

УДК 533.6.011.72

ФОРМИРОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ НАНОСЕКУНДНЫХ РАЗРЯДОВ В НЕСТАЦИОНАРНОМ ПОТОКЕ В КАНАЛЕ С ПРЕПЯТСТВИЕМ

© 2023 г. Д. И. Долбня^{а,*}, И. А. Знаменская^а, А. Е. Луцкий^б, Н. Н. Сысоев^а

^аМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

^бИнститут прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*E-mail: tatarenkova.darya@yandex.ru

Поступила в редакцию 26.05.2022 г.

После доработки 01.09.2022 г.

Принята к публикации 10.10.2022 г.

Представлены результаты исследований по воздействию импульсного объемного и поверхностного разрядов на высокоскоростное течение газа в прямоугольном канале ударной трубы с изменением профиля (препятствием на нижней стенке). Однократный наносекундный поверхностный разряд и разряд с предыонизацией от плазменных электродов (комбинированный разряд) инициировался в потоке за ударной волной с числами Маха Ms 3.2–3.4. Препятствие определяет распределение параметров обтекающего его потока и перераспределение плазмы импульсного разряда. Численным моделированием получены поля плотности газодинамического потока в условиях эксперимента и проведено сравнение с распределением плазмы разряда. Показано, что ударно-волновое воздействие разряда на поток за препятствием продолжалось от 25 до 70 мкс.

Ключевые слова: ударная волна, самолокализация разряда, плазменные электроды, отрывное течение, объемный разряд, поверхностный разряд, эффект быстрого нагрева

DOI: 10.31857/S0568528122600308, **EDN:** AFAUGH

Плазменное воздействие на газодинамические потоки активно исследуется с точки зрения возможности управления ими. В обзоре [1] основное внимание уделено эффектам, в основе которых лежит сверхбыстрый (за наносекундные времена) локальный нагрев газа. Показано, что в настоящее время главные успехи в управлении скоростными потоками с помощью газовых разрядов связаны именно с таким воздействием. Особенно широко распространены частотные разряды (как правило, барьерные поверхностные), способные затягивать отрыв пограничного слоя на обтекаемых поверхностях [1–3] и влиять на структуру ударно-волнового течения при сверхзвуковом обтекании [4]. К основным преимуществам можно отнести простоту конструкции, отсутствие движущихся частей, незначительные габариты и вес, малую инерционность, возможности установки заподлицо с обтекаемой поверхностью [1, 3, 5]. Импульсные разряды чаще используют в закрытых каналах, камерах внутреннего сгорания летательных аппаратов — для стабилизации горения и сверхзвукового зажигания [6, 7]. Неоднородности на обтекаемых поверхностях, изменения профиля газодинамического канала приводят к перераспределению плазмы разряда в потоке. С газодинамической точки зрения, причинами появления неоднородностей являются зоны отрыва, ударные волны (УВ), вихри и косые скачки [8].

В данной работе экспериментально исследуется импульсное плазменное воздействие на сверхзвуковой воздушный поток в канале ударной трубы с препятствием, представляющим собой диэлектрический параллелепипед (см. рис. 1). Высокоскоростной поток формировался за ударной волной (при числе Маха $M = 3.3 \pm 0.1$) в ударной трубе сечением 48×24 мм с разрядной секцией. Визуализация потока велась теньевым методом высокоскоростной камерой при частоте съемки 150000 кадров в секунду [9]. Обтекание препятствия устанавливалось около 100 мкс после прохода УВ через препятствие и длилось затем при постоянных газодинамических условиях (спутный стационарный поток) более 600 мкс, после чего скорость потока постепенно уменьшалась. В однородном потоке в заданном интервале газодинамические величины (плотность, скорость и давление), рассчитываются из соотношений Ренкина—Гюгонио.

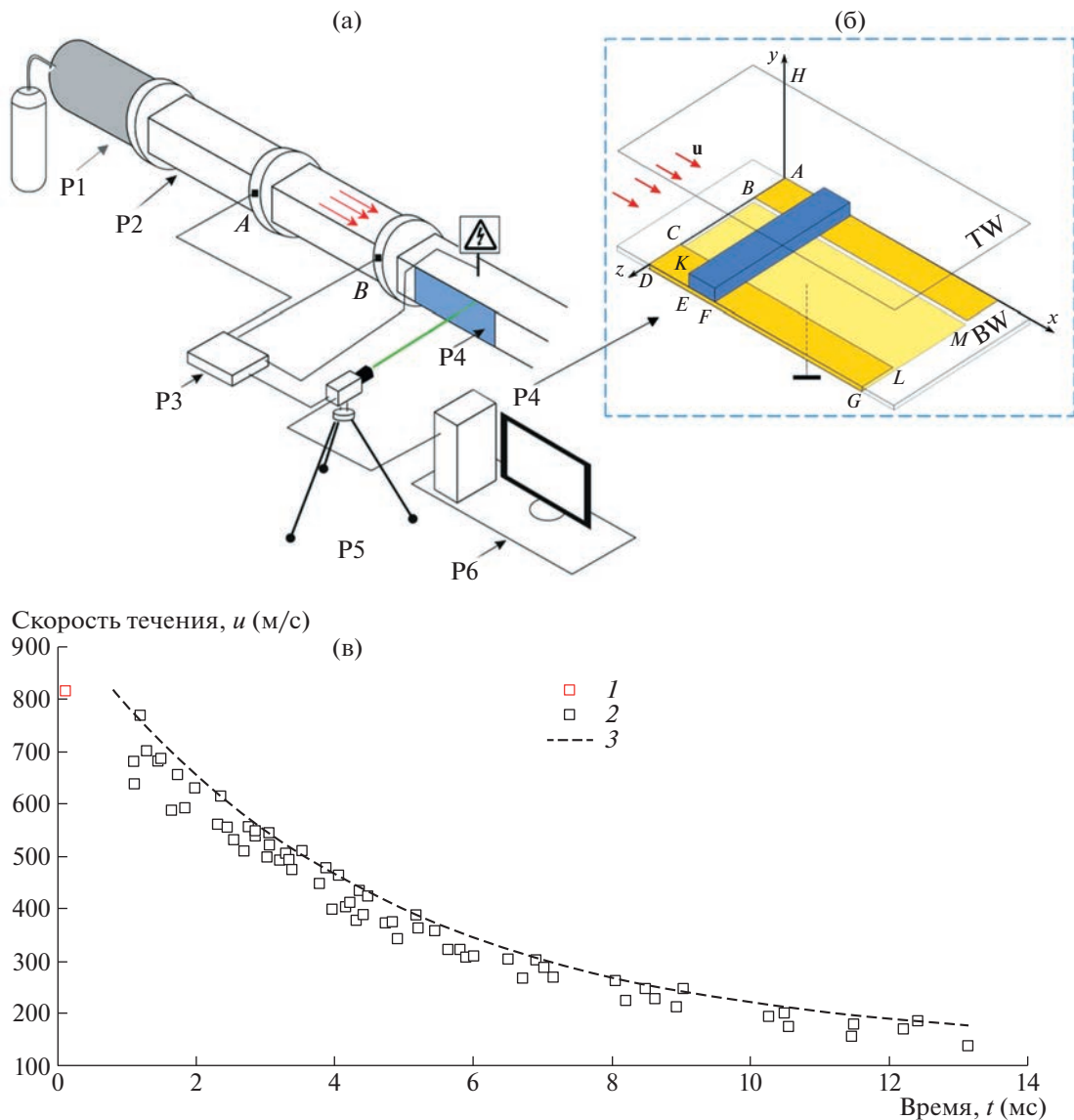


Рис. 1. Схема ударной трубы (а) и поверхности (б) внутри разрядной камеры, обтекаемой набегающим потоком (в): профиль (эксперимент, аппроксимация) скорости набегающего потока, двигающегося за ударной волной с числом Маха $Ms = 3.2$ без вставки: P1 – камера высокого давления, P2 – камера низкого давления, P3 – система синхронизации, P4 – разрядная камера, P5 – высокоскоростная камера/CCD, P6 – компьютер, TW – верхняя и BW – нижняя поверхности с электродами; 1 – скорость спутного потока из соотношения Ренкина–Гюнио, 2 – скорость трассеров (эксперимент), 3 – профиль скорости (эксперимент).

На первом этапе были исследованы характеристики разряда и течения, создаваемые при инициировании импульсного объемного разряда с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов/электродов CLMB (см. рис. 16). При этом устройство электродов на верхней и нижней стенках идентично [8]. Течение происходило в канале со вставкой в покоящемся газе с плотностью воздуха ρ до 0.25 кг/м^3 и в потоке при ρ от 0.03 до 0.30 кг/м^3 . Сначала (в течение $60\text{--}100 \text{ нс}$) на верхней и нижней поверхностях камеры горели плазменные листы – разряды, скользящие по межэлектродной поверхности диэлектрика. Скользящий разряд создавал ультрафиолетовое излучение высокой интенсивности и ионизировал газ в рабочей секции (преимущественно между плазменными электродами), подготавливая таким образом рабочий объем к созданию однородного импульсного объемного разряда длительностью до $300\text{--}400 \text{ нс}$. В однородном потоке фаза объемного разряда характеризуется достаточно высокой степенью пространственной однородности во всех направлениях [8]. Поверхностный разряд сопровожда-

ется возникновением ударных волн, распространяющихся в направлении, перпендикулярном направлению потока за падающей ударной волной в канале. Поверхностные разряды играют также роль плазменных электродов объемного разряда.

Диэлектрическая вставка KEF (см. рис. 1) размерами $6 \times 2 \times 48$ мм, внесенная в электрическое поле, создаваемое при импульсной ионизации, приводила к перераспределению энергии импульсного объемного разряда наносекундной длительности, в первую очередь на поверхности (подробное описание эффекта представлено в работе [8]). Помимо различий в локализации разряда увеличивались длительность и яркость свечения плазменных каналов вблизи вставки (препятствия), связанные с эффектом вытеснения. Эффект перераспределения энергии импульсного разряда подразумевает индуцирование ударной волны сложной конфигурации; криволинейные ударные волны, инициированные из области усиленного свечения вблизи вставки, сильнее по сравнению с квазиплоскими фронтами ударных волн, наблюдаемыми в отсутствие препятствия. Анализ динамики индуцированных ударно-волновых структур показал, что количество энергии импульсного разряда, в области разряда, увеличивается по направлению к поверхностям вставки. Вблизи препятствия концентрация энергии разряда быстро увеличивается за счет эффекта быстрого нагрева в 5–7 раз [8] по сравнению со средней плотностью энергии в свободном плазменном слое ($d = 0.7$ мм).

На следующем этапе исследований вставка обтекалась поперечным набегающим потоком, реализованным в ударной трубе. График изменения во времени скорости потока для начального числа Маха $Ms = 3.2$ представлен на рис. 1в. Скорость потока за ударной волной измерялась по трассерам. Аппроксимирующая кривая по верхним точкам – пунктирная линия. Подробное описание измерения трассерным методом скорости и методом PIV в данной ударной трубе представлено в работе [10].

Разряд (как объемный ОР, так и поверхностный ПР) инициировался в заданный момент течения за плоской ударной волной. Он локализуется, прежде всего, в зоны отрыва в области низкой плотности (в частности, за препятствием).

Теневые изображения и мгновенные изображения свечения плазмы разрядов сравнивались с расчетными при одинаковых параметрах течения. Численное моделирование задачи, при сравнении с экспериментом, позволило интерпретировать поле свечения импульсного разряда, коррелирующее с мгновенным полем плотности (либо давления). Для численной аппроксимации систем уравнений Эйлера была применена явная квазимоноотонная схема, представляющая собой вариант метода С.К. Годунова повышенного порядка точности [11]. Расчетная область представляла собой участок рабочей камеры размерами 130×24 мм. Ударная волна распространялась слева направо по расчетной области. На левой границе счетной области задавались газодинамические величины, соответствующие состоянию за фронтом ударной волны с числом Маха $Ms = 3.2$. Таким образом, в ходе расчета моделировался весь процесс движения ударной волны в канале, включая отражение и дифракцию на препятствии.

В газовом потоке с объемным неоднородным распределением плотности разряд также “стягивается” в области относительно пониженной плотности. Интегральное свечение разряда соответствует мгновенной картине течения с точки зрения газовой динамики.

При взаимодействии ударной волны с прямоугольным препятствием наблюдается в первую очередь отражение, а затем дифракция на препятствии (см. рис. 2). Формируется ударно-волновое течение с образованием трехударной конфигурации вследствие взаимодействия отраженной и дифрагированной УВ. На рис. 2 представлены четыре изображения после прохода ударной волны; ударная волна находится в разрядном промежутке в 5 мм после препятствия. Теневым снимком (рис. 2а) показывает структуру ударно-волнового взаимодействия. На интегральном фотоснимке поля свечения объемного (рис. 2б) разряда ОР наблюдаются плазменная структура длиной 30 мм (от электрода до электрода – рис. 1б) за выступом в виде шнура и плазменный лист на верхней стенке и свечение объемного разряда перед плоской ударной волной. На фотоснимке поля свечения двух плазменных листов ПР (рис. 2в) также наблюдаются плазменная структура длиной 30 мм (от электрода до электрода – рис. 1б) за выступом в виде шнура и плазменные листы, объемная фаза отсутствует. При дифракции на обратном уступе образуется вихрь со значительным падением плотности в нем, что отчетливо видно на численном изображении поля плотности (рис. 2г).

Течение за ударной волной представляет сложную структуру, состоящую, из спутного потока с постоянной на начальном этапе сверхзвуковой скоростью и позже – непрерывно замедляющегося течения, скорость в котором снижается из-за прихода волны разрежения см. (рис. 1в). При сверхзвуковом обтекании выступа перед ним возникает головная ударная волна; серии волн

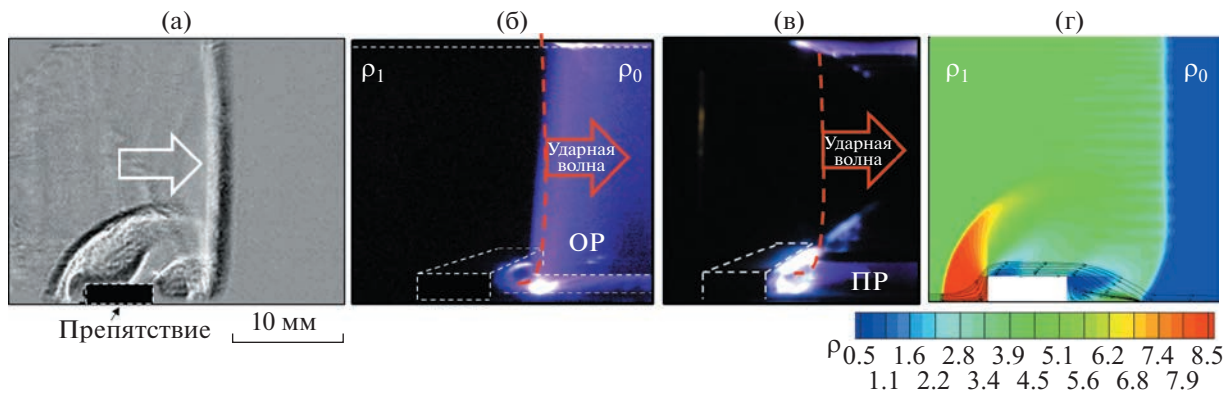


Рис. 2. Импульсный разряд при проходе УВ через препятствие; (а) теневой снимок без разряда, (б) интегральное по времени инициирования разряда свечение объемного разряда ОР, (в) интегральное свечение поверхностного разряда, (г) двумерное численное моделирование плотности и линии тока без разряда. Число Маха падающей ударной волны $Ms = 3.2$.

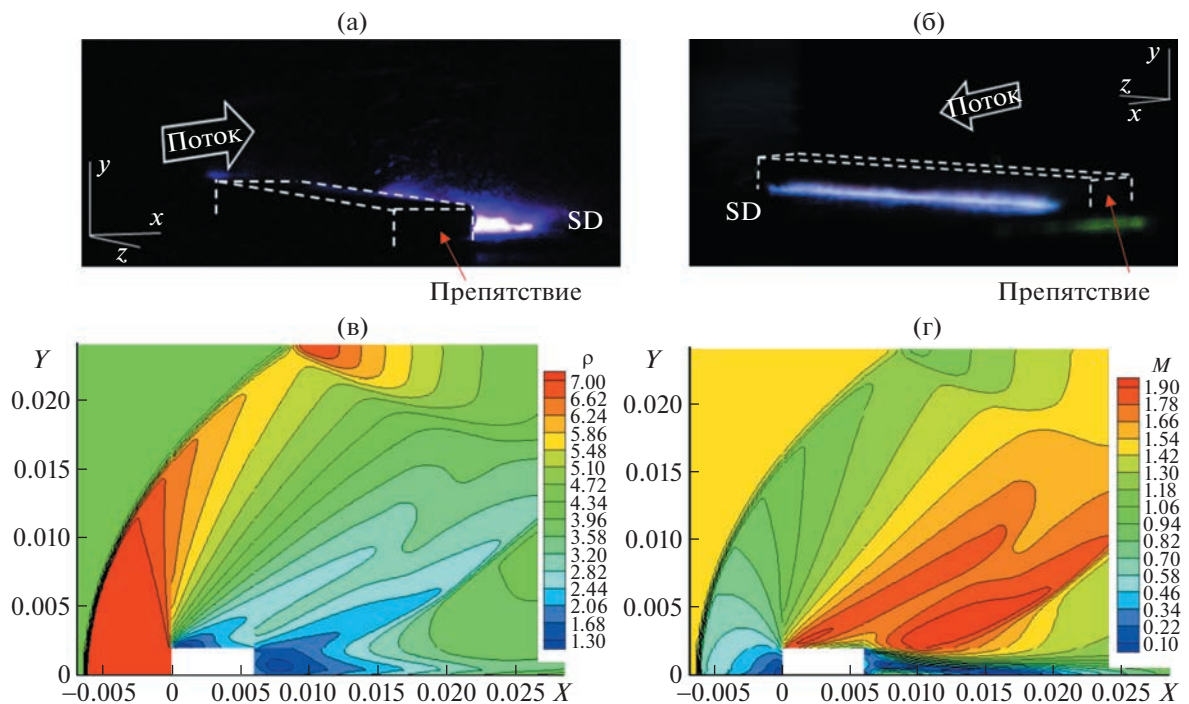


Рис. 3. Свечение импульсного поверхностного разряда ПР (а, б) в сверхзвуковом потоке через 210 мкс после прохода УВ через препятствие. Локализация поверхностного разряда в зоне отрыва при скорости набегающего потока 820 м/с. Поле плотности (в) и числа Маха при этих же условиях (г).

сжатия, исходящих от слоя сдвига, которые образуют наклонный скачок — по верхней поверхности препятствия, и область рециркуляции в подветренной области, из точки присоединения которой формируется скачок присоединения [11, 12].

Наличие подобных неоднородностей плотности газа в газодинамическом потоке приводило к пространственному перераспределению плазмы объемного разряда ОР и приповерхностному перераспределению плазменного листа на нижней стенке. В обоих случаях наиболее выражена локализация плазмы разрядов в области отрыва (низкой плотности) около препятствия.

На рис. 3а представлены снимки свечения ПР в подветренной зоне отрыва за препятствием через 400 мкс после прохода УВ с числом Маха $Ms = 3.2$. Скорость набегающего потока сохраняется близкой к начальной ($u = 820$ м/с). Приповерхностное свечение разряда (см. рис. 3б) в по-

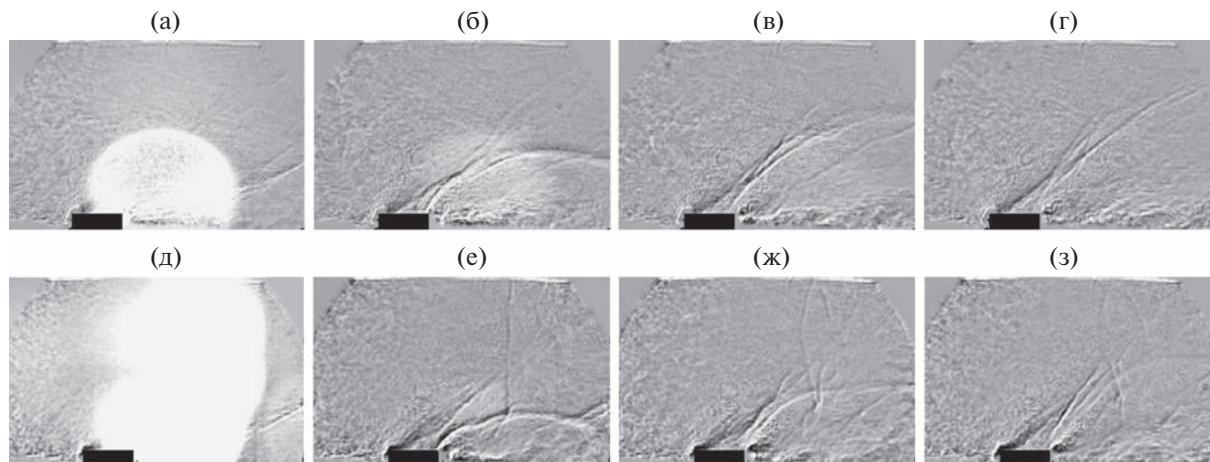


Рис. 4. Ударно-волновые рации от локализованного в подветренную зону отрыва поверхностного ПР (а–г) и объемного ОР (д–з) разряда при скорости набегающего потока 820 м/с.

токе свидетельствует об отрывном течении за препятствием, где реализуется относительно низкое значение плотности (см. численное моделирование (ЧМ) на рис. 3в–г). Сравнение ЧМ с фотоснимком свечения показывает качественное совпадение областей пониженной плотности (рис. 3в) и повышенного свечения (рис. 3а).

На рис. 4 теневая съемка демонстрирует, что локализация сильноточных разрядов (ПР и ОР) в зону низкой плотности около препятствия приводит к инициированию взрывных УВ. Для поверхностного разряда ПР (рис. 4а–4г, интервал между снимками 6.6 мкс) волна имеет полуцилиндрическую форму, так как энерговклад локализован в протяженный плазменный шнур в зоне за препятствием. Взрывная волна ослабляется и пропадает через 25–35 мкс.

Инициирование импульсного объемного разряда ОР (рис. 4д–4з) вскоре после прохода УВ через препятствие (скорость потока также 820 м/с), тоже приводит к перераспределению разряда в короткоживущий сильноточный плазменный канал вдоль выступа, вызванный снижением плотности течения в канале. ОР имеет и вторую область локализации энерговклада на поверхности препятствия. Поэтому взрывная волна имеет несколько вытянутую форму, вертикальная составляющая ее скорости меньше (рис. 4д–4з). Взрывная волна сносится потоком через 25–35 мкс в обоих случаях. Также часть энергии объемного разряда уходит на пространственные неоднородности в зоне между плазменными электродами.

На рис. 5 приведены расчет поля плотности (а) и теневые кадры ударно-волновых конфигураций (б–е) при инициировании ОР через 4.5 мс после прохода падающей УВ через препятствие. Скорость основного набегающего потока в продольном направлении в эксперименте и в численном моделировании при этом существенно ниже – и была равна 390 ± 10 м/с (рис. 1в). При численном моделировании этого режима на входной границе задавались газодинамические величины (плотности и давление), соответствующие скорости 390 м/с, полученные из одномерного расчета движения и эволюции разрывов в канале после раскрытия диафрагмы. При данной скорости область низкой плотности располагается над верхней поверхностью препятствия. Импульсный энерговклад приводит к возникновению квазицилиндрической взрывной УВ, равномерно распространяющейся навстречу потоку и по потоку.) Наблюдается термик, характерный для энерговыделения. Термик сносится по потоку. Взрывная волна сносится потоком и исчезает через 50–70 мкс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализовано и исследовано экспериментально ударно-волновое воздействие объемного разряда ОР с предыонизацией наносекундной длительности на внутреннее течение в прямоугольном канале с прямоугольным препятствием $48 \times 2 \times 6$ мм. Длительность воздействия разряда увеличивается от 25 до 70 мкс по мере уменьшения скорости течения от 820 до 390 м/с. Сравнение с результатами численного моделирования показало, что локализация энергии разряда и инициирование взрывных волн происходит в зонах низкой плотности: отрыва на препятствии

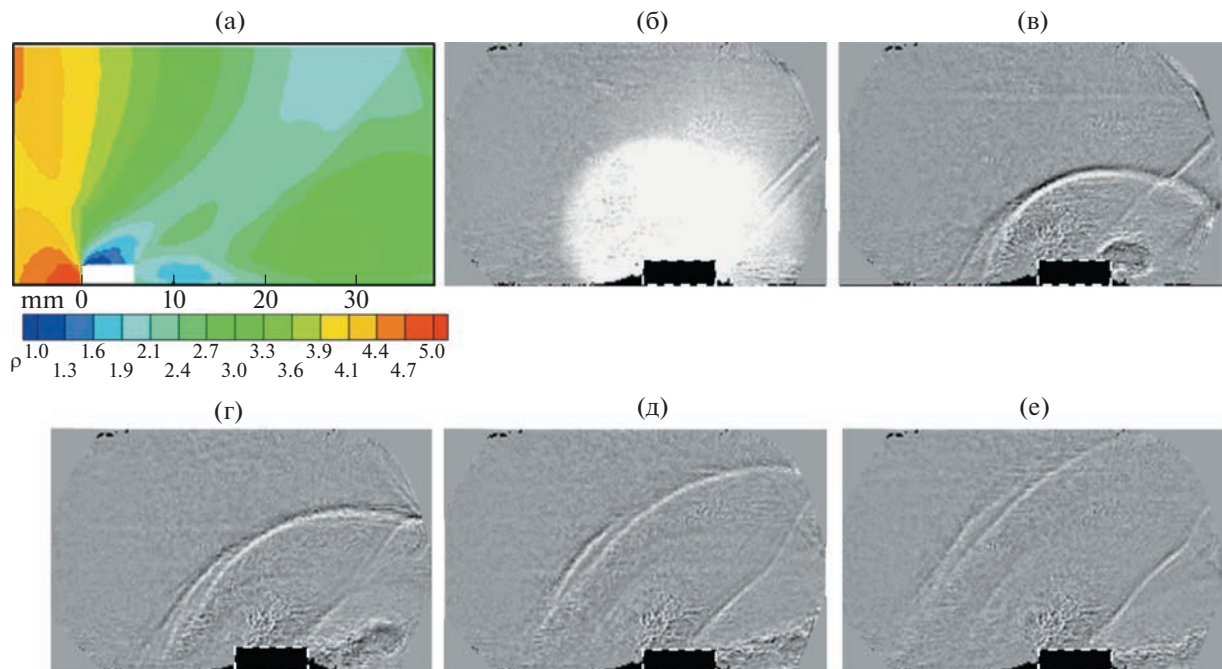


Рис. 5. Поле плотности потока при обтекании препятствия со скоростью 390 м/с — без разряда (а) и ударно-волновые рации (б—е) от локализованного над верхней поверхностью препятствия объемного разряда при скорости набегающего потока 390 м/с.

(при малых скоростях потока) и в подветренной зоне препятствия (при больших скоростях потока), куда и происходит локализация значительной части энергии разряда.

Воздействие на внешнее обтекание препятствия реализуется при инициировании поверхностного разряда ПР (сильноточный плазменный лист). Распределение энергии (и свечения) также связано с полем плотности в приповерхностной области в потоке. Результатом локализации поверхностного разряда ПР в подветренную область препятствия является инициирование полуцилиндрических взрывных конфигураций, сносимых потоком в течение 25–70 мкс (в зависимости от скорости основного потока в канале).

Таким образом, показано, что на базе рассмотренных эффектов возможно контролируемое плазменное воздействие на внутреннее и внешнее высокоскоростное течение газа при наличии изменения обтекаемого профиля. Воздействие происходит как за счет локализации плазмы, так и за счет ударно-волнового течения вблизи препятствия. Возможное использование наблюдаемого эффекта — управление ламинарно-турбулентным переходом, управление отрывом пограничного слоя, подвод энергии в зоны воспламенения и горения.

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина”.

Д.И. Долбня является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” для аспирантов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Стариковский А.Ю., Александров Н.Л.* Управление газодинамическими потоками с помощью сверхбыстрого локального нагрева в сильнонеравновесной импульсной плазме // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 2. С. 126–192.
<https://doi.org/10.31857/S0367292121020062>
2. *Wang J.-J., Choi K.-S., Feng L.-H., Jukes T.N., Whalley R.D.* Recent developments in DBD plasma flow control // *Progress in Aerospace Sciences*. 2013. V. 62. P. 52–78.
<https://doi.org/10.1016/J.PAEROSCI.2013.05.003>

3. *Kotsonis M.* Diagnostics for characterisation of plasma actuators // *Meas. Sci. Technol.* 2015. V. 26. № 9. P. 092001.
<https://doi.org/10.1088/0957-0233/26/9/092001>
4. *Суржиков С.Т.* Гиперзвуковое обтекание острой пластины и двойного клина с электромагнитным актюатором // *Изв. РАН. МЖГ.* 2020. Т. 6. С. 106–120.
<https://doi.org/10.31857/S0568528120060110>
5. *Bayoda K.D., Benard N., Moreau E.* Nanosecond pulsed sliding dielectric barrier discharge plasma actuator for airflow control: Electrical, optical, and mechanical characteristics // *Journal of Applied Physics.* 2015. V. 118. № 6. P. 063301.
<https://doi.org/10.1063/1.4927844>
6. *Leonov S.B., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Sabel V.A., Yarantsev D.A.* Plasma-induced ethylene ignition and flameholding in confined supersonic air flow at low temperatures // *IEEE Trans Plasma Sci.* 2011. V. 39. № 2. P. 781–787.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2091512>
7. *Feng R., Li J., Wu Y., Zhu J., Song X., Li X.* Experimental investigation on gliding arc discharge plasma ignition and flame stabilization in scramjet combustor // *Aerospace Science and Technology.* 2018. V. 79. P. 145–153.
<https://doi.org/10.1016/j.ast.2018.05.036>
8. *Znamenskaya I.A., Dolbnya D.I., Ivanov I.E., Kuli-zade T.A., Sysoev N.N.* Pulse volume discharge behind shock wave in channel flow with obstacle // *Acta Astronautica.* 2022. V. 195. P. 493–501.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.03.031>
9. *Знаменская И.А.* Методы панорамной визуализации и цифрового анализа теплофизических полей. Обзор // *Научная визуализация.* 2021. Т. 13. № 3. С. 125–158.
<https://doi.org/10.26583/sv.13.3.13>
10. *Znamenskaya I.A., Koroteeva E.Y., Timokhin M.Y., Kuli-zade T.A., Tatarenkova D.I.* Experimental investigation of the flow dynamics and boundary layer in a shock tube with discharge section based on digital panoramic methods // *AIP Conference Proceedings.* 2018. V. 2027. P. 030161.
11. *Borisov V.E., Chetverushkin B.N., Davydov A.A., Khankhasaeva Ya.V., Lutsii A.E.* Heat flux in supersonic flow past ballistic model at various angles of attack and wall temperatures // *Acta Astronautica.* 2021. V. 183. P. 52–58.
12. *Cheeda V.K., Kumar A., Ramamurthi K.* Influence of shear layers on the structure of shocks formed by rectangular and parabolic blockages placed in a subsonic flow-field, // *Shock Waves.* 2013. V.24. № 2. P. 157–169.
<https://doi.org/10.1007/s00193-013-0476-1>
13. *Bedarev I.A., Goldfeld M.A., Zakharova Yu.V., Fedorova N.N.* Investigation of temperature fields in supersonic flow behind a backward-facing step // *Thermophysics and Aeromechanics.* 2009. V. 16. № 3. P. 355–366.
<https://doi.org/10.1134/S0869864309030044>