

Моделирование быстрого выделения тепла вблизи поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком воздуха

А. С. Савельев^{1,2}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

² Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный 141701, Россия

E-mail: fisteh@mail.ru

Статья поступила в редакцию 30 ноября 2018 г.

Аннотация. В работе экспериментально и с помощью численного моделирования рассмотрен процесс быстрого выделения энергии вблизи твердой поверхности при обтекании ее сверхзвуковым потоком воздуха. Рассматривается случай квазидвумерного обтекания модели профиля крыла при положительном угле атаки с быстрым выделением энергии на поверхности и при наличии отрывной зоны вблизи задней кромки. Проведен численный расчет положения точки отрыва и сравнение этой величины с экспериментально измеренной. На основе сравнения картин нестационарного течения вблизи места инициирования искрового разряда, полученных экспериментально и с помощью моделирования, вычислена доля электрической энергии, идущая на нагрев газа током разряда. <https://doi.org/10.33849/2019206>

1. ВВЕДЕНИЕ

Электрический разряд имеет широкое применение в технике из-за ряда свойств, таких как возможность с его помощью быстро выделять большое количество энергии, при этом пиковое значение мощности в таких разрядах может достигать огромных значений. При пробое разрядного промежутка возникает область ионизированного газа (плазмы), в котором резко повышается температура и давление за относительно короткое время. Величины температуры и давления плазмы значительно выше, чем у окружающего ее газа. Зачастую граница разрыва этих параметров в пространстве резкая (например, как это бывает в лидере молнии из-за ионизационно-перегревной неустойчивости). Распад этого разрыва приводит к формированию ударной волны, распространяющейся в направлении от места инициирования разряда.

Импульсный нагрев газа с помощью электрического разряда применяется в источниках света, газовых лазерах, электроразрядных ударных трубах, инициаторах горения (дегонации) и других широко применяемых устройствах. В последнее время растет интерес к воздействию выделения тепла с помощью электрического разряда на картину течения газа вблизи поверхности твердого тела. Эксперименты с применением импульсных и импульсно-периодических электрических разрядов показывают возможность создания дополнительного управляющего усилия на поверхности [1, 2], управления шумом затопленной струи [3], процессом формирования отрывных течений в до- [4] и сверхзвуковых потоках газа [5], величиной сопротивления при нагреве набегающего потока [6], ламинарно-турбулентным переходом [7], формированием концевых вихря [8] и т.д.

В работах [5, 9] экспериментально показан эффект смещения положения точки отрыва при инициировании протяженного искрового разряда на поверхности модели, а в работе [10] проведено численное моделирование этого процесса. Для проведения численного моделирования подобных процессов необходимо знать долю электрической энергии, которая идет на нагрев газа, поскольку от этого зависят параметры газодинамическо-

го возмущения, возникающего после импульсного выделения тепла в разряде. В ряде работ, посвященных проблеме определения доли электрической энергии, переходящей в тепло, определены значения этой величины. Полученные величины оказываются отличными при использовании электрических разрядов различного типа и при различных условиях эксперимента (например, давления газа). В работе [11] было показано, что доля энергии, которую удается преобразовать в нагрев газа с помощью барьерного разряда субмикросекундной длительности, может достигать 50%. В работе [12] экспериментально исследовался процесс формирования квазицилиндрической ударной волны в следствие развития скользящего по полупроводящей поверхности искрового разряда. Показано, что эффективность преобразования электрической энергии в тепло составляет величину не более 10% при атмосферном давлении воздуха. В результате исследования процесса инициирования электрического разряда типа плазменный лист при пониженном давлении воздуха было показано, что до 20% электрической энергии переходит в тепло газа [13] при пониженном давлении воздуха около 100 торр.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования газодинамического возмущения, вызванного быстрым выделением тепла вблизи поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком газа, с помощью протяженного искрового разряда при различной величине электрической энергии. Целью работы является определение доли электрической энергии, которая идет на быстрый нагрев газа, который приводит к формированию цилиндрической ударной волны.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальная часть работы проводилась на сверхзвуковой атмосферно-вакуумной аэродинамической трубе СТ-4 [14] кафедры физической механики МФТИ. Данная установка способна в течение одной минуты поддерживать сверхзвуковое течение воздуха с числом Маха $M = 2$ за выходным сечением сопла Лава-

ля, при этом в расчетном режиме течения (когда статическое давление сверхзвуковой струи p_{st} равно окружающему эту струю давлению p_a) профиль скорости набегающего потока воздуха является прямоугольным. Основные параметры установки следующие:

- статическое давление струи $p_{st} = 0.15$ атм,
- скорость набегающего потока $V = 500$ м/с,
- статическая температура $T = 170$ К,
- диаметр сверхзвуковой струи 11 см.

В сверхзвуковую струю воздуха внутри рабочей камеры помещалась модель крыла НАСА (толщина 12% от длины хорды) с длиной хорды 10 см и размахом 15 см, выполненная из плавленного кварца, который характеризуется высокой степенью устойчивости к плазме электрического разряда. На расстоянии 4 см от задней кромки профиля на верхней его поверхности было вмонтировано разрядное устройство, позволяющее получать протяженный искровой разряд длиной порядка 0.1 м. Конструкция модели профиля крыла детально описана в [10].

Разрядное устройство подключалось к электрической схеме, которая состоит из блока высоковольтных керамических конденсаторов емкостью C , балластного резистора сопротивлением R , ограничивающего ток заряда, и высоковольтного источника напряжения (см. рисунок 1). При заряде конденсаторов до напряжения, соответствующего пробойному для разрядного устройства в условиях обтекания сверхзвуковым потоком воздуха, возникал электрический разряд вблизи поверхности модели. На рисунке 2 представлена фотография, полученная при съемке сверху через окно рабочей камеры, на которой запечатлено свечение искрового канала. Фотография выполнена с экспозицией, сравнимой с пролетным временем (порядка 100 мкс). На представленной фотографии длина искрового канала составляет 9 см. Следует отметить, что фотографирование разряда сверху говорит о том, что свечение прекращается за время меньше характерного пролетного времени, а границы свечения искрового канала резкие, даже несмотря на относительно высокое значение экспозиции кадров. Это говорит о том, что можно считать длину области выделения энергии, равной 9 см, а поперечный размер этой области равным ширине видимой на фотографии области свечения.

Для регистрации пробойного напряжения разрядного промежутка, длительности искрового разряда и частоты его следования использовались высоковольтный делитель напряжения LeCroy 1:1000 PPE20KV с полосой пропускания 100 МГц и осциллограф высокого разрешения 12 бит LeCroy WaveRunner 66Zi. Осциллограмма напряжения на блоке конденсаторов C записывалась в течение нескольких секунд (время эксперимента), при этом регистрировались несколько тысяч импульсов разрядов. С помощью программной обработки осциллограммы было получено, что параметры разряда (длительность разряда, пробойное напряжение, частота следования) имеют стабильные значения и отличаются не более чем на 20% от разряда к разряду [9].

С помощью теневого прибора ИАБ-451 (см. рисунок 1) и скоростной видеокамеры Photron FASTCAM SA-4 проведена скоростная визуализация формирования газодинамического возмущения вблизи места инициирования разряда и при наличии внешнего сверхзву-

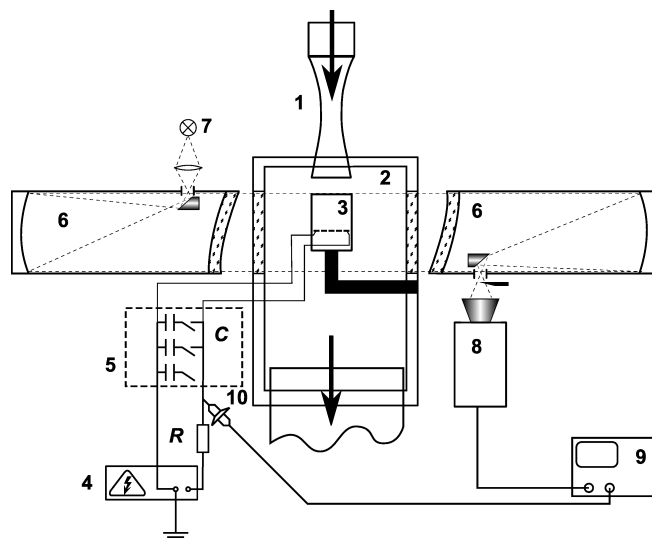


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки. 1 — сопло Лавала, 2 — рабочая камера, 3 — модель профиля крыла с разрядным устройством, 4 — высоковольтная схема, 5 — блок конденсаторов, 6 — теневого прибор ИАБ-451, 7 — лампа подсветки, 8 — скоростная видеокамера, 9 — цифровой осциллограф, 10 — высоковольтный пробник. Стрелками показано направление течения воздуха.

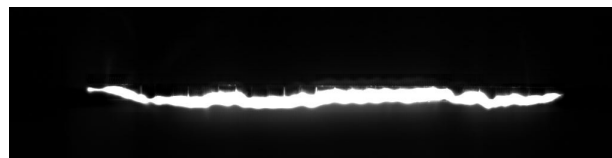


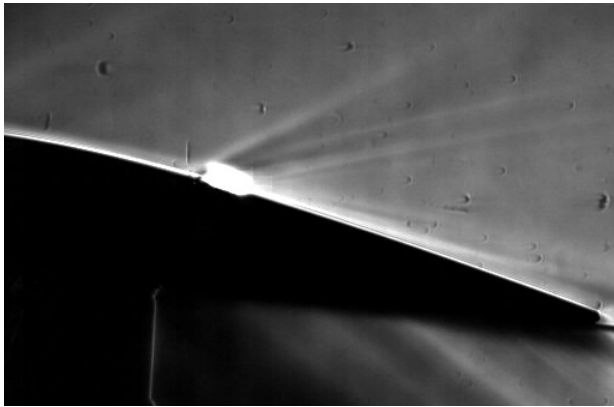
Рисунок 2. Фотография свечения искрового разряда при обтекании сверхзвуковым потоком воздуха. Течение сверху вниз.

кового потока воздуха. Величина задержки между окончанием разряда и началом экспозиции кадра определялась с помощью осциллографа, на один из каналов которого поступал синхроимпульс с видеокамеры. На рисунке 3 показаны теневые фотографии процесса формирования цилиндрической ударной волны вблизи места инициирования разряда при различной задержке после начала разряда. Характерные параметры эксперимента, результаты которого представлены в данной работе, следующие:

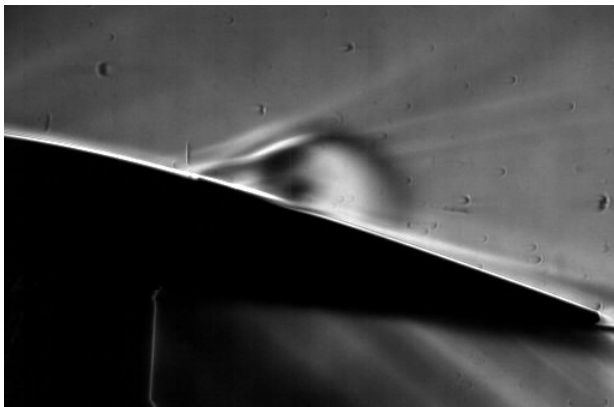
- электрическая энергия E , запасенная в блоке конденсаторов емкости C в момент пробоя составляет величину порядка 0.1 Дж,
- величина пробойного напряжения V порядка 10 кВ, что соответствует эффективной пробойной напряженности 1 кВ/см,
- длительность разряда τ порядка 100 нс,
- частота следования f порядка 1 кГц.

Электрическая энергия, преобразуемая в тепло газа с помощью искрового разряда, варьировалась с помощью изменения величины емкости C блока конденсаторов при подключении или отключении части конденсаторов. Диапазон изменения величины C был от 1.5 до 6.0 нФ. Емкость блока измерялась прибором Fluke 289.

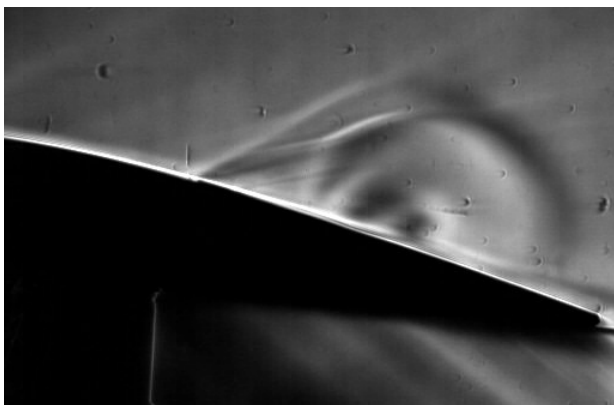
При обработке полученных осциллограмм напряжения на блоке конденсаторов было обнаружено, что



(a)



(b)



(c)

Рисунок 3. Теневые фотографии течения вблизи задней кромки модели при различной задержке относительно начала разряда: 0 мкс (a), 20 мкс (b), 40 мкс (c). Течение слева направо.

величина остаточного напряжения при всех значениях C составляет не более 10% процентов от среднего пробойного напряжения U . В связи с этим электрическая энергия E , запасаемая в емкости C и расходуемая на поддержание протяженного искрового разряда, рассчитывалась как $CU^2/2$.

Из полученных теневых фотографий течения вблизи задней кромки следует, что после инициирования разряда (быстрого локального выделения тепла в набегающий поток воздуха) формируется цилиндрическая ударная волна, распространяющаяся по движущемуся газу. По этим теневым фотографиям были определе-

ны положения фронта цилиндрической ударной волны в различные моменты времени после разряда. В течение первых 10 мкс после разряда распространение фронта волны происходит с уменьшением ее скорости с течением времени, однако затем фронт ударной волны начинает двигаться с практически постоянной скоростью (10–60 мкс после разряда). По теневым фотографиям была получена экспериментально величина скорости фронта цилиндрической ударной волны в зависимости от энергии разряда, результаты измерений представлены в разделе 4.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для проведения численного моделирования процесса, реализуемого в эксперименте, необходимо принять ряд допущений:

- выделение тепла в набегающем потоке газа из-за электрического разряда происходит мгновенно;
- в эксперименте моделируется квазидвумерный случай;
- доля энергии η , которая идет непосредственно на нагрев газа, не зависит от величины электрической энергии, накопленной в емкости C ;
- в объеме v , соответствующем области канала искры, энергия выделяется равномерно, и распределения давления и температуры в этом объеме также являются равномерными,
- газ (воздух), вовлеченный в процесс, не меняет своих свойств из-за нагрева, показатель адиабаты γ , молярная масса μ остаются постоянными, а уравнение состояния соответствует модели идеального газа.

Тогда при выделении энергии в разряде в объеме v искрового канала повышается давление на величину [13]:

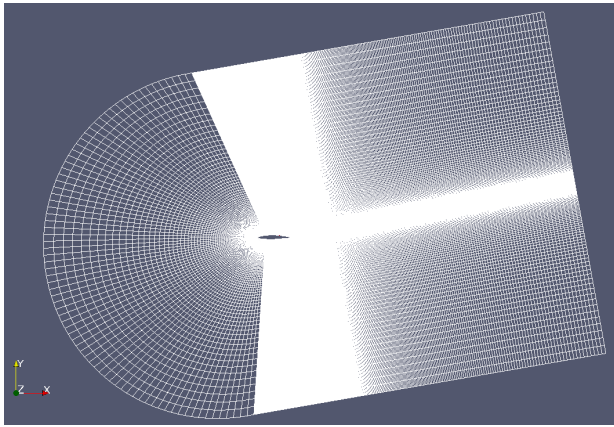
$$\Delta p = (\gamma - 1) \frac{\eta E}{v}. \quad (1)$$

Кроме того, повышается температура в объеме v на величину:

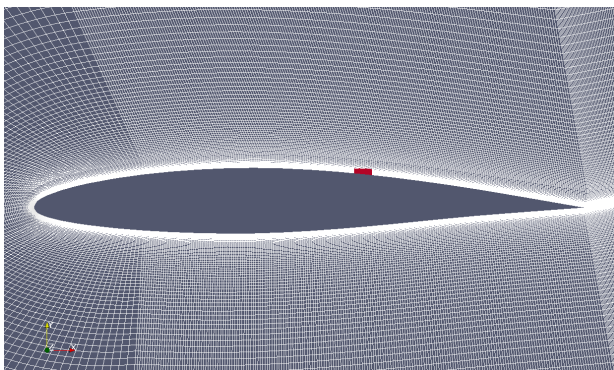
$$\Delta T = T \frac{\Delta p}{p_{st}}, \quad (2)$$

где T и p_{st} — параметры набегающего потока воздуха, т.е. статические температура и давление в сверхзвуковой струе, в которой размещается модель крыла.

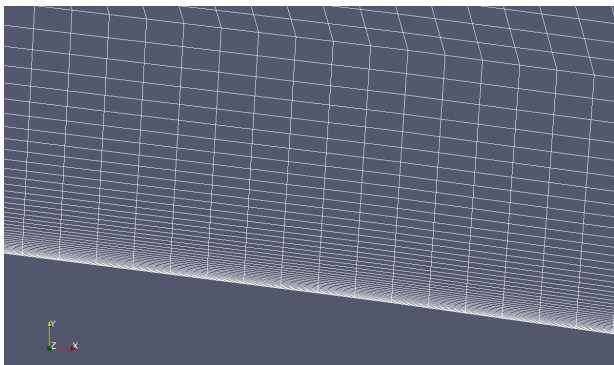
Численное моделирование процесса локального выделения тепла в двумерном нестационарном случае проводилось с помощью решателя sonicFoam [15] пакета OpenFOAM v.2.7 [16]. Моделировалось сверхзвуковое течение вязкого теплопроводного газа (воздуха) без учета турбулентности. Расчетная область имела характерный размер 1 м, в ней размещалась модель профиля крыла (см. рисунок 4(b)) с геометрическими размерами, соответствующими модели крыла, использовавшейся в эксперименте. В расчетной области с помощью утилиты blockMesh строилась сетка, которая состоит из гексагональных расчетных ячеек. Сетка имеет сгущение при приближении к поверхности профиля крыла (см. рисунок 4(c)), т.е. высота расчетной ячейки уменьшается при приближении к обтекаемой поверхности. Это сделано для того, чтобы корректно рассчитать течение в пограничном слое вблизи поверхности модели. Таким



(a)



(b)



(c)

Рисунок 4. Виды расчетной сетки при различном увеличении: (a) — общий вид, (b) — сетка вблизи поверхности модели (красным показано место выделения тепла в потоке), (c) — сетка вблизи задней кромки.

образом, расчетная область фактически разбивается на две области, одна из которых окружает поверхность профиля, обтекаемого сверхзвуковым потоком воздуха, и соответствует течению в пограничном слое, а в остальной части расчетной области моделируется картина течения в целом.

Начальные условия во всей области задавались величинами, соответствующими условиям эксперимента (параметрам набегающего потока воздуха): статическое давление $p_{st} = 0.15$ атм, статическая температура $T = 170$ К, скорость $V = 500$ м/с. Вязкость воздуха рассчитывалась по формуле Сазерленда. На поверхности профиля задавалась нулевая скорость движения газа, а сама поверхность являлась адиабатической.

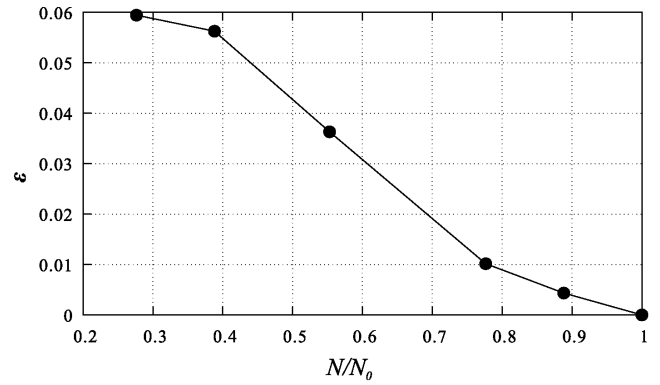


Рисунок 5. Величина параметра ϵ в зависимости от относительного количества расчетных ячеек.

Для выбора оптимального количества расчетных ячеек N были проведены расчеты стационарного течения вокруг модели профиля крыла. На рисунке 5 представлена зависимость параметра сходимости по сетке ϵ от относительного количества расчетных ячеек N/N_0 ($N_0 = 300\,000$) при угле атаки 10° :

$$\epsilon = \frac{|x_{sp} - x_{sp0}|}{x_{sp0}}, \quad (3)$$

где x_{sp} — x -координата положения точки отрыва для определенной сетки, x_{sp0} — x -координата положения точки отрыва для наиболее подробной сетки, причем последняя величина составляет 71.1 мм от задней кромки, что соответствует расстоянию от точки отрыва до задней кромки 27.4 мм. В расчетной области ось x совпадала с хордой профиля, а точка с координатами $(x, y) = (0, 0)$ совпадала с его передней кромкой. Расчет производился на четырехъядерном процессоре с пиковой вычислительной мощностью около 100 Гфлопс.

Был проведен численный эксперимент по определению положения точки отрыва на верхней поверхности профиля крыла вблизи задней кромки при угле атаки 10° . Эксперимент повторяет выше описанный в разделе 2, но разряд на верхней поверхности не создавался, а полученные теневые фотографии (количество фотографий одна тысяча) усреднялись, поскольку положение точки отрыва не стационарно во времени и меняется от кадра к кадру. В результате получено, что среднее расстояние между точкой отрыва и задней кромкой профиля равно 29.3 ± 3 мм, где отклонение от среднего — это границы колебания положения точки отрыва. Таким образом, показано, что по положению точки отрыва численный расчет и эксперимент согласуются.

Моделирование выделения тепла с разрядом проводилось следующим образом. После проведения расчета стационарной картины обтекания проводилось наложение величины поля давления в объеме v в месте, соответствующем месту инициирования разряда в эксперименте (см. рисунок 4(b)). При этом величина повышения статического давления Δp в объеме v варьировалась, т.е. фактически варьировалось значение величины энергии, которая идет на нагрев газа (см. формулу (1)). Кроме того, в объеме v в расчете проводилось повышение статической температуры на величину ΔT , вычисленной

по формуле (2). Величина объема v рассчитывалась по формуле:

$$v = \Delta x \Delta y L, \quad (4)$$

где Δx и Δy — соответственно ширина и высота области выделения тепла с помощью искрового разряда, которые определяются из эксперимента, а L — длина искры, которая определяется расстоянием между крайними электродами разрядного устройства, к которым прикладывается высокое напряжение. В представленных экспериментах длина $L = 9$ см. По фотографиям разряда сверху (см. рисунок 2) определяется Δx , а по теневым картинкам течения в момент времени 0 мкс после начала разряда (см. рисунок 3) определяется величина Δy . Таким образом, при численном моделировании процесса принимается, что область выделения тепла объемом v соответствует наблюдаемой области свечения разряда, а также, что в объеме v температура и давление в начальный момент времени после разряда распределены равномерно. Также предполагается, что в объеме v непосредственно после выделения тепла плотность не меняется.

4. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В эксперименте по иницированию протяженного искрового разряда варьировалось значение электрической энергии, запасенной в блоке конденсаторов емкостью C . Следует отметить, что варьирование происходило с помощью изменения величины емкости C , при этом величина напряжения на блоке конденсаторов в момент электрического пробоя разрядного промежутка определялась его пробойным напряжением. Проведены эксперименты для величин емкости от 1.5 до 6.9 нФ, что соответствует величине запасенной в блоке конденсаторов электрической энергии от 59 до 243 мДж соответственно. При импульсном выделении энергии во внешнем сверхзвуковом потоке воздуха происходило формирование цилиндрической ударной волны, о чем свидетельствуют полученные теневые кинограммы (см. рисунок 3). Фронт ударной волны представляет собой полукруглость, радиус R_{sw} которой увеличивается с течением времени t , при этом центр этой окружности находится на поверхности модели крыла и смещается вниз по потоку. Эксперимент показывает, что зависимость $R_{sw}(t)$ в диапазоне от 10 до 60 мкс является практически линейной в рассматриваемом диапазоне величины запасенной электрической энергии E . Этот же результат получен другими авторами при исследовании квазицилиндрических ударных волн, генерируемых протяженными электрическими разрядами субмикросекундной длительности в различных газах и при различных значениях давления, теневым [12, 17] и интерференционным [18] методами визуализации. Выход скорости распространения фронта цилиндрической ударной волны на постоянное значение через 10 мкс после быстрого локального выделения тепла получен в численном моделировании. Отмеченное постоянство скорости фронта ударной волны дает основание провести сравнение экспериментальных данных и данных численного моделирования с целью определения доли η от запасенной электрической

энергии E , которая идет на быстрый нагрев газа и формирование исследуемого газодинамического возмущения.

Необходимо отметить следующие обстоятельства, позволяющие проводить сравнение величин скорости распространения фронта ударной волны, измеренной в эксперименте и полученной в численном моделировании. Использование в качестве источника энергии для нагрева газа протяженного искрового разряда, у которого поперечный размер разрядного канала на два порядка меньше, чем его длина, позволяет считать двумерным процесс формирования ударной волны. Поскольку в эксперименте регистрируется картина нестационарного течения через 10–60 мкс после окончания разряда, величина радиуса фронта цилиндрической ударной волны составляет величину, на порядок меньшую, чем длина разряда, что также позволяет считать процесс ее распространения двумерным. Это позволяет проводить численное моделирование распространения фронта ударной волны, возникшей из-за быстрого локального нагрева газа, на подробной двумерной сетке. В численном моделировании выделение энергии происходит мгновенно с помощью наложения полей повышенных значений давления и температуры, рассчитанных по формулам. Это означает, что в расчете предполагается мгновенное выделение энергии. В эксперименте время разряда регистрируется с помощью осциллограмм напряжения на блоке конденсаторов и составляет величину порядка 100 нс, что на два порядка меньше, чем пролетное время. В эксперименте и расчете совпадают геометрические размеры обтекаемой модели профиля крыла, а также параметры набегающего потока воздуха: скорость потока, статические давление и температура.

На рисунке 6 представлена зависимость скорости фронта ударной волны V_{sw} , регистрируемой в эксперименте в диапазоне времени от 10 до 60 мкс после разряда, от величины электрической энергии E . На этом же графике представлена полученная с помощью численного моделирования зависимость скорости фронта ударной волны от величины локального повышения давления Δp в диапазоне времени от 10 до 60 мкс после окончания быстрого локального нагрева газа. Следует отметить, что от величины η зависит смещение по горизонтали рассчитанной кривой $V_{sw}(E)$, при этом наилучшее совпадение экспериментальных и полученных в расчете данных получается при значении $\eta = 0.2$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено экспериментальное исследование и численное моделирование процесса распространения газодинамического возмущения, вызванного протяженным искровым разрядом субмикросекундной длительности, во внешнем набегающем потоке воздуха, обтекающем поверхность модели крыла при положительном угле атаки 10° . Для этого сначала было рассчитано стационарное обтекание модели НАСА-профиля сверхзвуковым потоком воздуха. Параметры набегающего потока воздуха (статические температура, давление и скорость течения) задавались в соответствии с экспериментальными условиями. С помощью численного моделирования было определено положение точки отрыва. В эксперименте эта величина определялась по усредненным теневым картинкам. В результате было получено хоро-

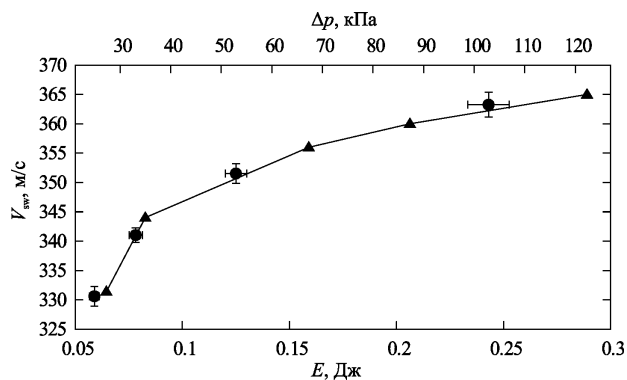


Рисунок 6. Зависимость скорости распространения фронта ударной волны от величины запасенной электрической энергии, полученная в эксперименте (●) и в численном расчете (▲).

шее соответствие этих величин. Также было проведено исследование сеточной сходимости, рассчитанной по положению точки отрыва.

Газодинамическое возмущение, вызванное резким локальным увеличением температуры и давления из-за искрового разряда, представляет собой цилиндрическую ударную волну, распространяющуюся во внешнем потоке воздуха, фронт которой имеет форму полукруглости. Формирование этой ударной волны происходит из-за быстрого локального нагрева объема воздуха, характерный размер которого значительно меньше размера модели, на поверхности которой происходит выделение энергии в разряде. Визуализация с помощью теневого метода и фотографирование свечения разряда на поверхности модели позволила установить, что границы свечения являются резкими, что дает возможность экспериментально определить объем области, в которой происходит нагрев газа.

Экспериментально показано, что при запасенной электрической энергии в диапазоне от 59 до 243 мДж и в диапазоне времени от 10 до 60 мкс скорость распространения фронта ударной волны относительно набегающего потока воздуха постоянна. Тот же результат получается в численном моделировании при соответствующих значениях избыточного давления, возникающих в области локального нагрева. Сравнение величины скорости движения фронта в указанный диапазон времени позволило определить долю (20%) электрической энергии, запасенной в блоке конденсаторов, которая идет на локальный нагрев воздуха. При этом величина скорости фронта ударной волны растет нелинейно относительно величины энергии. Эта величина лежала в диапазоне от 330 до 365 м/с, что соответствует диапазону числа Маха от 1.26 до 1.40.

Полученный результат может быть использован в вычислительном эксперименте, в котором моделируется процесс взаимодействия газодинамического возмущения, вызванного протяженным искровым разрядом, с отрывным течением в приведенных в настоящей статье условиях экспериментах и с параметрами разряда, которые не могут быть воспроизведены в эксперименте по каким-либо причинам, например место или частота

иницирования разряда. Высокая частота следования искровых разрядов не может быть достигнута в виду ограниченной мощности высоковольтного источника, а место инициирования разряда не может быть изменено, поскольку связано с положением разрядного устройства, смонтированного в модель профиля крыла. Кроме того, с помощью численного моделирования могут быть получены данные, которые не могут быть измерены в эксперименте, например, коэффициенты сопротивления и подъемной силы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-38-00803.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аксенов В С, Голуб В В, Губин С А, Ефремов В П, Макашова И В, Харитонов А И и Шаров Ю Л 2004 *ПЖТФ* **30**(20) 62–8
2. Аксенов В С, Голуб В В, Губин С А, Савельев А С, Сеченов В А и Сон Э Е 2010 *ТВТ* **48**(1(доп.)) 93–101
3. Копьев В Ф, Битюрин В А, Беляев И В, Годин С М, Зайцев М Ю, Климов А И, Копьев В А и Моралев И А 2012 *Акустический журнал* **58** 473–81
4. Correale G, Popov I B, Ratikin A E, Starikovskii A Yu, Hulshoff S J and Veldhuis L L M 2011 Flow separation control on airfoil with pulsed nanosecond discharge actuator *Proc. of 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 4-7 January 2011* (Orlando, USA) pp AIAA 2011–1079
5. Голуб В В, Савельев А С, Сеченов В А, Сон Э Е и Терешонок Д В 2010 *ТВТ* **48** 948–55
6. Мирабо Л, Райзер Ю П, Шнейдер М Н и Брейкен Р 2004 *ТВТ* **42** 890–9
7. Moralev I, Sherbakova V, Selivonin I, Bityurin V and Ustinov M 2018 *Int. J. Heat Mass Transfer* **116** 1326–40
8. Агибалова С А, Голуб В В, Моралев И А и Савельев А С 2011 *ПЖТФ* **37**(22) 61–8
9. Saveliev A S 2018 *J. Phys.: Conf. Ser.* **1112** 012014
10. Tereshonok D and Son E 2012 *Europhys. Lett.* **99** 15002
11. Aleksandrov N L, Kindysheva S V, Nudnova M M and Starikovskiy A Yu 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 255201
12. Elias P Q and Castera P 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 365204
13. Koroteeva E, Znamenskaya I, Orlov D and Syssoev N 2017 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50** 085204
14. Широков Н Н 2006 Атмосферно-вакуумная сверхзвуковая аэродинамическая труба *Лабораторный практикум по газовой динамике, гидродинамике и физической механике* ред. Сон Э Е (Долгопрудный: Физтех-полиграф) с. 222
15. Marcantoni L F G, Tamagno J P and Elaskar S A 2012 High speed flow simulation using openfoam *Mecanica Computacional* ed Cardona A, Kohan P H, Quinteros R D and Storti M A (Salta, Argentina: Asociacion Argentina de Mecanica Computacional) pp 2939–59
16. Greenshields C J, Weller H G, Gasparini L and Reese J M 2010 *Int. J. Numer. Methods Fluids* **63** 1–21
17. Знаменская И А, Латфуллин Д Ф, Луцкий А Е, Мурсенкова И В и Сысоев Н Н 2007 *ЖТФ* **77**(5) 10–8
18. Arad B, Gazit Y and Ludmirsk A 1987 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20** 360–7