

УДК 532.526

DOI: 10.63430/TIA2025020014

Влияние постоянного магнитного поля на сверхзвуковое течение вблизи субмиллиметрового импульсного электрического разряда*

М.А. Ядренкин, Ю.В. Громыко, О.И. Вишняков

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: yadrenkin@itam.nsc.ru, yurkonsk@itam.nsc.ru

Представлены результаты экспериментального исследования эволюции вихревого течения, формирующегося при воздействии субмиллиметрового дугового разряда, движущегося в постоянном магнитном поле в сверхзвуковом потоке воздуха вблизи плоской поверхности. Благодаря высокой воспроизводимости параметров разряда и точной синхронизации оборудования удалось подробно изучить структуру течения с использованием методов PIV и шлирен-визуализации. Установлено, что изменение направления электромагнитной силы, возникающей в течение разряда, позволяет эффективно контролировать пространственно-временные характеристики создаваемых вихревых структур.

Ключевые слова: импульсный дуговой разряд, магнитное поле, пограничный слой, PIV, шлирен-съемка, сверхзвук.

Введение

Современные технологии разработки транспортных средств предполагают постоянное совершенствование аэродинамических характеристик. Помимо улучшения конструктивных форм и применения новых материалов, одной из перспективных стратегий является разработка активных систем управления потоком, особенно в условиях сверхкритических режимов обтекания. Такие системы, воздействующие на распределение давления, пограничный слой или отрывные течения, способны значительно повысить энергетическую эффективность транспорта.

Магнитоплазменные методы управления газодинамическими потоками становятся все более востребованными благодаря прогрессу в области накопления, генерации и передачи энергии [1 – 5]. Эти технологии доказали свою эффективность в контексте управления структурой ударных волн, снижения аэродинамического сопротивления и тепловых нагрузок [6 – 10]. В последние годы особое внимание уделяется актуаторам

* Исследование проведено за счет гранта РНФ № 23-29-00825, <https://rscf.ru/project/23-29-00825/>; работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Механика» (ИТПМ СО РАН).

на основе дугового разряда, интегрируемым в стенки обтекаемых тел. В ряде исследований было продемонстрировано существенное влияние дугового разряда в магнитном поле на пристеночные дозвуковые течения [11–13]. По сравнению с традиционными методами управления потоком (изменение геометрии поверхности, использование отклоняющихся аэродинамических элементов, отсос и выдув газа) актуаторы данного типа обладают рядом существенных преимуществ: простота и малый вес конструкции, высокая надежность, быстроедействие, возможность работы в широком диапазоне условий окружающей среды. К особенностям работы газоразрядных актуаторов следует отнести короткий фронт нарастания импульса силы и энергии (менее 1 мкс), значительный локальный нагрев газа и образование зон с пониженной плотностью.

Исследования показали, что использование разрядов позволяет эффективно формировать вихревые структуры, стабилизировать потоки и локально изменять их свойства. Особенно перспективными выглядят устройства на основе дуговых разрядов малого субмиллиметрового масштаба, позволяющие воздействовать на поток в пределах толщины пограничного слоя. При этом ключевым фактором оказывается возможность управления динамикой вихрей путем вариации параметров электромагнитного воздействия.

Хотя эффективность применения магнитоплазменных актуаторов доказана, механика процессов горения дуги разряда и создаваемого при ее движении течения как в дозвуковых, так и в сверхзвуковых газовых потоках недостаточно хорошо изучена. В работе [13] были представлены результаты комплексного исследования пространственной конфигурации и эволюции течения вблизи актуатора на основе субмиллиметрового дугового разряда, движущегося в постоянном магнитном поле в неподвижном воздухе. Целью настоящего исследования является изучение структуры вихревых течений вблизи указанного субмиллиметрового дугового разряда, движущегося в постоянном магнитном поле при сверхзвуковом обтекании плоской стенки канала.

1. Экспериментальное оборудование и методы

Исследования проводились в аэродинамической установке периодического действия Т-3276 ИТПМ СО РАН. Рабочая часть представляла собой длинный прямоугольный канал длиной 370 мм с начальным сечением 20×57 мм, на входе которого было установлено профилированное сопло такого же выходного сечения с числом Маха $M = 1,5$.

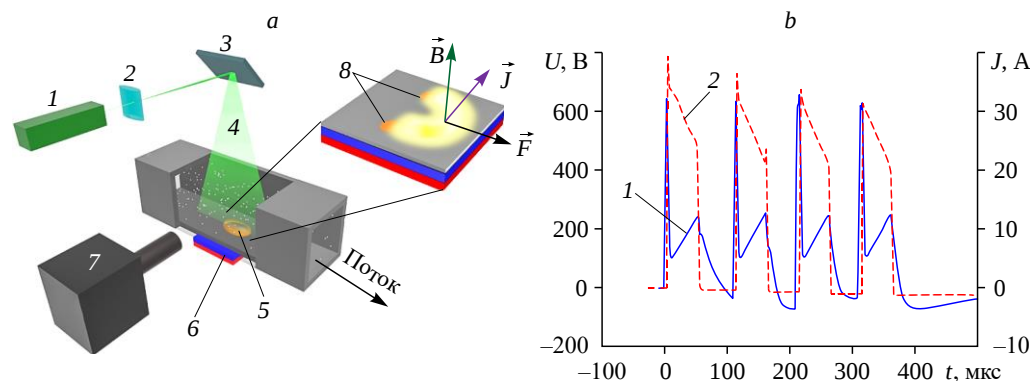


Рис. 1. Схема PIV-эксперимента (а) и электрические параметры пачки импульсов субмиллиметровых дуговых разрядов в магнитном поле (б).

а: 1 — PIV-лазер, 2 — оптическая система, 3 — зеркало, 4 — лазерный нож,
5 — разряд, 6 — магнит, 7 — рабочая часть, 8 — электроды;
б: 1 — осциллограмма напряжения, 2 — осциллограмма тока.

Схема эксперимента представлена на рис. 1а. Параметры потока на входе в сопло выравнивались и стабилизировались за счет детурбулизирующих сеток и направляющих элементов, что минимизировало неоднородности потока на входе в канал. В целях снижения влияния нарастающего пограничного слоя на неоднородность распределения параметров вдоль канала рабочей части для ее верхней и нижней стенок был предусмотрен небольшой угол расхождения. Высокопроизводительная вакуумная система обеспечивала непрерывную работу установки в течение 10–30 с при атмосферном давлении входящего воздуха.

Для моделирования взаимодействия электрического разряда с потоком использовался магнитоплазменный актуатор 5, установленный на стенке рабочей части (рис. 1а). Разряд формировался между медными электродами диаметром 0,8 мм, расположенными на расстоянии 2 мм друг от друга и встроенными в диэлектрическую вставку. Источником магнитного поля выступал неодимовый магнит 6 (рис. 1а). Величина магнитного поля в зоне взаимодействия составила около 0,15 Тл (определена с помощью тесламетра Novotest МФ-1). Для реализации серии дуговых разрядов использовался высоковольтный генератор электрических сигналов, поддерживающий постоянную мощность импульсов. Электрические импульсы подавались с частотой 10 кГц (каждый из них состоял из прямоугольного импульса с напряжением около 600 В и длительностью около 50 мкс и наложенного пробойного высоковольтного импульса длительностью около 1 мкс (см. рис. 1б)). Параметры разряда в эксперименте измерялись с помощью высокочастотного датчика тока Мегаимпульс CS-10/500 и щупа Tektronix P6515A. Средняя мощность импульса составила 2,1 кВт, а величина энергии — 0,27 Дж. Частота следования импульсов была выбрана для максимизации эффекта воздействия при сохранении дискретного характера вносимых возмущений. При частоте следования импульсов свыше 13 кГц следующий импульс тока мог начать протекать по тепловому следу от предыдущего. Электроды располагались таким образом, что в зависимости от направления электрического тока движение разряда в магнитном поле осуществлялось либо навстречу потоку, либо вниз по течению.

Исследование структуры и измерение характеристик течений были реализованы с помощью метода PIV (Particle Image Velocimetry) и высокоскоростной шлирен-визуализации. Для изучения эволюции вихревого течения были выбраны две зоны наблюдения: вблизи расположения электродов и ниже по потоку.

PIV-метод [14] был реализован на комплексе Dantec Dynamics, в состав которого входит камера Hi-Sence mk2 с разрешением 1344×1024 пикс. и зеленый лазер Litron NanoL (длина волны излучения — 532 нм) с мощностью импульса 135 мДж. Запыление области измерений производилось с помощью генератора сажи с фильтрацией частиц через воздушный фильтр 5 мкм. Плоскость лазерного ножа располагалась в плоскости симметрии электродов, как показано на рис. 1а.

Для визуализации градиентов плотности газа и отслеживания динамики распространения областей газа с низкой плотностью, образованных при горении разряда, применялся классический шлирен-метод с ножом Фуко. Для обеспечения высокой скорости съемки нестационарных процессов использовалась высокоскоростная видеокамера Photron Fastcam SA-Z. Частота следования кадров составила 100 кГц, а время экспозиции — 5 мкс, что при скорости потока около 400 м/с позволило обеспечить достаточное пространственное (0,1 мм/пикс.) и временное разрешения исследуемого процесса.

Для высокочувствительных измерений пульсаций потока в непосредственной близости от стенки рабочего канала использовалась термоанемометрическая система

с тонкопленочным поверхностным датчиком. Датчик представлял собой никелевый чувствительный элемент площадью $1 \times 0,1$ мм и толщиной 0,2 мкм [15], нанесенный на пленку и закрепленный на стенке рабочей части на расстоянии примерно 140 мм от электродов. Датчик подключался к термоанемометру постоянного сопротивления, разработанному в ИТПМ СО РАН [16], значение перегрева составляло $a_w = 1,4$ и определялось как отношение сопротивления нагретого датчика к сопротивлению холодного. При этом проводилась регистрация только переменной составляющей сигнала.

Термоанемометрический метод основан на наличии связи между параметрами потока и количеством теплоты, отдаваемой датчиком в окружающую среду. Уравнение теплового баланса имеет вид: $Nu = e \cdot i / (\pi \cdot l \cdot \lambda (T_w - T_e))$, где Nu — критерий Нуссельта, e и i — напряжение и ток, приложенные к датчику, l — характерный размер чувствительного элемента датчика (длина), λ — коэффициент теплопроводности газа, T_w и T_e — температуры нагретого чувствительного элемента и газа соответственно. Теплообмен между тонкопленочным датчиком и потоком газов вблизи стенки определяется локальным касательным напряжением τ_w и обычно описывается через закон Кинга вида: $Nu = A + B \cdot \tau_w^n$, где A , B и n — эмпирические коэффициенты, характерные для конкретной геометрии датчика и условий потока [17]. Приравняв оба уравнения теплового баланса и преобразовывая их, можно получить функциональную зависимость напряжения, регистрируемого на датчике: $E = f(a_w, T_0, \tau_w)$, где напряжение E зависит от параметра перегрева датчика a_w , температуры торможения потока T_0 и касательного напряжения трения τ_w . Таким образом, регистрируемый сигнал термоанемометрической системы одновременно отражает влияние касательного напряжения трения (изменения локального градиента скорости) и тепловых эффектов.

2. Результаты и обсуждение

2.1. Шлирен-визуализация каверны низкой плотности

На рисунке 2 представлены результаты шлирен-съемки процесса образования каверны низкой плотности (КНП) при горении серии субмиллиметровых дуговых разрядов в магнитном поле 0,15 Тл в сверхзвуковом потоке воздуха. Стрелками B и F указаны направления вектора магнитного поля и результирующей электромагнитной силы

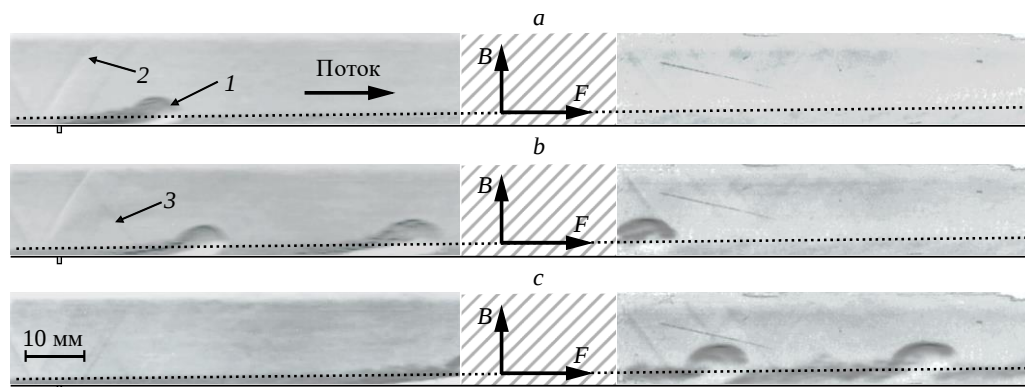


Рис. 2. Формирование тепловой каверны низкой плотности через 50 (a), 300 (b) и 550 (c) мкс после инициализации электрического разряда в сверхзвуковом потоке в магнитном поле.

1 — КНП при $t = 50$ мкс, 2 — ударная волна перед КНП, 3 — отраженная ударная волна.

соответственно. Для наглядности ближняя и дальняя зоны наблюдения отображены на расстоянии, соответствующем их реальному расположению в канале. Штриховкой покрыта часть, в которой наблюдение не осуществлялось. Размер каждой области наблюдения по длине и высоте кадра составил 90×20 мм соответственно.

Анализ шпирен-снимков показал, что после пробоя электрического разряда в течение первых 50 мкс в потоке формируется локальная область низкой плотности (каверна) 1. Горение дуги происходит в толщине ламинарного пограничного слоя, отмеченного пунктирной линией. Этот процесс сопровождается интенсивным нагревом газа, возникновением КНП и образованием ударной волны 2, распространяющейся в окружающем газе и затем отражающейся от противоположной стенки канала 3. При многократном отражении ударная волна быстро затухает, а ее влияние на структуру течения и характер турбулизации КНП используемыми методиками не обнаружено. Как было показано в работе [13], в лобовой части КНП образуется вихрь, который в данном случае движется вниз по потоку. Размеры каверны стремительно растут в процессе горения разряда и затем значительно превышают толщину пограничного слоя.

Изменение направления электромагнитной силы существенно влияет на динамику развития каверны. На рис. 3 представлены шпирен-фотографии КНП, полученные через 400 мкс после инициализации первого электрического импульса. Если сила направлена навстречу потоку, каверна быстро распадается, формируя вторичные вихревые структуры (см. КНП 3, рис. 3a) через 150 мкс после пробоя газа (или через 100 мкс после затухания разряда).

В отсутствие магнитного поля образование вторичных вихрей в хвосте каверны происходит через 200–250 мкс после пробоя (см. КНП 1, рис. 3b). В случае если электромагнитная сила направлена по потоку (см. рис. 3c), происходит сохранение формы КНП на всем протяжении времени наблюдения. При этом головная часть каверны практически не меняет свою форму и объем, а ее хвостовая часть претерпевает незначительные изменения и остается в пределах толщины пограничного слоя. Таким образом, электромагнитная сила, действующая на разряд в момент образования КНП, может значительно влиять на устойчивость и скорость турбулизации создаваемого вихревого течения.

Скорость переднего фронта каверны вдоль поверхности (V_x) в зависимости от условий взаимодействия представлена на рис. 4. Наибольшую скорость — 550–600 м/с

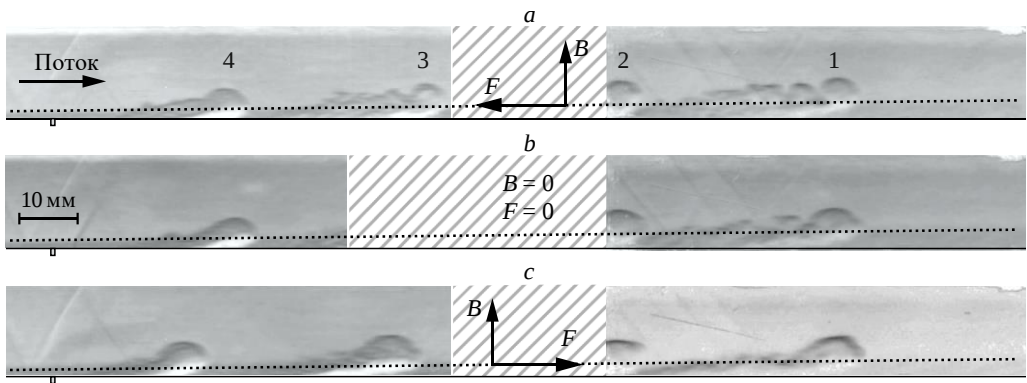


Рис. 3. Особенности формирования вихревой структуры потока в зоне КНП при начальном направлении электромагнитной силы навстречу потоку (a), по потоку (c) и без МГД-взаимодействия (b). 1–4 — номера КНП.

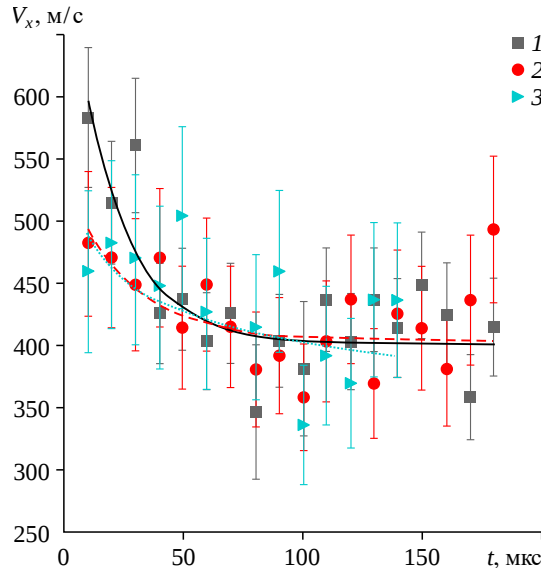


Рис. 4. Скорость переднего фронта границы КНП при направлении силы в направлении потока (1), навстречу потоку (2) и без МГД-взаимодействия (3).

(1,4–1,5 от скорости невозмущенного потока) — каверна приобретает при наличии электромагнитной силы, направленной вниз по потоку. После затухания разряда скорость каверны снижается до скорости невозмущенного течения — 400 м/с. При направлении электромагнитной силы навстречу потоку или в ее отсутствие скорость переднего фронта не превышает 500 м/с и обусловлена лишь процессом расширения КНП при горении разряда.

2.2. PIV-визуализация течения вблизи области возмущения потока в условиях локального МГД-взаимодействия

PIV-съемка позволила детализировать особенности течений вблизи каверны (рис. 5). Размер ближней зоны наблюдения для PIV-исследований составил 8×21 мм (512×1340 пикс), для дальней зоны — 11×23 мм (630×1340 пикс). Ближняя зона наблюдения располагалась в области размещения электродов, что позволило визуализировать процесс образования КНП в первые 55 мкс после пробоя. Дальняя зона наблюдения располагалась в области размещения пленочного датчика термоанемометра на расстоянии около 140 мм от электродов ниже по потоку, что позволило сопоставить особенности динамики и структуры течения с измерениями, полученными с помощью датчика. Имеющиеся изображения обрабатывались методом кросскорреляционного анализа с использованием адаптивных алгоритмов, включающих непрерывное смещение окна (32×64 пикс.), однократное деление сетки и деформацию расчетной области [18]. Итоговое поле скоростей состояло из 30×40 векторов для ближней зоны и из 37×40 — для дальней. На рисунке цветовая индикация и длина стрелок соответствуют изменению величины вектора скорости.

Для повышения точности измерений использовалось усреднение скоростных полей по 50–60 парам кадров. Благодаря хорошей воспроизводимости картины течения при каждом электрическом импульсе и высокой точности синхронизации наблюдаемого процесса (100 нс) с PIV-съемкой удалось получить усредненные картины течений,

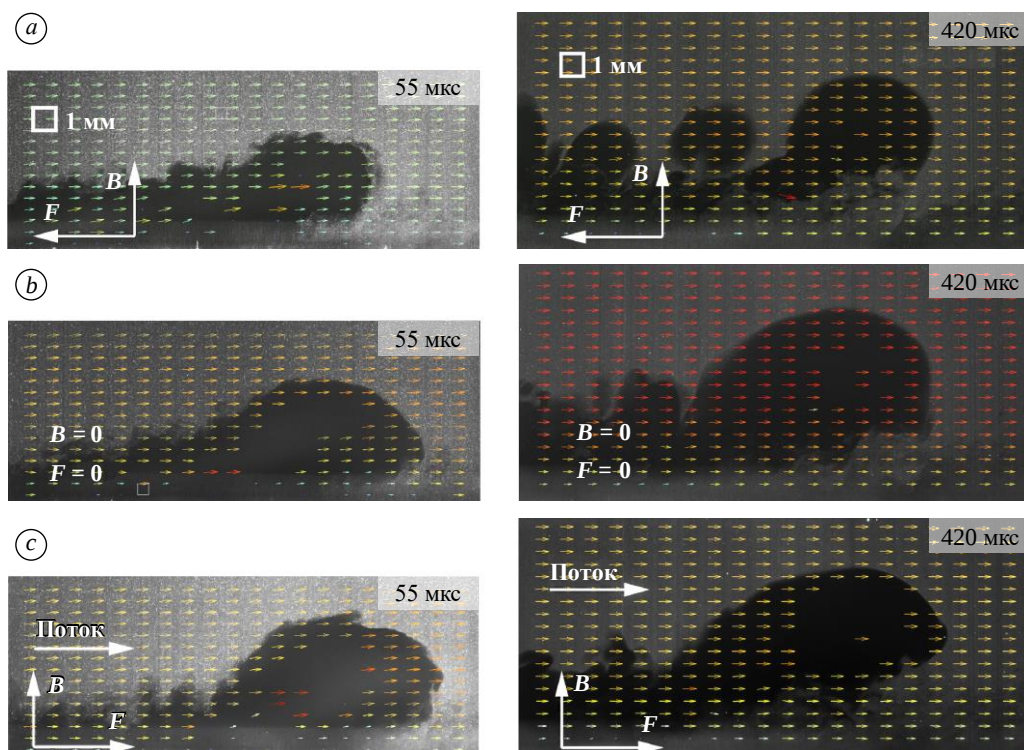


Рис. 5. Особенности формирования вихревой структуры потока в зоне КНП при начальном направлении электромагнитной силы навстречу потоку (а), по потоку (с) и без МГД-взаимодействия (b).

соответствующие определенным моментам времени от начала пробоя. На рис. 5 представлены результаты PIV-измерений, полученные через 55 мкс после начала пробоя в ближней зоне и через 420 мкс — в дальней. Для наглядности полученные векторные поля наложены поверх характерных фотографий распределения частиц сажи. Нагрев газа приводит к крайне низкой концентрации трассирующих частиц в зоне КНП, о чем свидетельствует образование сплошной черной области, здесь же отчетливо видны границы каверны в плоскости лазерного ножа. Отсутствие частиц в области КНП делает невозможным определение локальной скорости газа. Это приводит к снижению точности определения скорости течения вблизи каверны, особенно на поздних стадиях процесса.

В случае когда электромагнитная сила направлена навстречу потоку (рис. 5а), в задней части каверны формируются интенсивные вихревые структуры, что соответствует данным шпирен-визуализации (рис. 3). Это приводит к большим девиациям формы каверны и снижению точности восстановления скоростных полей. При начальном направлении силы навстречу потоку (см. рис. 5а) можно отметить большую разницу величины скорости в приповерхностном слое и вторичном течении в зоне каверны. При этом скорость газа в головной части каверны не превышает скорость окружающего потока. Это объясняется более ранним наступлением фазы распада каверны на множество вихрей.

При направлении силы вниз по потоку (рис. 5с) наблюдается стабилизация картины течения, что обеспечивает высокую точность восстановления векторов скорости вблизи каверны. Из рис. 5с видно, что к моменту затухания разряда через 55 мкс после

пробоя в головной части каверны сохраняется более высокая скорость течения, что определяется действием электромагнитной силы, направленной по потоку. При этом в нижней части КНП вблизи поверхности наблюдается снижение скорости частиц, что можно объяснить подсосом газа в зону пониженной плотности. Также имеет место формирование вторичного течения в задней части КНП.

В отсутствие магнитного поля на развитие процесса влияет только тепловой эффект, что приводит к более равномерному распределению областей с низкой скоростью вдоль поверхности и практически не отражается на распределении скоростей в головной и хвостовой частях КНП.

Следует отметить, что нестационарный характер воздействия разряда на газ с частицами приводит к движению последних с ускорением [19], что может вносить дополнительную погрешность в определение абсолютных значений скорости газа PIV-методом. Тем не менее PIV-диагностика позволяет с высокой достоверностью определить характер движения газа (ускорение или замедление), а также проследить за динамикой изменения картины течения.

2.3. Измерения пульсаций течения термоанемометром постоянного сопротивления с использованием тонкопленочных датчиков

Измерения пульсаций потока в дальней зоне (около 140 мм от электродов) выявили значительные различия между режимами генерации электромагнитной силы. На рис. 6 представлены осциллограммы напряжения сигнала, полученные с помощью термоанемометра в условиях эксперимента. Линия 1 соответствует случаю, когда генерируемая в разряде и магнитном поле электромагнитная сила направлена вниз по потоку, линия 2 — против потока и линия 3 соответствует случаю без магнитного поля. Время на графиках отсчитывается от начала синхронизирующего импульса. Разряд зажигается через 100 мкс после подачи сигнала синхронизации. Для устранения электрических наводок от периферийного оборудования длина импульсных пачек была ограничена 350 мкс (всего 4 импульса длительностью около 50 мкс каждый, следующих с частотой 10 кГц), что позволяло закончить генерацию импульсов к началу измерения полезного сигнала.

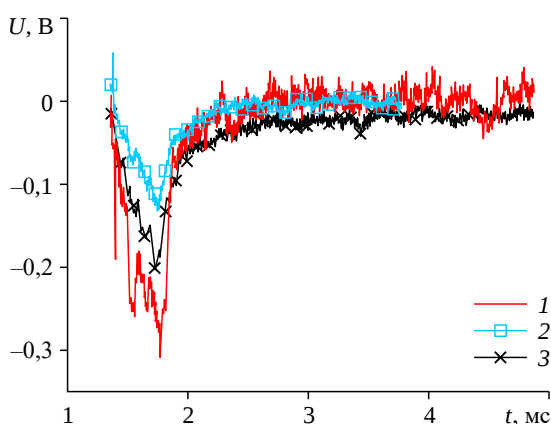


Рис. 6. Осциллограммы напряжения сигнала, полученные с помощью термоанемометра, для трех случаев направления действия электромагнитной силы: по потоку (1), против потока (2), без магнитного поля (3).

Во всех случаях генерации газодинамических возмущений электрическими разрядами в момент их прохождения вблизи датчика наблюдалось снижение напряжения сигнала с термоанемометра (рис. 6). Возмущение, создаваемое первым электрическим импульсом, приходит на датчик через 350 мкс, что свидетельствует о его перемещении со скоростью потока, составляющей около 400 м/с. При этом падение напряжения при воздействии газодинамического возмущения на чувствительный элемент датчика наблюдается в течение 350–400 мкс, что совпадает с общим временем горения разрядов. Затем происходит восстановление сигнала до значений, соответствующих обтеканию датчика невозмущенным потоком в течение 1 мс. При сравнении осциллограмм хорошо видно влияние величины и направления действия электромагнитной силы, возникающей при взаимодействии разряда с магнитным полем. Следует отметить, что наблюдаемые различия в уровне сигнала получены при одинаковой энергии импульса, поэтому видимую разницу в величине сигнала можно объяснить только изменением величины локального напряжения поверхностного трения и тепловым эффектом. Известно, что нагрев потока ведет к снижению сопротивления трения и, соответственно, к уменьшению уровня измеряемого сигнала, в то время как турбулизация потока, наоборот, — к росту напряжения поверхностного трения и, соответственно, к увеличению сигнала термоанемометра. Можно сделать вывод о том, что при направлении электромагнитной силы по потоку интенсивность турбулизации течения оказывается наименьшей, ввиду чего на графике 1 (рис. 6) виден преимущественно температурный эффект. А при направлении электромагнитной силы против потока происходит максимально эффективная турбулизация потока, но все же роста градиента скорости оказывается недостаточно, чтобы компенсировать негативный температурный эффект, вследствие этого наблюдается снижение поверхностного трения, но в меньшей степени, чем при отсутствии магнитного поля или при действии силы по потоку. Однако данный эффект может также определяться и диссипацией тепловой энергии в окружающий газ при более интенсивном перемешивании газа вблизи КНП. Выявление механизма воздействия разряда на величину поверхностного трения требует проведения дополнительных исследований.

Заключение

В результате экспериментальных исследований установлено, что субмиллиметровые дуговые разряды в постоянном магнитном поле генерируют каверны низкой плотности, динамика развития которых определяется сочетанием тепловых, инерционных и электромагнитных эффектов. При этом направление электромагнитной силы существенно влияет на структуру каверны: при направлении силы по потоку наблюдается стабилизация формы каверны с увеличением скорости ее движения относительно окружающего газа, тогда как при направлении силы против потока распад каверны на более мелкие вихревые структуры происходит быстрее.

Использование методов PIV и шлирен-визуализации позволило исследовать структуру и динамику нестационарных сверхзвуковых течений, образованных под действием электромагнитных сил. Сопоставление данных двух методов показало сложный механизм взаимодействия разряда с потоком, обусловленный сочетанием локального нагрева и направленных электромагнитных сил.

Полученные результаты демонстрируют перспективность использования электрических разрядов в магнитных полях для управления сверхзвуковыми потоками. Разработанные методы и подходы могут быть интегрированы в системы управляемой аэродинамики для повышения эффективности транспортных средств.

Авторы благодарят ведущего научного сотрудника Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН В.Н. Ищенко за предоставленный в пользование генератор высокочастотных импульсов и техническую поддержку.

Список литературы

1. Yang H.S., Liang H., Guo S.G., Tang M.X., Zhang C.B., Wu Y., Li Y.H. Research progress of hypersonic boundary layer transition control experiments // *Advances in Aerodynamics*. 2022. Vol. 4, No. 1. P. 1–54.
2. Shang J.S., Surzhikov S.T., Kimmel R., Gaitonde D., Menart J., Hayes J. Mechanisms of plasma actuators for hypersonic flow control // *Progress in Aerospace Sci.* 2005. Vol. 41, No. 8. P. 642–668.
3. Jousset R., Courmar S., Lago V. Plasmas for high speed flow control // *Aerospace Lab*. 2015. No. 10. P. 1–11.
4. Яцких А.А., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В. Эволюция волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины // *Теплофизика и аэромеханика*. 2015. Т. 22, № 1. С. 17–28.
5. Shah N.Z. US Patent US10337539B1. Drag reduction and energy generation apparatus and method for transport vehicles. 2 Jul. 2019.
6. Фомичев В.П., Коротаева Т.А., Ядренкин М.А. Развитие методов магнитоплазменной аэродинамики в Институте теоретической и прикладной механики СО РАН // *Прикл. механика и техн. физика*. 2020. Т. 61, № 5. С. 52–67.
7. Bobashev S.V., Vasil'eva R.V., Erofeev A.V., Lapushkina T.A., Poniaev S.A., Van Wie D.M. Local effect of electric and magnetic fields on the position of an attached shock in a supersonic diffuser // *Technical Physics*. 2003. Vol. 48. P. 177–184.
8. Устинов М.В. Устранение неустойчивости поперечного течения в пограничном слое на скользящем крыле с помощью диэлектрического барьерного разряда // *Учен. зап. ЦАГИ*. 2015. Т. 46, № 8. С. 3–15.
9. Neretti G. Active flow control by using plasma actuators // *Recent Progress in Some Aircraft Technologies* / ed. R.K. Agarwal. Springer, 2016. P. 57–76.
10. Starikovskiy A.Y., Aleksandrov N.L. Gasdynamic flow control by ultrafast local heating in a strongly nonequilibrium pulsed plasma // *Plasma Physics Reports*. 2021. Vol. 47. P. 148–209.
11. Moralev I., Kazanskii P., Biturkin V., Bocharov A., Firsov A., Dolgov E., Leonov S. Gas dynamics of the pulsed electric arc in the transversal magnetic field // *J. Physics D: Applied Physics*. 2020. Vol. 53, No. 42. P. 425203-1–425203-18.
12. Семенёв П.А., Токталиев П.Д., Моралев И.А., Казанский П.Н., Битюрин В.А., Бочаров А.Н. Численное моделирование дугового разряда в воздухе при воздействии внешнего магнитного поля в магнитогазодинамическом приближении // *Авиационные двигатели*. 2020. № 2. С. 35–44.
13. Ядренкин М.А., Громыко Ю.В., Фомичев В.П., Фомичев И.А. Структура течения газа при движении субмиллиметрового дугового разряда в поперечном магнитном поле // *Письма в Журн. техн. физики*. 2024. Т. 50. С. 13–16.
14. Scarano F. Overview of PIV in supersonic flows // *Topics in Applied Physics, Particle Image Velocimetry: New Developments and Recent Applications*. Berlin/Heidelberg. 2008. Vol. 112. P. 445–463.
15. Бунтин Д.А., Вишняков О.И., Поливанов П.А. Исследование ламинарно-турбулентного перехода с использованием поверхностного датчика термоанемометра // *Прикл. механика и техн. физика*. 2024. Т. 65, № 4. С. 41–51.
16. Бунтин Д.А., Вишняков О.И., Поливанов П.А., Сидоренко А.А., Громыко Ю.В. Определение амплитудно-частотных характеристик системы «термоанемометр + датчик» по лазерному импульсу // *Теплофизика и аэромеханика*. 2024. Т. 31, № 1. С. 145–151.
17. Занун Э.С., Еринг Л., Экберс С. Три способа измерения среднего трения на стенке в пристеночных течениях // *Теплофизика и аэромеханика*. 2014. Т. 21, № 2. С. 187–199.
18. Ахметбеков Е.К., Бильский А.В., Ложкин Ю.А., Маркович Д.М., Токарев М.П., Тюрюшкин А.Н. Система управления экспериментом и обработки данных, полученных методами цифровой трассерной визуализации (ActualFlow) // *Вычислительные методы и программирование*. 2006. Т. 7, № 3. С. 79–85.
19. Поплавский С.В. Динамика частиц и капель в ускоряющемся потоке газа // *Динамика многофазных сред: тезисы докл. XVIII Всеросс. Семинара*. Бердск, 2023. С. 81–82.

*Статья поступила в редакцию 18 ноября 2024 г.,
принята к публикации 5 декабря 2024 г.*