

03

Измерение нестационарного теплового потока в экспериментах на ударных трубах с помощью датчиков на основе анизотропных термоэлементов из висмута

© П.А. Попов, Н.А. Монахов, Т.А. Лапушкина, С.А. Поняев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: pavel.popov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 марта 2022 г.

В окончательной редакции 23 апреля 2022 г.

Принято к публикации 4 мая 2022 г.

Проведен анализ особенностей измерения нестационарного теплового потока в экспериментах на ударных трубах с характерным временем процесса $\sim 1 \mu\text{s} - 1 \text{ms}$ с помощью датчиков на анизотропных термоэлементах из висмута. Выполнены измерения теплового потока за отраженной ударной волной и в критической точке затупленного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа. Проведено тестирование методики расчета теплового потока по сигналу датчика. Отличие экспериментальных данных от теоретического значения теплового потока не превышает 50%. Проанализированы возможные причины, влияющие на величину неопределенности измерений. Проведенные эксперименты показали применимость датчика на анизотропных термоэлементах и методики расчета теплового потока по его электрическому сигналу для типичных условий экспериментов на ударных трубах.

Ключевые слова: тепловой поток, ударная труба, измерения, анизотропные термоэлементы, ГДТП.

DOI: 10.21883/JTF.2022.09.52924.54-22

Введение

Измерение теплового потока к поверхности тела, обтекаемого высокоскоростным потоком газа, является базовой диагностикой в аэрофизическом эксперименте, поскольку позволяет получить интегральную характеристику процессов теплообмена в ударном слое [1–3]. В условиях наземного эксперимента достаточно полное воспроизведение условий реального высокоскоростного полета возможно лишь на установках импульсного действия с рабочим временем $\sim 1 - 10 \text{ms}$ [1,2,4,5]. Поэтому основными требованиями к тепловым датчикам являются высокое быстродействие $\sim 1 \mu\text{s}$ при общей длительности регистрации в течении $\sim 10 \text{ms}$ и диапазон измерений от $\sim 100 \text{kW/m}^2$ до $\sim 10 \text{MW/m}^2$. Также жесткие требования предъявляются к механической прочности из-за силового воздействия высокоскоростного потока газа и наличия в нем мелких твердых частиц [6].

Наибольшее распространение получили датчики, основанные на температурной зависимости электрического сопротивления чувствительного элемента и термоэлектрические датчики на основе эффекта Зеебека. К первому типу относятся тонкопленочные датчики сопротивления [7], а ко второму коаксиальные термопары [8], датчики на основе тонкой анизотропной пленки из высокотемпературных сверхпроводников [9,10] и хрома [11], а также датчики на основе анизотропных термоэлементов из висмута и слоистых металлических структур [12,13]. До недавнего времени основным средством измерения являлись тонкопленочные датчики сопротив-

ления. В силу невысокой механической прочности металлической пленки, они не применяются при высоких энthalпиях набегающего потока газа и в последнее время практически вытеснены коаксиальными термопарами. Их основным преимуществом является высокая механическая прочность. К недостаткам следует отнести низкий электрический сигнал $\sim 10 - 100 \mu\text{V}$ и достаточно большие размеры. Тепловая инерция чувствительного элемента тонкопленочных датчиков и необходимость математической обработки сигнала, основанной на решении одномерного нестационарного уравнения теплопроводности, ограничивает верхнюю частотную границу регистрируемого теплового потока. Отличительной особенностью термоэлектрических датчиков на основе анизотропных пленок толщиной $\sim 1 \mu\text{m}$ является быстрое ($\sim 0.1 - 1 \mu\text{s}$) установление стационарного распределения температуры в чувствительном элементе. По этой причине электрический сигнал датчика пропорционален проходящему через него тепловому потоку и обработка результатов измерений сводится к умножению зарегистрированного в эксперименте сигнала на известный калибровочный коэффициент [10,11].

В экспериментах на импульсных установках применяются и другие подходы, например нанесение на поверхность модели термочувствительных красок и последующая скоростная фотосъемка в процессе эксперимента [14]. Однако такие методы значительно более трудоемки и используются в основном для качественного анализа теплового воздействия высокоскоростного потока на поверхность модели.

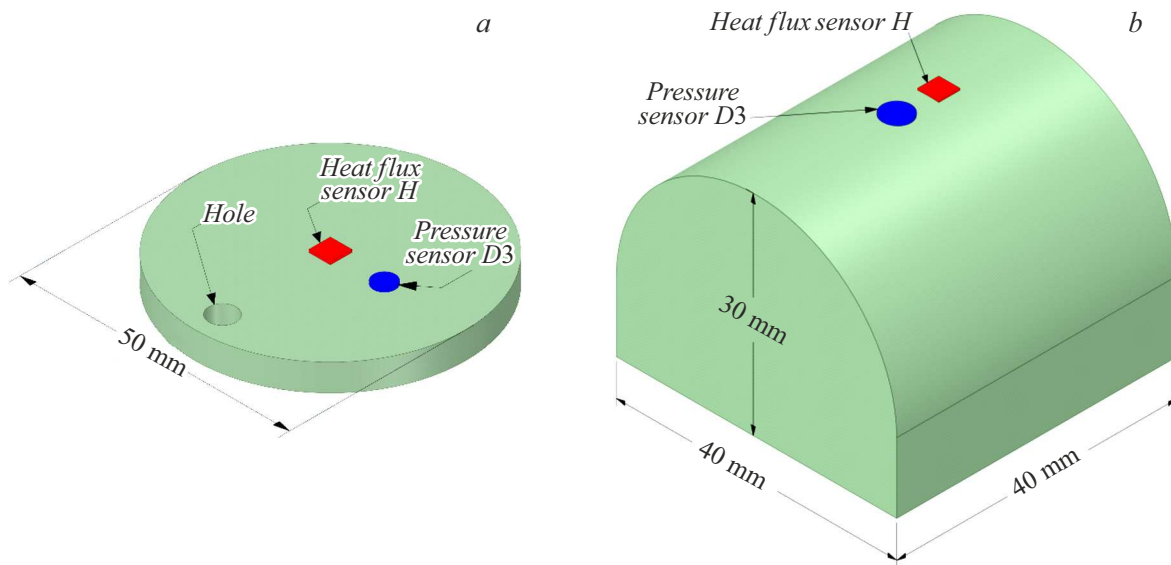


Рис. 1. Торцевая заглушка для измерения теплового потока за отраженной ударной волной (а) и затупленное тело для измерения теплового потока в критической точке при обтекании сверхзвуковым потоком газа (b).

В настоящей работе использовался датчик на основе анизотропных термоэлементов, разработанный в Санкт-Петербургском политехническом университете [12]. Он представляет собой батарею последовательно соединенных термоэлементов из висмута, закрепленных на подложке из слюды и разделенных друг от друга полосками лавсана. Опыт применения датчиков такого типа в различных условиях показал, что они обладают высоким электрическим сигналом и помехозащищенностью даже в условиях сильных электромагнитных помех при достаточной механической прочности [15–17].

В [18] предложена методика расчета теплового потока по электрическому сигналу единичного анизотропного термоэлемента при нестационарном тепловом режиме. Она основана на одномерной модели тепловых и термоэлектрических процессов в термоэлементах и представляет собой циклическое решение одномерного нестационарного уравнения теплопроводности с граничным условием специального вида. Основным параметром, влияющим на неопределенность расчета теплового потока по электрическому сигналу, является отношение длины к толщине термоэлемента l/h . Проведенные расчеты показали, что при использовании датчиков с $l/h > 10$ неопределенность не превышает 10%. Альтернативный метод обработки результатов измерений, также основанный на одномерной термоэлектрической модели, предложен в [19].

Основная задача настоящей работы состоит в экспериментальной проверке предложенной в [18] методики и анализе ее применимости в экспериментах на ударных трубах. Измерение теплового потока проводилось с помощью датчиков с различным отношением l/h . В качестве тестовых были выбраны две классические газодинамические задачи с существенно различающимся

характерным временем и имеющие известное теоретическое решение: теплообмен со стенкой в области торможения за отраженной ударной волной и теплообмен в критической точке затупленного тела при обтекании сверхзвуковым потоком газа.

1. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на ударной трубе ФТИ им. А.Ф. Иоффе [20]. Длина камеры высокого давления составляет 100 см, камеры низкого давления 430 см, внутренний диаметр 50 мм. В конце камеры низкого давления установлена измерительная секция с пьезоэлектрическими датчиками давления D_1 и D_2 конструкции Г.Н. Сунцова с диаметром рабочей поверхности 4 мм и временем реакции $< 1 \mu\text{s}$. Датчики установлены на расстоянии 58 мм друг от друга и используются для измерения скорости падающей ударной волны. Регистрация сигналов осуществлялась с помощью осциллографа Tektronix TDS 2014 с временным разрешением $4 \cdot 10^{-7}$ с. Во всех экспериментах использовались алюминиевые диафрагмы толщиной 0.3 мм. Это позволило исключить влияние особенностей раскрытия на формирование профиля ударной волны и далее на исследуемые процессы теплообмена. Поэтому для изменения режимов работы ударной трубы варьировалось давление P_1 в камере низкого давления при неизменном давлении P_4 в камере высокого давления.

В первой серии экспериментов проводилось измерение теплового потока в торце ударной трубы за отраженной ударной волной. Для этого после измерительной секции была установлена торцевая заглушка с датчиком давления D_3 конструкции Г.Н. Сунцова и тепловым датчиком H (рис. 1, а). Для плавного сброса

газа в демпферный бак после эксперимента в заглушке было сделано отверстие диаметром 5 mm. Датчик D_3 использовался для регистрации момента прихода ударной волны к поверхности заглушки и запуска регистрации сигналов датчиков с помощью осциллографа Tektronix TDS 1002. Временное разрешение составляло 10^{-8} s при общей длительности $\approx 10 \mu\text{s}$. Тепловой датчик H размером 4×7 mm состоял из 10 термоэлементов длиной $l = 7$ mm, шириной $w = 0.4$ mm и высотой $h = 0.25$ mm. По данным стационарной калибровки вольт-ваттный коэффициент составлял $S_0 = 3.1$ mV/W. Отношение длины к толщине термоэлемента $l/h = 28$, что позволяет ожидать неопределенность расчета теплового потока по электрическому сигналу на уровне нескольких процентов [21].

Во второй серии экспериментов проводилось измерение теплового потока в критической точке затупленного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа. Для этого после измерительной секции вместо торцевой заглушки была установлена рабочая камера, внутри которой находилось плоское сверхзвуковое сопло с выходным сечением 40×150 mm, рассчитанным на число Маха $M = 7$ в случае одноатомного газа. В выходном сечении сопла была установлена модель размером $40 \times 40 \times 30$ mm (рис. 1, *b*). Вблизи середины критической линии заподлицо с поверхностью модели был установлен тепловой датчик H и датчик давления D_3 конструкции Г.Н. Сунцова. Датчик D_3 использовался для определения начала обтекания и длительности стационарного течения. Регистрация сигналов осуществлялась с помощью осциллографа Tektronix TDS 1002. Тепловой датчик H размером 3×3 mm состоял из 6 термоэлементов длиной $l = 3$ mm, шириной $w = 0.5$ mm и толщиной $h = 0.3$ mm. Вольт-ваттный коэффициент по данным стационарной калибровки составлял $S_0 = 2.7$ mV/W. Меньшее по сравнению с датчиком на торцевой заглушке отношение $l/h = 10$ увеличит неопределенность расчета теплового потока по электрическому сигналу до $\approx 10\%$ [21].

2. Особенности измерения нестационарного теплового потока с помощью датчика на анизотропных термоэлементах

При нагреве рабочей поверхности датчика в анизотропных термоэлементах возникает градиент температуры, что приводит к появлению термоэлектрического поля $\mathbf{E}^T = \alpha \nabla T$. В силу анизотропии термоэдса α , направление вектора термоэлектрического поля не совпадает с направлением градиента температуры. В общем случае связь между распределением температуры и электрического потенциала в анизотропном термоэлементе весьма сложна из-за анизотропии теплопроводности. По этой причине с помощью численного моделирования возможно решить прямую задачу — рассчитать поле темпера-

туры и электрического потенциала и далее суммарную термоэдс по известному тепловому потоку, проходящему через рабочую поверхность датчика [21–24]. Решение обратной задачи, т.е. определение теплового потока по заданной термоэдс, в общем случае невозможно. Однако если рассматривать датчики с отношением $l/h > 10$, то тепловые и термоэлектрические процессы с достаточной степенью точности описываются с помощью одномерной модели [21,24]. Это значительно упрощает решение как прямой, так и обратной задачи. В случае длинных термоэлементов основной вклад в суммарную термоэдс вносит поперечная компонента $\Delta\varphi_x$, которая может быть рассчитана по формуле Томсона [25]:

$$\Delta\varphi_x = \alpha_{xy} \Delta T \frac{l}{h}, \quad (1)$$

где α_{xy} — внедиагональный элемент тензора термоэдса для заданного угла поворота кристаллографических осей относительно граней термоэлемента, $\Delta T = T_h - T_0$ — разность температур между рабочей и тыльной поверхностями. Данная зависимость получена при фиксированной температуре T_h и T_0 . В этом случае распределение температуры в основной части термоэлемента одномерно, а влияние анизотропии теплопроводности проявляется только вблизи торцов. Когда анизотропные термоэлементы применяются в качестве чувствительных элементов тепловых датчиков, граничные условия отличаются от принятых при выводе зависимости (1). В этом случае через рабочую поверхность проходит тепловой поток, тыльная поверхность находится в тепловом контакте с подложкой, а боковые грани теплоизолированы. По мере нагрева в силу анизотропии теплопроводности температура T_h и T_0 вдоль рабочей и тыльной поверхностей изменяется. Искривление изотерм в термоэлементе нарастает и движется от торцов к центру. При достижении стационарного теплового режима изотермы представляют собой наклонные прямые линии [22]. Согласно соотношению (1), термоэдс $\Delta\varphi_x$ зависит от разности температур ΔT , которая изменяется вдоль рабочей и тыльной поверхностей термоэлемента значительно слабее, в отличие от абсолютного значения температуры. Поэтому погрешности одномерной модели в случае применения анизотропных термоэлементов в качестве чувствительных элементов тепловых датчиков незначительны [21,24].

В [18] предложена методика расчета теплового потока, проходящего через рабочую поверхность единичного термоэлемента, по заданной термоэдс, основанная на зависимости (1). При использовании данного подхода для обработки результатов измерений с помощью датчиков на анизотропных термоэлементах требуется модификация соотношения (1) для учета их индивидуальных особенностей. После изготовления каждый датчик проходит калибровку в стационарном тепловом режиме для определения вольт-ваттного коэффициента $S_0 = U/(q \cdot A)$, где U — электрический сигнал, q — плотность проходящего теплового потока, A — площадь

рабочей поверхности. Далее, подставляя выражение для теплового потока $q = -\lambda_{yy}(T_h - T_0)/h$, можно получить схожее с (1) выражение, учитывающее параметры используемого датчика:

$$U(t) = \frac{\lambda_{yy} S_0 A}{h} [T_h(t) - T_0(t)], \quad (2)$$

где λ_{yy} — компонента тензора коэффициента теплопроводности.

Особенностью зависимости (2) является наличие неизвестной температуры тыльной поверхности термоэлементов $T_0(t)$ и поэтому она должна быть определена в процессе обработки результатов измерений. Для этого может быть использована предложенная в [18] процедура. Распределение температуры в термоэлементе находится в ходе циклического решения одномерного нестационарного уравнения теплопроводности с коррекцией на каждой итерации граничного условия. На рабочей поверхности термоэлемента задается граничное условие (3), зависящее от электрического сигнала датчика $U(t)$, полученного в эксперименте, и температуры тыльной поверхности $T_0(t)$, найденной на предыдущей итерации:

$$T_h^{i+1}(t) = \frac{h}{S_0 \lambda_{yy} A} U(t) + T_0^i(t). \quad (3)$$

Условие $T_0^0(t) = 0$ используется в качестве начального приближения. Данный алгоритм является сходящимся, поскольку изменение $T_0(t)$ мало по сравнению с изменением $T_h(t)$. Применение методики для обработки результатов проведенных измерений показало, что для выполнения условия $|T_h^{i+1}(t) - T_h^i(t)| < 10^{-3}$ достаточно нескольких итераций при общей длительности измерения ~ 1 мс. После завершения итераций на основе найденного распределения температуры $T(t)$ можно рассчитать тепловой поток $q_h(t)$, проходящий через рабочую поверхность датчика.

3. Теплообмен со стенкой за отраженной ударной волной

Основной задачей данных экспериментов было тестирование методики на процессе теплообмена со стенкой в области торможения за отраженной ударной волной с характерным временем $\sim 1 \mu\text{s}$ и тепловым потоком $\sim 1 \text{ MW/m}^2$. В качестве толкающего и рабочего газа использовался азот. В табл. 1 приведено начальное давление в камере низкого давления P_1 и высокого давления P_4 , а также измеренное число Маха падающей ударной волны M_1 . Температура T_5 , плотность ρ_5 , теплоемкость C_{p5} и теплопроводность λ_5 азота за отраженной ударной волной были рассчитаны с помощью Cantera [26] в приближении теории идеальной ударной трубы с реальными свойствами используемых газов, представленными

Таблица 1. Начальные условия экспериментов и рассчитанные параметры азота за отраженной ударной волной

№	P_1 , кПа	P_4 , МПа	M_1	T_5 , К	ρ_5 , кг/м ³	C_{p5} , J/(кг·К)	λ_5 , W/(м·К)
1	4	1.11	2.8	1219	0.489	1203	0.081
2	1.3	1.11	3.1	1412	0.186	1230	0.090
3	0.8	1.11	3.2	1475	0.116	1238	0.094

в виде полиномов [27]. Начальные параметры экспериментов были выбраны, исходя из требования идентичности начального состава рабочего газа и нагретого отраженной ударной волной. Отсутствие диссоциации и ионизации существенно упрощает технику измерений и расчет теоретического значения, поскольку тепловой поток в этом случае определяется только конвективным движением нагретого газа.

В соответствии с [28] конвективный тепловой поток в стенку за отраженной ударной волной при отсутствии диссоциации и ионизации газа и предположении зависимости теплопроводности $\lambda \sim T^\nu$ и плотности газа $\rho \sim T^{-1}$ определяется выражением

$$q(t) = 1.13 \sqrt{\frac{\rho_5 \lambda_5 C_{p5}}{2t}} T_5 \sqrt{\frac{1 - \theta_w^\nu}{\nu} - \frac{1 - \theta_w^{\nu+1}}{\nu + 1}}, \quad (4)$$

где $\theta_w = T_w/T_5$ — отношение температуры стенки T_w и рабочего газа за отраженной ударной волной T_5 , $\nu = 3/4$ — показатель степени в законе температурной зависимости теплопроводности газа.

Из табл. 1 видно, что с уменьшением начального давления в камере низкого давления P_1 относительное изменение числа Маха падающей ударной волны M_1 не превышает 15%. Это приводит к относительному изменению плотности газа за отраженной ударной волной ρ_5 более чем в 3 раза и при изменении температуры T_5 , теплоемкости C_{p5} и теплопроводности λ_5 не более чем на 20%. Параметром, наиболее сильно влияющим на величину теплового потока в условиях эксперимента, является плотность газа ρ_5 за отраженной ударной волной.

На рис. 2, а показан сигнал теплового датчика, зарегистрированный в эксперименте № 1. Видно, что шум присутствует в сигнале и до прихода ударной волны, что исключает его газодинамическую природу, и связан с наводками в системе регистрации. Низкое отношение сигнал/шум требует предварительной фильтрации исходного сигнала перед расчетом теплового потока. В данном случае применялся фурье-фильтр с верхней границей среза 5 МГц. В соответствии с (2) сигнал теплового датчика пропорционален разности температур между рабочей и тыльной поверхностями термоэлементов $U(t) \sim T_h(t) - T_0(t)$. При нагреве рабочей поверхности датчика с термоэлементами толщиной 0.25 мм температура тыльной поверхности остается неизменной

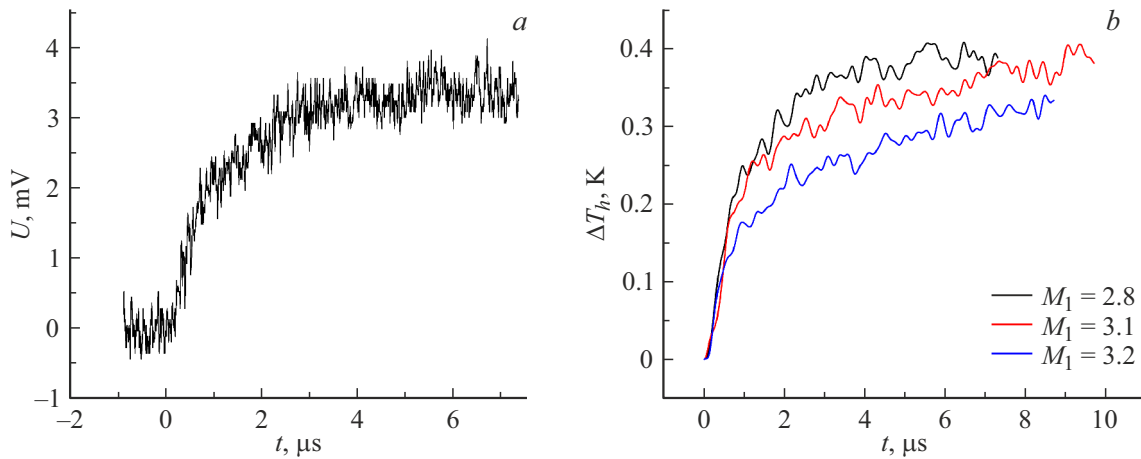


Рис. 2. Сигнал теплового датчика, зарегистрированный в эксперименте № 1 (а), и рассчитанное по (2) изменение температуры рабочей поверхности термоэлементов (b).

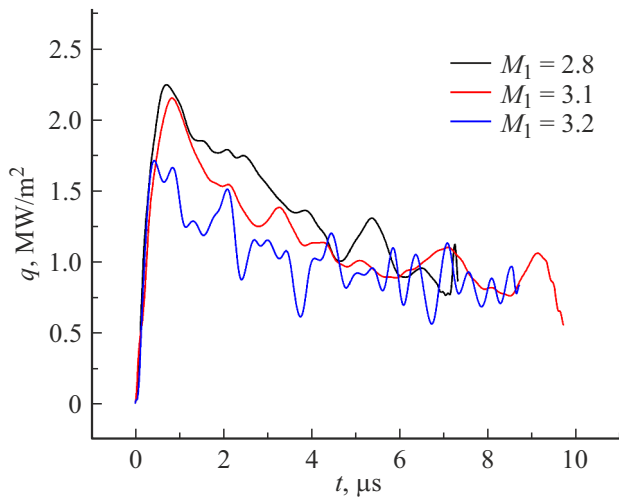


Рис. 3. Тепловой поток в стенку за отраженной ударной волной с различными числами Маха.

в течение $\approx 500 \mu\text{s}$. Поэтому в данных условиях сигнал датчика пропорционален только температуре рабочей поверхности $U(t) \sim T_h(t)$ (рис. 2, b).

На рис. 3 показан рассчитанный по электрическому сигналу датчика тепловой поток для различных чисел Маха падающей ударной волны M_1 . Высокочастотные колебания являются следствием низкого отношения сигнал/шум исходного сигнала датчика, приводящего к осцилляциям температуры поверхности (рис. 2, b), а также метода расчета теплового потока и не отражают реальных особенностей теплообмена. В то же время низкочастотная составляющая типична для данного процесса: быстрый рост на начальной фазе отражения ударной волны и далее медленное падение, пропорциональное $1/\sqrt{t}$, согласно (4), из-за охлаждения пристеночного слоя газа.

Таблица 2. Осредненное по времени экспериментальное, теоретическое значение величины $q \cdot \sqrt{t}$ и их относительное отличие

№	$\bar{q}_{\text{exp}} \cdot t, \text{ W} \cdot \sqrt{\text{s}}/\text{m}^2$	$q_t \cdot \sqrt{t}, \text{ W} \cdot \sqrt{\text{s}}/\text{m}^2$	$\Delta q/q_t, \%$
1	2342	3948	41
2	2471	3180	22
3	2005	2710	26

Для количественного сравнения экспериментальных и теоретических данных будем рассматривать величину $q \cdot \sqrt{t} = \text{const}$, поскольку она зависит только от свойств и температуры газа за отраженной ударной волной. Рассчитанная на основании экспериментальных данных $q \cdot \sqrt{t}$ (черная линия на рис. 4) достигает квазистационарного значения в течение $1 \nu\text{s}$ что демонстрирует достаточное быстродействие датчика и корректность используемой методики расчета теплового потока. Вертикальными штриховыми линиями показан диапазон установившегося течения, по которому производилось осреднение. Красной линией (в онлайн версии) показано теоретическое значение, рассчитанное по (4).

В табл. 2 приведены осредненные экспериментальные значения $\bar{q}_{\text{exp}} \cdot \sqrt{t}$, теоретические $q_t \cdot \sqrt{t}$ и их относительное отличие. Видно, что для всех чисел Маха падающей ударной волны экспериментальные значения на 20–40% меньше теоретических. Несмотря на отличие, полученные результаты показывают, что применяемая методика расчета теплового потока позволяет получить корректные результаты для быстрых процессов теплообмена длительностью $\sim 1 \mu\text{s}$.

Возможной причиной систематического расхождения может быть отличие значения теплопроводности λ_{yy} чистого кристалла висмута используемой в методике расчета и эффективной теплопроводности в поперечном направлении анизотропных термоэлементов использу-

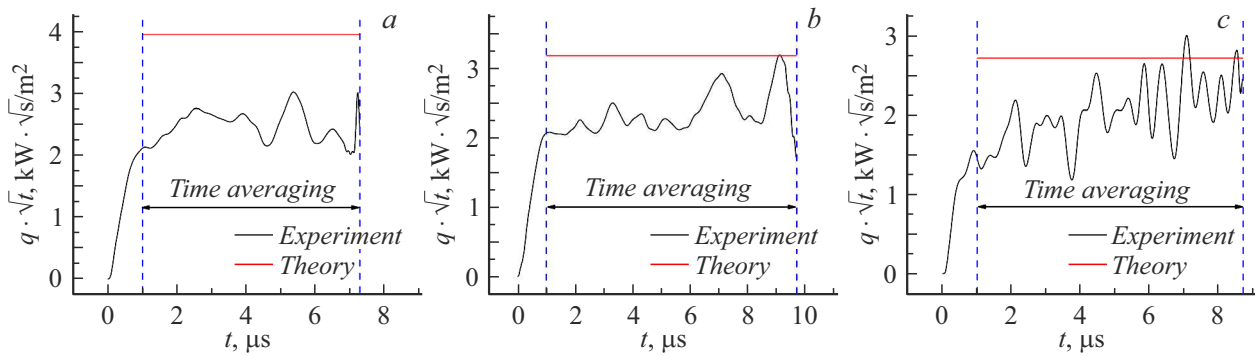


Рис. 4. Величина $q \cdot \sqrt{t}$, рассчитанная на основании экспериментальных данных (черная линия) и по зависимости (4) (красная линия (в онлайн версии)) для чисел Маха падающей ударной волны: $M_1 = 2.8$ (a), 3.1 (b), 3.2 (c).

емого датчика. Остальные факторы не могут объяснить такого существенного расхождения. Относительная неопределенность измерения скорости ударной волны не превышает 2%, что приводит к неопределенностям расчета температуры и плотности газа за отраженной ударной волной на основе идеальной теории не более чем на 3%. Неопределенность расчета коэффициента теплопроводности и теплоемкости газа не превышает 5%. Итоговая неопределенность теплового потока, рассчитываемого по (4), не превышает 6%. Неопределенность измерения вольт-ваттного коэффициента датчика S_0 , определяемого в ходе стационарной калибровки, составляет 3% [13,14], что также значительно меньше полученного значения.

4. Теплообмен в критической точке затупленного тела

Основной задачей данных экспериментов было тестирование методики на процессе теплообмена в критической точке затупленного тела при обтекании сверхзвуковым потоком газа с характерным временем $\sim 100 \mu\text{s}$ и тепловым потоком $\sim 100 \text{ kW/m}^2$. В качестве рабочего газа использовался аргон, чтобы исключить влияние диссоциации и ионизации газа вблизи критической точки и упростить измерение и расчет теоретического значения теплового потока. В качестве толкающего газа использовался водород. В табл. 3 приведено начальное давление в камере низкого P_1 и высокого давления P_4 , измеренное число Маха падающей ударной волны M_1 , давление P_s и температура торможения T_s , а также степень диссоциации α_{eq} . Давление, температура и скорость потока в выходном сечении сопла были рассчитаны на основе параметров газа за отраженной ударной волной по одномерной теории. Параметры за отраженной ударной волной рассчитывались по начальным условиям экспериментов на основании теории идеальной ударной трубы аналогично предыдущей серии экспериментов. Степень ионизации аргона α_{eq} при температуре T_s и давлении торможения P_s была рассчитана с помощью

Таблица 3. Начальные условия экспериментов и рассчитанные параметры торможения сверхзвукового потока аргона

№	P_1 , kPa	P_4 , MPa	M_1	P_s , kPa	T_s , K	α_{eq}
1	3.3	1.28	6.0	47.6	7970	$3 \cdot 10^{-3}$
2	6.7	1.28	4.7	54.2	4890	$< 10^{-6}$
3	13.3	1.28	4.1	77.8	3710	$< 10^{-6}$

Cantera [26] в предположении термодинамического равновесия. Необходимо отметить, что даже для серии № 1 с температурой торможения $T_s \approx 8000 \text{ K}$, степень ионизации аргона в точке торможения не превышает 0.003 и ее влияние на тепловой поток мало. В каждой серии было проведено по 4 эксперимента.

На рис. 5, a показан сигнал датчика давления D_3 (красная кривая (в онлайн версии)) и теплового датчика H (черная кривая) для одного из экспериментов серии № 1. Момент времени $t = 0$ соответствует моменту прихода первичной ударной волны к поверхности модели. Судя по сигналу датчика давления, время установления течения составляет $\approx 30 \mu\text{s}$. Далее в течение $\approx 100 \mu\text{s}$ существует период квазистационарного обтекания, который заканчивается в $\approx 130 \mu\text{s}$ и характеризуется резким ростом давления. Видно, что в течение рабочего времени, отмеченного вертикальными штриховыми линиями, давление торможения несколько увеличивается, что говорит об изменении структуры течения вблизи тела. Соответственно будет изменяться и тепловой поток в критической точке. По этой причине для сравнения с теоретическим значением будем использовать осредненный по рабочему времени тепловой поток, полученный в каждом эксперименте.

На рис. 5, b приведен отфильтрованный с помощью фурье-фильтра с верхней границей среза 5 MHz электрический сигнал датчика. Следует отметить, что низкий уровень сигнала, не превышающий 0.2 mV, и малое отношение сигнал/шум, не превышающее 3, привели к заметным неопределенностям при расчете теплового потока и отклонению от теоретического значения.

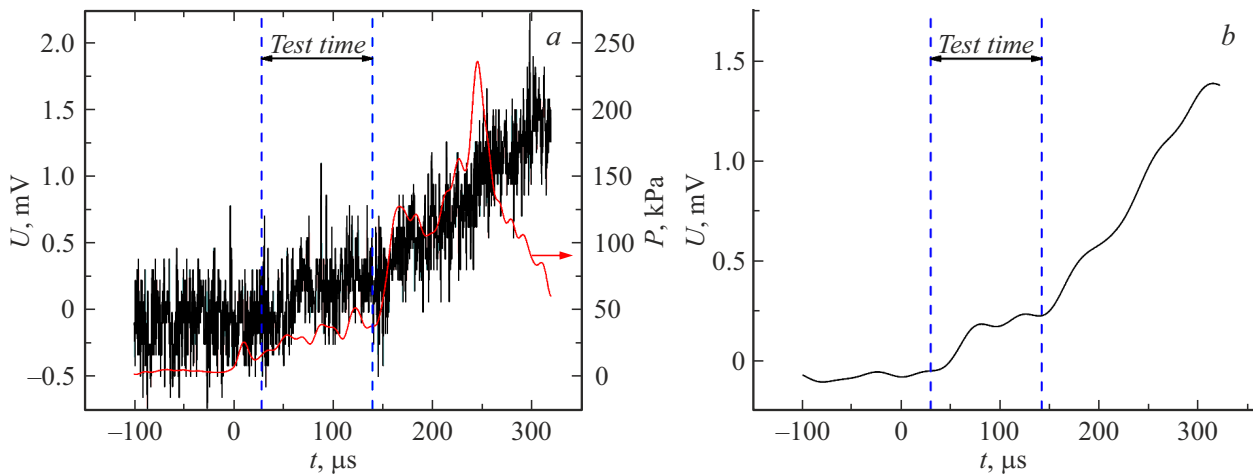


Рис. 5. Сигнал теплового датчика H (черная кривая) и датчика давления D_3 (красная кривая (в онлайн версии)), соответствующие одному из экспериментов серии № 1 (а); отфильтрованный сигнал теплового датчика (б).

Теоретическое значение теплового потока в критической точке затупленного тела было получено на основании теории Фея–Ридделла [29]. Анализ применимости теории для одноатомных газов приведен в [30]. Упрощенное выражение для теплового потока в критической точке при отсутствии диссоциации газа выглядит следующим образом:

$$q = k(\rho_w \mu_w)^{0.1} (\rho_s \mu_s)^{0.4} (h_s - h_w) \sqrt{\left(\frac{du}{dx}\right)_s}, \quad (5)$$

где k — коэффициент, описывающий форму тела, ρ_w, μ_w, h_w и ρ_s, μ_s, h_s — плотность, динамическая вязкость и энтальпия газа вблизи критической точки и на внешней границе ударного слоя соответственно. В случае цилиндрического тела коэффициент $k = 0.73$ [31]. Динамическая вязкость аргона рассчитывалась по формуле Сазерленда. Градиент скорости в критической точке $\left(\frac{du}{dx}\right)_s$ может быть рассчитан с использованием выражения [32]:

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_s = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{2(p_s - p_\infty)}{\rho_s}}. \quad (6)$$

На рис. 6 показаны результаты измерения (разноцветные линии) и теоретическое значение теплового потока (красная горизонтальная линия (в онлайн версии)), рассчитанное по (5) для каждой серии экспериментов. Видно, что поведения кривой давления (рис. 5, а) и теплового потока (рис. 6, б) коррелируют. Рост теплового потока в течение первых $30 \mu s$ соответствует фазе установления обтекания. Далее в течение $\approx 100 \mu s$ наблюдается квазистационарное течение вблизи модели. Следует отметить, что отсутствие на рис. 6 явного установившегося значения теплового потока является следствием низкого уровня и фильтрации сигнала датчика, необходимостью его математической обработки

Таблица 4. Тепловой поток, осредненный по времени стационарного течения и рассчитанный по теории Фея–Ридделла, а также их относительное отличие

№	$\bar{q}_{\text{exp}}, \text{ kW/m}^2$	$q_{FR}, \text{ kW/m}^2$	$\Delta q/q_{FR}, \%$
Серия 1			
1	182	226	19
2	190		16
3	124		45
4	169		25
Серия 2			
1	117	188	38
2	134		29
3	142		24
4	136		28
Серия 3			
1	151	245	38
2	167		32
3	140		43
4	69		71

и малой длительности рабочего времени установки в данных режимах.

В табл. 4 представлены осредненный по рабочему времени экспериментальный тепловой поток \bar{q}_{exp} , рассчитанный по теории Фея–Ридделла q_{FR} и их относительное отличие $\Delta q/q_{FR}$. Видно, что в рамках каждой серии экспериментов осредненное значение воспроизводится и отличие от теоретического не превышает 50%, за исключением последнего эксперимента. Основным фактором, определяющим расхождение теоретического значения теплового потока от экспериментального, может быть отличие параметров реального сверхзвукового потока

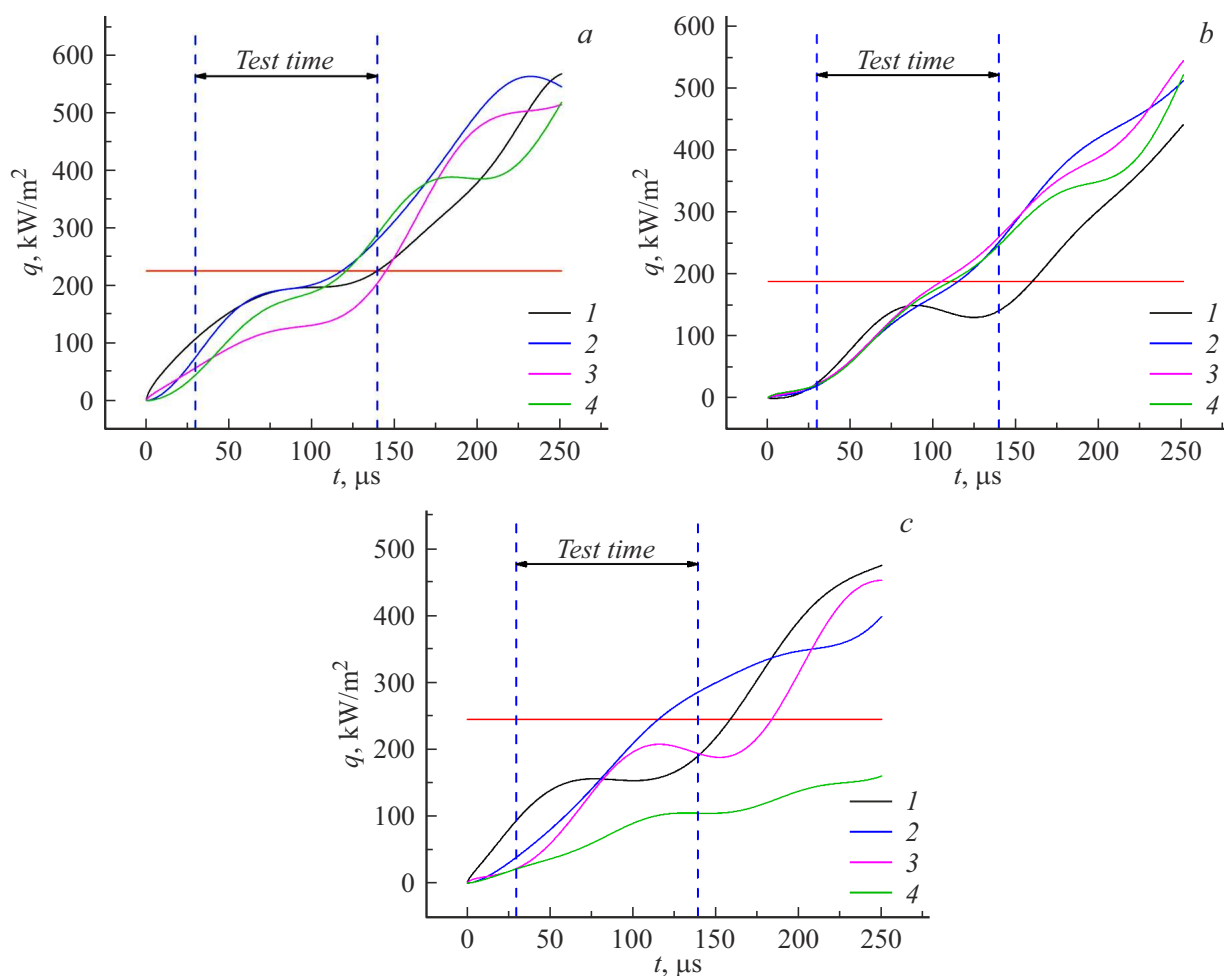


Рис. 6. Экспериментальный тепловой поток для каждого эксперимента в серии № 1 (а), серии № 2 (б), серии № 3 (с) и рассчитанный по теории Фейя–Ридделла (горизонтальная линия).

газа на выходе из сопла от рассчитанных по одномерной теории (табл. 3).

Заключение

Проанализированы особенности измерения нестационарного теплового потока с помощью датчика на анизотропных термоэлементах в экспериментах на ударной трубе. Проведено измерение конвективного теплового потока за отраженной ударной волной в азоте с числами Маха $M = 2.8–3.1$ и в критической точке затупленного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком аргона с числом Маха $M = 7$. Проведен анализ применимости разработанной методики расчета теплового потока по электрическому сигналу датчика в данных условиях. Проанализированы возможные причины отличия экспериментальных результатов от теоретических значений. Несмотря на заметные отклонения измеренного теплового потока от теоретического значения и отсутствие явного стационарного участка, которые вызваны особенностями используемой установки, полу-

ченные результаты являются качественно верными и демонстрируют применимость датчика на анизотропных термоэлементах и методики обработки сигнала в экспериментах на ударных трубах. Приведенные в [18,21] расчеты показывают, что применение датчиков с достаточно длинными термоэлементами, у которых отношение длины к толщине $l/h > 20$, позволяет проводить измерения нестационарного теплового потока с неопределенностью, не превышающей нескольких процентов. На основе полученных результатов можно утверждать, что разработанная методика расчета теплового потока по электрическому сигналу датчика на основе анизотропных термоэлементов из висмута применима в газодинамическом эксперименте на импульсных установках.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] B.R. Hollis, D.K. Prabhu, M. Maclean, A. Dufrene. *J. Thermophys. Heat Transf.*, **31** (3), 712 (2017). DOI: 10.2514/1.T5019
- [2] C.M. James, R. Ravichandran, D.R. Smith, T.G. Cullen, R.G. Morgan. *AIAA Aviation 2020 Forum* (2020), DOI: 10.2514/6.2020-3278
- [3] S.T. Surzhikov. *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting* (San Diego, California, USA, 2016), DOI: 10.2514/6.2016-0742
- [4] R. Ferreira, J. Vargas, R. Rodrigues, B. Carvalho, L.L. Alves, B. Goncalves, A. Smith, J. Merrifield, S. McDowell, D. Evans, P. Reynier, V.F. Villace, L. Marraffa. *AIAA Scitech 2020 Forum* (Orlando, Florida, USA, 2020), DOI: 10.2514/6.2020-0624
- [5] В.Г. Масленников, В.А. Сахаров. *ЖТФ*, **67** (11), 88 (1997). [V.G. Maslennikov, V.A. Sakharov. *Tech. Phys.*, **42** (11), 1322 (1997). DOI: 10.1134/1.1258870]
- [6] C.M. James, B.J.C. Birch, D.R. Smith, T.G. Cullen, T. Millard, S. Vella, Y. Liu, R.G. Morgan, N. Stern, D.R. Buttsworth. *AIAA Aviation Forum* (Dallas, Texas, USA, 2019), DOI: 10.2514/6.2019-3007
- [7] T. Alam, R. Kumar. *Rev. Sci. Instrum.*, **92** (3), 031501 (2021). DOI: 10.1063/5.0015932
- [8] V. Menezes, S. Bhat. *Rev. Sci. Instrum.*, **81** (10), 104905 (2010). DOI: 10.1063/1.3494605
- [9] H. Knauss, T. Roediger, U. Gaisbauer, E. Kraemer, D.A. Bountin, B.V. Smorodsky, A.A. Maslov, J. Srulijes, F. Seiler. *25th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference* (San Francisco, California, USA, 2006), DOI: 10.2514/6.2006-3637
- [10] H. Knauss, T. Roediger, D.A. Bountin, B.V. Smorodsky, A.A. Maslov, J. Srulijes. *J. Spacecr. Rockets*, **46** (2), 255 (2009). DOI: 10.2514/1.32011
- [11] M.A. Kotov, A.N. Shemyakin, N.G. Solovyov, M.Yu. Yakimov, V.N. Glebov, G.A. Dubrova, A.M. Maljutin, P.A. Popov, S.A. Poniaev, T.A. Lapushkina, N.A. Monakhov, V.A. Sakharov. *Appl. Therm. Eng.*, **195**, 117143 (2021). DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2021.117143
- [12] S.Z. Sapozhnikov, V.Yu. Mityakov, A.V. Mityakov. *Heatmetry: The Science and Practice of Heat Flux Measurement: Heat and Mass Transfer* (Springer International Publishing, 2020)
- [13] S.Z. Sapozhnikov, V.Y. Mityakov, A.V. Mityakov, A.A. Gusakov, E.R. Zainullina, M.A. Grekov, V.V. Seroshtanov, A. Bashkatov, A.Y. Babich, A.V. Pavlov. *Energies*, **13** (23), 6194 (2020). DOI: 10.3390/en13236194
- [14] H. Ozawa. *20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference* (Glasgow, Scotland, 2015), DOI: 10.2514/6.2015-3658
- [15] S.V. Bobashev, N.P. Mende, V.A. Sakharov, D.M. van Wie. *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (Reno, Nevada, USA, 2004), DOI: 10.2514/6.2004-515
- [16] S.V. Bobashev, N.P. Mende, V.A. Sakharov, S.Z. Sapozhnikov, V.Yu. Mityakov, A.V. Mityakov, D.M. Van Wie. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (Reno, Nevada, USA, 2005), DOI: 10.2514/6.2005-787
- [17] S.V. Bobashev, N.P. Mende, V.A. Sakharov, S.Z. Sapozhnikov, V.Yu. Mityakov, A.V. Mityakov, D.M. Van Wie. 2007, *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (Reno, Nevada, USA, 2007), DOI: 10.2514/6.2007-220
- [18] П.А. Попов, С.В. Бобашев, Б.И. Резников, В.А. Сахаров. *Письма в ЖТФ*, **44** (8), 3 (2018). DOI: 10.21883/PJTF.2018.08.45960.17036 [P.A. Popov, S.V. Bobashev, B.I. Reznikov, V.A. Sakharov. *Tech. Phys. Lett.*, **44** (4), 316 (2018). DOI: 10.1134/S1063785018040235]
- [19] Ю.В. Добров, В.А. Лашков, И.Ч. Машек, А.В. Митяков, В.Ю. Митяков, С.З. Сапожников, Р.С. Хоронжук. *ЖТФ*, **91** (2), 240 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.02.50357.209-20 [Y.V. Dobrov, V.A. Lashkov, I.Ch. Mashek, A.V. Mityakov, V.Yu. Mityakov, S.Z. Sapozhnikov, R.S. Khoronzhuk. *Tech. Phys.*, **66** (2), 229 (2021). DOI: 10.1134/S1063784221020109]
- [20] S.V. Bobashev, A.V. Erofeev, T.A. Lapushkina, S.A. Poniaev, R.V. Vasil'eva, D.M. Van Wie. *J. Propuls. Power*, **21** (5), 831 (2005). DOI: 10.2514/1.2624
- [21] П.А. Попов, С.В. Бобашев, Б.И. Резников, В.А. Сахаров. *Письма в ЖТФ*, **43** (7), 24 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2017.07.44465.16396 [P.A. Popov, S.V. Bobashev, B.I. Reznikov, V.A. Sakharov. *Tech. Phys. Lett.*, **43** (4), 334 (2017). DOI: 10.1134/S1063785017040125]
- [22] С.В. Бобашев, П.А. Попов, Б.И. Резников, В.А. Сахаров. *Письма в ЖТФ*, **42** (9), 32 (2016). [S.V. Bobashev, P.A. Popov, B.I. Reznikov, V.A. Sakharov. *Tech. Phys. Lett.*, **42** (5), 460 (2016). DOI: 10.1134/S1063785016050035]
- [23] P.A. Popov, S.A. Poniaev, V.A. Sakharov, B.I. Reznikov, N.A. Monakhov. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1697**, 012227 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1697/1/012227
- [24] P.A. Popov. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **2103**, 012215 (2021). DOI: 10.1088/1742-6596/2103/1/012215
- [25] D.M. Rowe. *Thermoelectrics Handbook: Macro to Nano* (CRC Press, 2006)
- [26] [Электронный ресурс] Режим доступа: Cantera. <https://cantera.org/> (Проверено 04/03/2022)
- [27] B.J. McBride, M.J. Zehe, S. Gordon. *NASA Glenn Coefficients for Calculating Thermodynamic Properties of Individual Species* (NASA/TP2002-211556, 2002)
- [28] J.A. Fay, N.H. Kemp. *J. Fluid Mech.*, **21** (4), 659 (1965). DOI: 10.1017/S002211206500040X
- [29] J.A. Fay, F.R. Riddell. *J. Aerosp. Sci.*, **25** (2), 73 (1958). DOI: 10.2514/8.7517
- [30] J.P. Reilly. *Phys. Fluids*, **7** (12), 1905 (1964). DOI: 10.1063/1.1711099
- [31] F. White, J. Majdalani. *Viscous Fluid Flow* (McGraw-Hill, 2021)
- [32] Z. Ilich, G. Grossir, O. Chazot. *33rd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference* (Denver, Colorado, USA, 2017), DOI: 10.2514/6.2017-3984