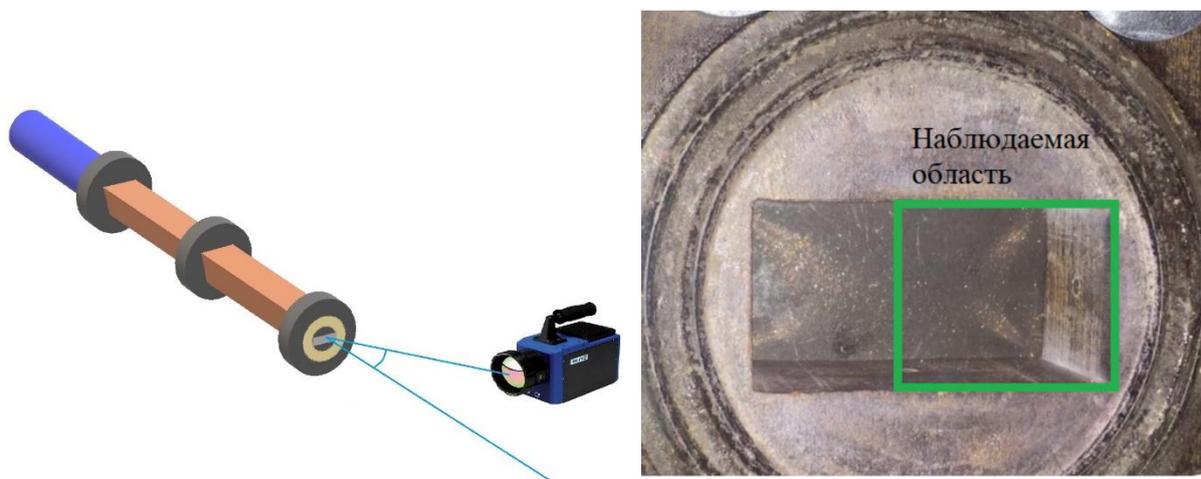
### 3.2 Излучение из торцевой стенки

Во второй серии экспериментов исследована динамика нагрева торцевой стенки ударной трубы после отражения ударной волны. Тепловизор был установлен под небольшим углом относительно главной оси ударной

трубы [Рис. 8 слева] таким образом, что рассматриваемой областью (областью опроса) являлся торец КНД, при отстыкованной разрядной камере [полный вид экспериментальной установки показан на Рис. 1] и вмонтированной тонкой (0,25 мм) металлической пластинке из нержавеющей стали (область опроса выделена зеленым цветом) [Рис. 8 справа]. Ненулевой угол для тепловизора был необходим для обеспечения безопасности зоны регистрации - на случай выбивания заглушки ударной волной. В КВД, как и прежде, нагнетался толкающий газ гелий, однако, из-за отстыкованного форвакуумного насоса на конце КНД, давление в ней не понижалось и было равно атмосферному. Исследования велись для относительно низких чисел Маха ударной волны, опять же в целях обеспечения безопасности.

При прохождении УВ на металлической вставке наблюдается резкое изменение температуры [Рис. 9].

Так как при данной конфигурации установки, камера низкого давления наглухо закрыта металлической вставкой, ударная волна в такой конфигурации нормально отражается от этого плоского торца и уже



*Рис. 8 Схематическое изображение экспериментальной установки для второй конфигурации (слева); Область опроса тепловизора, выделенная зеленым цветом (справа)*

вторично нагревает и сжимает спутный поток. Такой процесс приводит к гораздо более существенному повышению температуры и давления в сравнении с первой конфигурацией - и носит название двойного ударного сжатия. Для начального числа Маха ( $M = 1,5$ ) температура “пробки” изменяется до 392 К, а за отраженной ударной волной температура газа поднимется практически до 500 К. При этом, скачкообразное регистрируемое изменение температуры на обратной стороне металлической вставки составляет чуть более, чем 5 К [Рис. 9], что опять

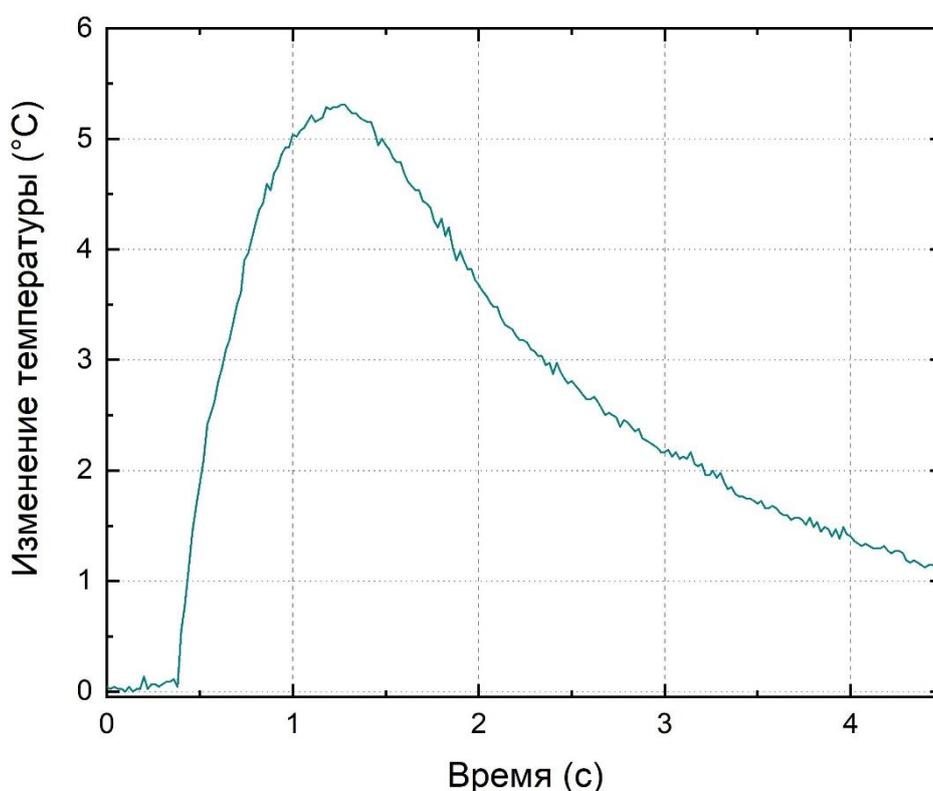
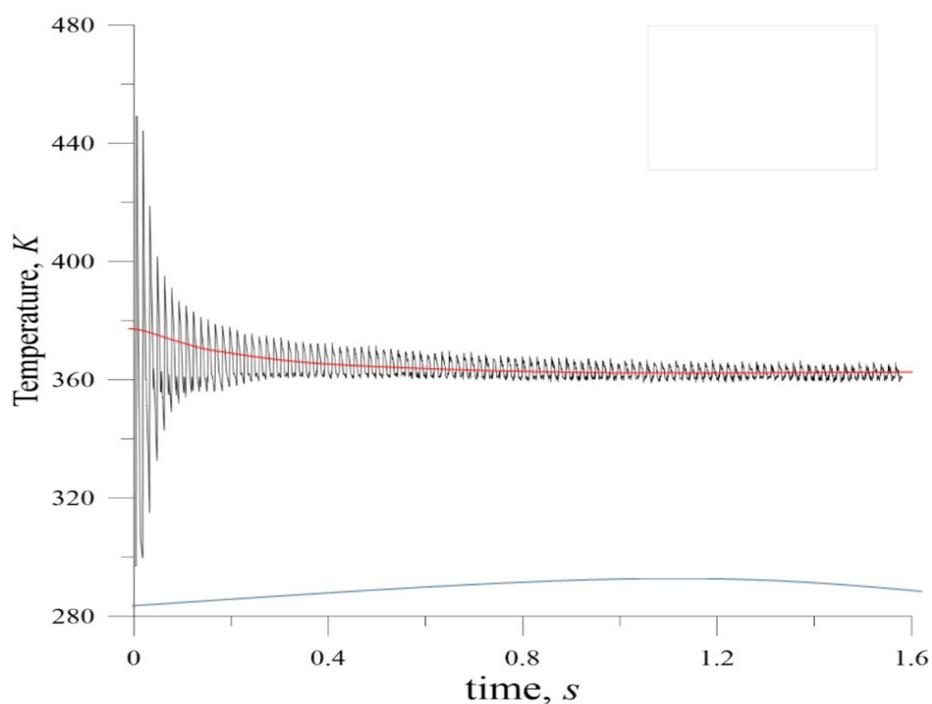


Рис. 9 График изменения температуры на внешней стороне металлической вставки при двойном ударном сжатии с начальным числом Маха 1,5

же связано с теплопроводностью металла на больших, относительно времени прохождения ударных волн, временах. Интерес представляют, как и в первой конфигурации, измеренные временные параметры динамического процесса, связанные с передачей тепла. Реальное время подъема температуры газа за отраженной ударной волной на внутренней стенке торцевой вставки – менее мкс; измеренное тепловизором время нагрева наружной стенки – 0,6 с. Время остывания – несколько секунд.

Измерение распространения мгновенно инициированного ударной волной теплового импульса может быть использовано для анализа процессов передачи тепла в разных средах. Для данного процесса также был проведён численный анализ отражения ударной волны от торца УТ и получены значения температуры газа в пристеночной области (торцевой) трубы (Доцент Иванов И.Э.). На [Рис. 10] справа трём кривым соответствуют численный расчёт температуры газа в пристеночной области (черным цветом), усреднение численного расчета (красным цветом) и экспериментально полученные значения температуры тепловизором FLIR с металлического торца УТ (синим). Отставание экстремумов температуры, определяющие максимумы температур, связано с теплопроводностью металлической пластинки и составляет 1.2 с.



*Рис. 10 Численный расчёт температуры газа в пристеночной области (черным цветом), усреднение численного расчета (красным цветом), экспериментально значения температуры (синим).*

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

- Показано, что инфракрасная термография позволяет проводить исследования тепловых процессов в канале и стенках ударно-волновых установок. ИК-термография позволяет отражать пространственно-временные характеристики температурных изменений.
- Получены термографические развертки тепловых потоков от проходящих по каналу и отраженных от торца ударной трубы ударных волн. Показано, что минимальное регистрируемое тепловизором время нарастания теплового потока из стенки за проходящей ударной волной – около 10 мс. Максимальное зарегистрированное при отражении ударной волны изменение температуры – 5 К.
- Выявлены определенные зависимости температурных и временных параметров термограмм от чисел Маха в диапазоне 1.5-3.5 (температуры газа за ударной волной) и материала покрытия.
- Проведены сравнения с соответствующими численными оценками динамических параметров в ударной трубе.

## Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736.
- [2] Селиванов В.В., Соловьев В.С., Сысоев Н.Н. Ударные и детонационные волны – М.: Изд-во МГУ, 1990. – 256 с.
- [3] Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н., Уваров А.В. Основы физической гидродинамики – М.: Физический факультет МГУ, 2015. – 132 с.
- [4] Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г., Нестационарные взаимодействия ударных волн – М.: Наука, 1977. – 274 с.
- [5] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений – М.: Наука, 1968. – 688 с.
- [6] Fox R. W., McDonald A. T., Introduction To Fluid Mechanics Fourth Edition, ISBN 0-471-54852-9
- [7] Вавилов В.П. Инфракрасная термография и тепловой контроль - М.: Издательский дом Спектр, 2-е издание, 2013. – 544 с.
- [8] Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. – Изд. 5-е перераб. и доп. – М.: Атомиздат, 1979, 416 с.
- [9] Giovanni Maria Carlomagno, Gennaro Cardone Infrared thermography for convective heat transfer measurements // Exp. Fluids. 2010 49:1187-1218
- [10] Leontiev A.I., Kiselev N.A., Burtsev S.A., *и др.* Experimental investigation of heat transfer and drag on surfaces with spherical dimples// Exp. Therm. Fluid Sci. 2016. 79. P. 74–84
- [11] Runninga C. L., Julianoa T. J., Jewellb J. S., Borgb M. P., Kimmelb R. L., Olivier R.H, Egorov I., Chuvakhov P., Experimental investigation of Gortler vortices in hypersonic ramp flows, Exp. Fluids 58 (2017)

- [12] *Знаменская И.А., Шагиянова А.М., Коротеева Е.Ю., Муратов М.И., Рязанов П.А., Анализ больших массивов данных при визуализации динамических тепловых полей (в печати)*