
**НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ
ПЛАЗМА**

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ЛАМИНАРНОГО БАФТИНГА К ВОЗМУЩЕНИЯМ ГЕНЕРИРУЕМЫМИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ

© 2023 г. П. А. Поливанов^{а,*}, А. А. Сидоренко^а^а Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия

*e-mail: polivanov@itam.nsc.ru

Поступила в редакцию 22.10.2022 г.

После доработки 11.01.2023 г.

Принята к публикации 20.01.2023 г.

Проведено экспериментальное исследование влияния диэлектрического барьерного разряда на ламинарный трансзвуковой бафтинг при малых числах Рейнольдса $(0.5–0.7) \times 10^6$. Для исследования характеристик течения использовалась высокоскоростная шпирен-визуализация и метод PIV. Плазменный актуатор, на основе диэлектрического барьерного разряда, размещался вблизи передней кромки профиля. В ходе экспериментов было исследовано влияние частоты разряда на характеристики трансзвукового бафтинга. Установлено, что возмущения, создаваемые электрическим разрядом малой мощности, оказывают существенное влияние на ламинарный трансзвуковой бафтинг.

Ключевые слова: трансзвуковой бафтинг, плазменная аэродинамика, ДБР, ламинарный пограничный слой

DOI: 10.31857/S0367292123600085, EDN: VEQQDN

1. ВВЕДЕНИЕ

Один из путей улучшения характеристик гражданских трансзвуковых авиалайнеров связан с переходом на ламинаризованные аэродинамические профили, что позволит значительно снизить аэродинамическое сопротивление самолета. При обтекании трансзвуковых профилей, в определенном диапазоне углов атаки и чисел Маха, возникает опасное явление – трансзвуковой бафтинг [1], представляющий собой низкочастотные периодические колебания прямого скачка уплотнения и отрывной области. Существенные аэродинамические нагрузки, возникающие при трансзвуковом бафтинге, могут привести к повреждению конструкции самолета. Одна из основных причин возникновения трансзвукового бафтинга – появление существенной области отрыва потока, возникающей из-за взаимодействия ударной волны с пограничным слоем [2]. В большинстве работ трансзвуковой бафтинг исследовался для турбулентного состояния пограничного слоя на профиле крыла. Работ, в которых исследовался случай трансзвукового бафтинга при ламинарном пограничном слое перед ударной волной, существенно меньше. В работе [3] было найдено, что для ламинарного трансзвукового бафтинга характерно несколько режимов колебаний ударной волны и отрывной зоны, в отличие от турбулентного бафтинга, где имеется один режим колебаний. Было обнаружено, что для ламинар-

ного трансзвукового бафтинга характерны колебания на двух частотах. Низкочастотные колебания с характерным числом Струхляя $Sh \sim 0.8$ ($Sh = fb/U$, где b – хорда профиля, f – частота колебаний, U – скорость набегающего потока), по характеру колебаний течения и безразмерной частоте схожи с турбулентным трансзвуковым бафтингом. Высокочастотные колебания ($Sh \sim 0.5$) представляли собой колебания ламинарного отрывного пузыря. В работе [3] было показано, что режим и амплитуда колебаний существенно зависят от угла атаки.

Известно, что плазменные актуаторы можно использовать для управления нестационарными трансзвуковыми течениями [4]. В работе [5] при трансзвуковых числах Маха экспериментально исследовано влияние возмущений, возбуждаемых плазменным актуатором, на стационарную область отрыва потока и показана возможность существенного уменьшения длины отрывной области. В данной работе исследуется восприимчивость ламинарного трансзвукового бафтинга к возмущениям, генерируемым диэлектрическим барьерным разрядом.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН. Использовалась трансзвуковая рабочая часть, позволяющая

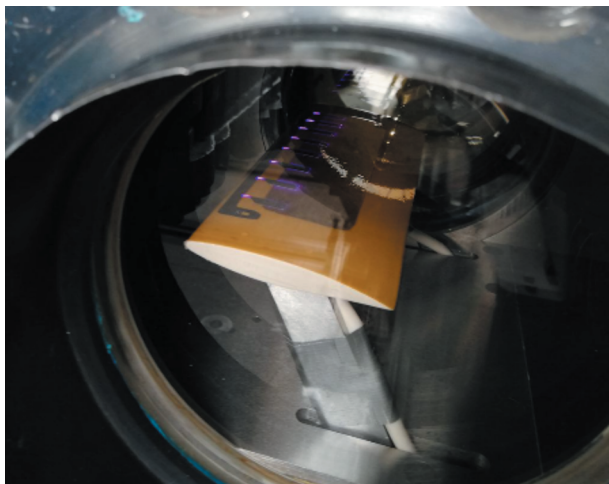


Рис. 1. Фотография экспериментальной модели в аэродинамической трубе Т-325.

варьировать число Маха в диапазоне $M = 0.5–0.8$. Эксперименты проводились при следующих параметрах потока: число Маха $M = 0.7$, температура торможения $T_0 = 293$ К, давление торможения $P_0 = 50–75$ кПа. Ширина и высота рабочей части аэродинамической трубы составляют 200 и 208 мм соответственно.

Эксперименты проводились на модели ламинаризованного аэродинамического профиля хордой $b = 70$ мм (рис. 1) и относительной толщиной $c/b = 14.3\%$ (c – максимальная толщина модели). Модель крепилась на альфа-механизме, что позволяло изменять угол атаки в ходе эксперимента. В данном исследовании угол атаки составлял 5.5° .

Основные измерения были выполнены с использованием скоростной шлирен-визуализации и метода PIV. Шлирен-визуализация фиксировалась высокоскоростной камерой FASTCAM NOVA S9. Частота кадров камеры составляла 40 кГц, время экспозиции соответствовало 1.4 мкс. В шлирен-системе нож устанавливался вертикально. При обработке PIV-данных векторы скорости восстанавливались по трассерным изображениям с помощью кросс-корреляционных адаптивных алгоритмов с непрерывным смещением окна и сгущением размера ячейки. Осредненные данные, такие как средние и среднеквадратичные поля скорости, получались на основе 2000 мгновенных распределений скорости. В качестве трассеров использовались DEHS-частицы со средним размером не менее 1 мкм. Протяженность области релаксации частиц при пересечении прямой ударной волны для условий течения, соответствующих проводимому эксперименту, приблизительно равнялась 4 мм.

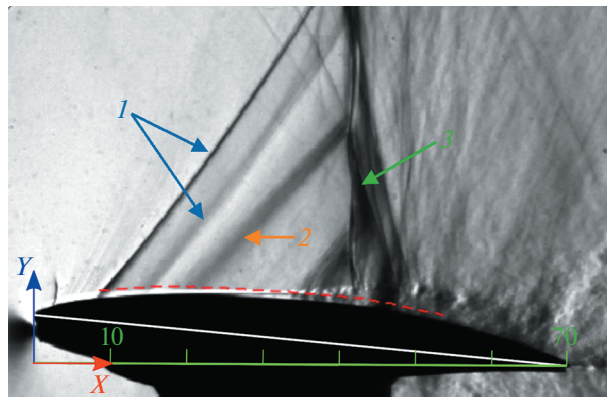


Рис. 2. Пример шлирен-фотографии.

Экспериментальная модель ламинаризованного трансзвукового профиля с плазменными актуаторами показана на рис. 2. В качестве плазменного актуатора использовался контрагированный диэлектрический барьерный разряд (КДБР) [5]. Основная часть разряда состояла из двух электродов, разделенных диэлектрическим слоем. Один из электродов (открытый) находился в области течения, а другой (закрытый) располагался внутри модели, и был заизолирован со всех сторон. Для увеличения тока в плазменных стримерах и фиксации положения плазменных образований использовались дополнительные металлические “островки”. Варьирование электрической емкости этих металлических “островков” (путем изменения их длины и ширины) можно использовать для изменения активной составляющей тока в плазме. Фактически контрагированный диэлектрический барьерный разряд представляет собой комбинацию диэлектрического барьерного разряда и поверхностного разряда переменного тока, возникающего на дополнительных электрических емкостях. Для изготовления электродов использовалась самоклеящаяся алюминиевая лента, что приводило к появлению на поверхности крыла ступеньки высотой менее 50 мкм.

Основная резонансная частота электрического разряда составляла 14 кГц. Изменение частоты генерации вводимых искусственных возмущений осуществлялось путем модуляции базовой частоты. Амплитуда напряжения не превышала 4 кВ.

Для случая резонансной частоты ($f_{dis} = 14$ кГц) форма напряжения была близка к синусоидальной и основное горение электрического разряда происходило два раза за период. Например, на рис. 3а можно увидеть два временных промежутка при которых наблюдаются существенные импульсы тока: 0–0.18 мс и 0.32–0.55 мс. Вероятнее всего, основной причиной генерации разрядом возмущений в данной работе является внезапный

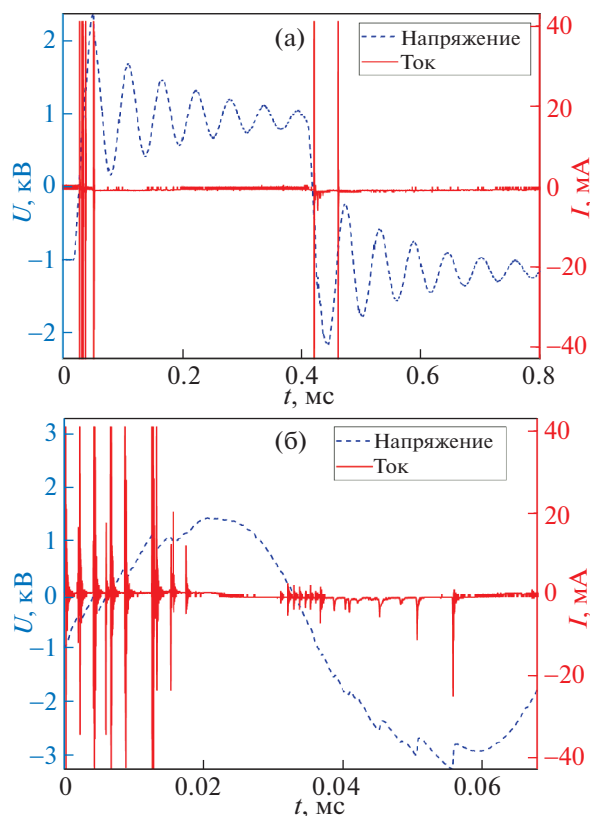


Рис. 3. Пример осциллограммы напряжения и тока для случая $f = 2500$ Гц (а) и $f = 28000$ Гц (б).

нагрев потока в области плазмы, поэтому частота генерации возмущений для резонансного случая соответствует $f_d = 28$ кГц. Для возбуждения возмущений на более низких частотах на вход трансформатора подавался прямоугольный импульс с частотой, равной половине требуемой частоты генерации возмущений. Амплитуда выходного напряжения подбиралась таким образом, чтобы электрический разряд возникал только вблизи фронтов подаваемых на вход трансформатора прямоугольных импульсов. Следовательно, электрический разряд также происходил дважды за период. Например, на рис. 3а видно, что значительные импульсы тока и соответственно моменты генерации искусственных возмущений обнаруживаются дважды за период ($f_d = 2f_{dis}$). Анализ данных подтвердил, что искусственные возмущения возбуждались на удвоенной частоте разряда.

Верхняя частота пропускания при измерении тока не превышала 50 МГц, что делало невозможным точное измерение характеристик импульсов тока, поскольку ширина токовых импульсов значительно меньше этой величины. В связи с этим для верхней оценки мощности разряда использовались данные о среднем напряжении и токе, подаваемых на высоковольтный генератор. Мощ-

ность высоковольтного генератора линейно зависела от частоты разряда и для частоты $f_{dis} = 14$ кГц составляла около 20 Вт.

Максимальная мощность разряда была в 10 раз меньше кинетической мощности пограничного слоя, которая оценивалась по приближенной формуле $(\delta - \delta^*) L \rho_e U_e^3 / 2$, где δ – толщина пограничного слоя, δ^* – толщина вытеснения, ρ_e – плотность на границе пограничного слоя, U_e – скорость потока на границе пограничного слоя, L – размах крыла. Поэтому было принято решение классифицировать этот разряд как мало-мощный по сравнению с энергией набегающего потока.

В данной работе передняя кромка аэродинамического профиля была принята за ноль продольной координаты, а задняя кромка принимается за ноль вертикальной координаты. Пример теневого изображения и система координат с масштабной линейкой показаны на рис. 2. Слабая ударная волна и волна разрежения, обозначенные на рисунке стрелкой 1, возникают из-за ненулевой толщины электрода. Ударная волна, обозначенная на рисунке цифрой 2 (отрывная ударная волна), возникает за счет вытеснения потока ламинарным отрывным пузырьком. Цифрой 3 обозначен прямой скачок уплотнения, после которого течение становится дозвуковым. Около поверхности крыла вблизи прямого скачка уплотнения 3 видна λ -структура, возникающая из-за резкого увеличения толщины пограничного слоя при его турбулизации. Хорошо видно, что положение ламинарно-турбулентного перехода, расположено вблизи прямого скачка уплотнения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 4 показаны среднеквадратичные значения пульсаций интенсивности теневых картин, полученных для различных частот генерации искусственных возмущений. На рис. 5 показано изменение во времени распределения интенсивности теневого изображения, полученного вдоль красной линии, обозначенной на рис. 2 при $P_0 = 70$ кПа. Красная линия на рис. 2 проведена параллельно подветренной поверхности аэродинамического профиля и расположена на несколько пикселей выше поверхности крыла. Палитра на рисунке была изменена с черно-белой на цветную, чтобы улучшить представление данных.

Для базового случая, полученного без разряда (рис. 4а и 5а), наблюдался режим высокочастотного ламинарного трансзвукового бафтинга [3], в котором, в основном, наблюдаются колебания ламинарного отрывного пузырька с частотой около 2 кГц ($Sh \sim 0.61$). Зелеными штрихпунктирными линиями на рис. 4 показаны границы колебаний

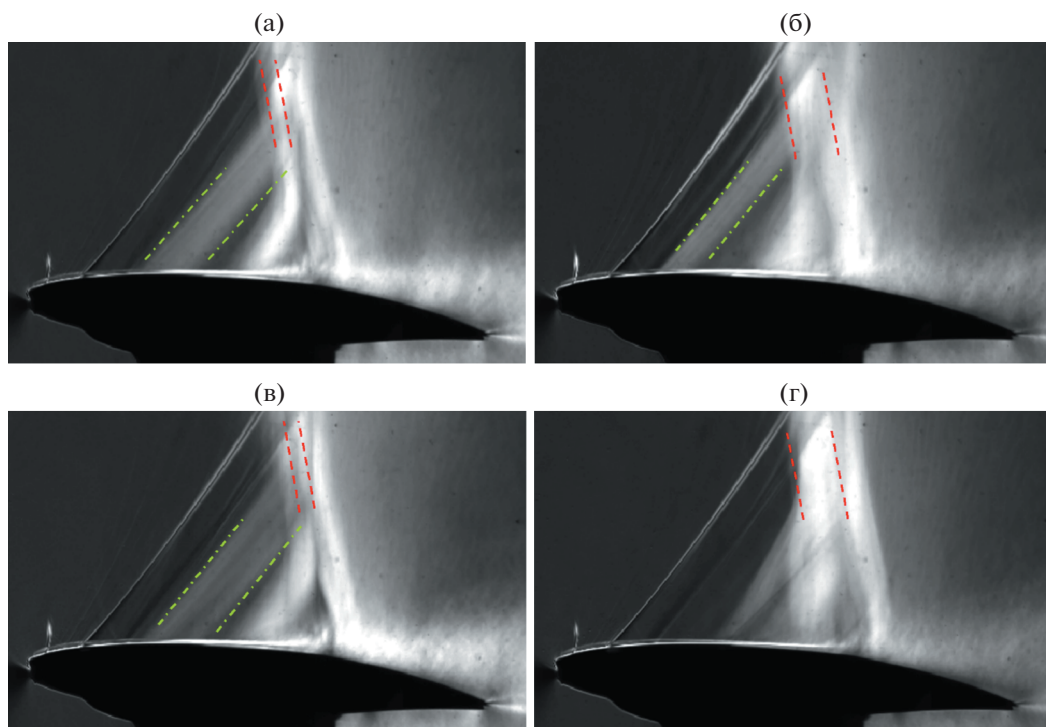


Рис. 4. Распределение средневзвешенных значений пульсаций интенсивности теневого изображения полученного при $P_0 = 70$ кПа: без разряда (а), $f = 300$ Гц (б), $f = 4000$ Гц (в), $f = 28000$ Гц (г).

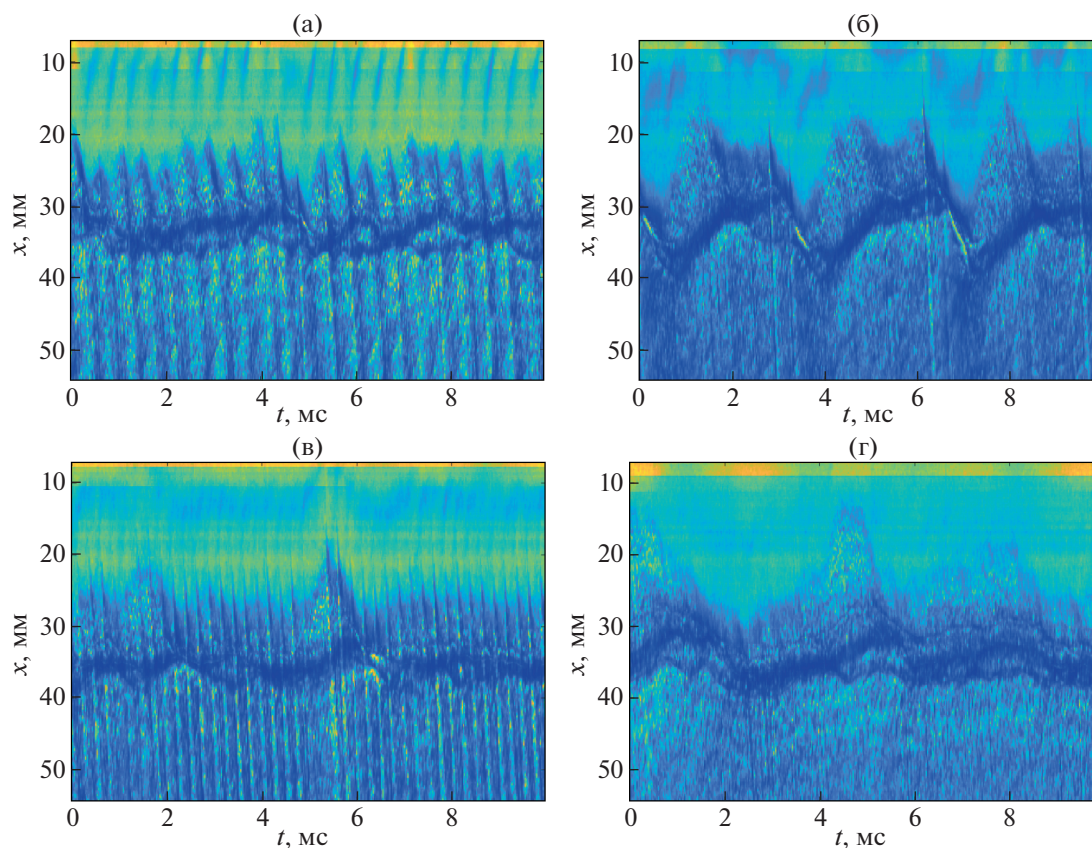


Рис. 5. Изменение интенсивности теневого изображения в зависимости от времени при $P_0 = 70$ кПа: без разряда (а), $f = 300$ Гц (б), $f = 4000$ Гц (в), $f = 28000$ Гц (г).

отрывной ударной волны. На рис. 4а ширина области колебаний отрывной ударной волны составляет около $b/6$. Для базового случая размах колебаний прямого скачка уплотнения значительно меньше (границы колебаний показаны на рисунке красными штриховыми линиями). На рис. 5а можно увидеть изменение положения скачков уплотнения и отрывной области во времени, хорошо наблюдаются периодические колебания с характерным временем около 0.5 мс. В области $X \sim 35$ мм наблюдается яркая синяя линия, соответствующая зоне ламинарно-турбулентного перехода вблизи прямого скачка уплотнения. При $X \sim 10-20$ мм могут встречаться наклонные структуры, связанные с движением отрывной ударной волны против потока. В области $X \sim 20-55$ мм периодические структуры наклонены в противоположную сторону, что соответствует их движению вниз по потоку. Эти структуры соответствуют крупномасштабным вихрям, движущимся вместе с потоком, которые хорошо видны на шлирен-изображениях.

При генерации искусственных возмущений с частотой $f_d = 200-500$ Гц высокочастотные колебания ламинарной отрывной области подавляются, но возникают мощные осцилляции прямого скачка уплотнения на частоте вводимых возмущений. При частоте $f_d = 300$ Гц (рис. 4б и 5б) наблюдается наиболее сильный эффект воздействия, что можно объяснить тем, что здесь f_d близка к низкочастотному режиму ламинарного трансзвукового бафтинга для данного профиля ($Sh \sim 0.09$). На рис. 5б хорошо видно наличие низкочастотных периодических колебаний над крылом. В моменты времени около 3, 6.3 и 9.7 мс видны узкие наклонные возмущения, распространяющиеся вниз по потоку, которые объясняются возмущениями, вносимыми плазменным актуатором. На рис. 4б также показано увеличение протяженности области колебаний прямого скачка уплотнения.

Для случая генерации возмущений на частоте $f_d = 2$ кГц структура течения на шлирен-изображении близка к картине течения, полученной без плазмы. Увеличение частоты возмущений до 4–8 кГц приводит к росту частоты осцилляций ламинарного отрывного пузырька до f_d , при этом низкочастотные колебания прямого скачка уплотнения не обнаруживаются (рис. 5в). Дальнейшее увеличение частоты возмущений приводит к затуханию колебаний ламинарной отрывной области, но низкочастотные осцилляции прямого скачка уплотнения вновь усиливаются, при этом периодичность этих низкочастотных колебаний нарушается, и они становятся более хаотичными. Причиной затухания колебаний отрывной ударной волны является подавление ламинарного отрывного пузыря возмущениями, ге-

нерируемыми электрическим разрядом. Это хорошо видно на рис. 4 по смещению положения ламинарного сдвигового слоя, который соответствует белой линии у поверхности. Для случаев f_d не более 4 кГц хорошо видно, как эта линия удаляется от поверхности в области осцилляций отрывной ударной волны (зеленые штрихпунктирные линии) за счет отрыва пограничного слоя. Для случая 28 кГц (рис. 4г) ламинарный сдвиговый слой наблюдается вдоль поверхности (без отрыва потока) до начала ламинарно-турбулентного перехода.

На рис. 6а представлены спектры мощности, демонстрирующие качественную зависимость амплитуды пульсаций течения вблизи профиля (амплитуда представлена в условных единицах) от частоты для различных частот возбуждения возмущений f_d . Спектр мощности пульсаций был получен путем обработки данных, представленных на рис. 4. Спектры рассчитывались для каждой координаты X , после чего усреднялись. Хотя эта методика не позволяет получить количественную оценку пульсаций потока, из рис. 6а хорошо видно, что частота пульсаций течения, наблюдаемая над крылом, хорошо детектируется. Заметим, что такой простой метод обработки данных позволяет получать узкие пики в спектрах мощности, что свидетельствует о корректности получаемых данных.

Для каждой частоты вводимых возмущений f_d определялись два пика с максимальным уровнем пульсаций и для каждого пика пульсаций определялась его частота. Амплитуда пульсаций первого пика была выше амплитуды пульсаций второго пика. Итоговый результат показан на рис. 6б. Две штриховые горизонтальные линии соответствуют частотам максимальных пульсаций, найденных для случая без разряда. Синяя штриховая линия соответствует первому пику, красная – второму. Хорошо видно, что частота пульсаций первого пика равна частоте возбуждаемых возмущений вплоть до частоты 8 кГц. Для случая 16 и 28 кГц частота первого пика падает до 300 Гц, что соответствует низкочастотным осцилляциям ламинарного трансзвукового бафтинга. Здесь необходимо учитывать, что частота видеосъемки составляла 40 кГц, поэтому увидеть колебания течения с частотой более 20 кГц не представляется возможным. Тем не менее можно заметить, что для случая $f_d = 16$ кГц существенного пика на частоте 16 кГц не наблюдается.

Данные, полученные для второго пика максимальных пульсаций, имеют несколько более сложную зависимость от f_d . Для частот $f_d \leq 4$ кГц частота второго пика выше, чем частота первого пика. Для случаев $f_d = 8$ и 16 кГц частота пульсаций второго пика падает до частоты, примерно равной низкочастотным пульсациям ламинарно-

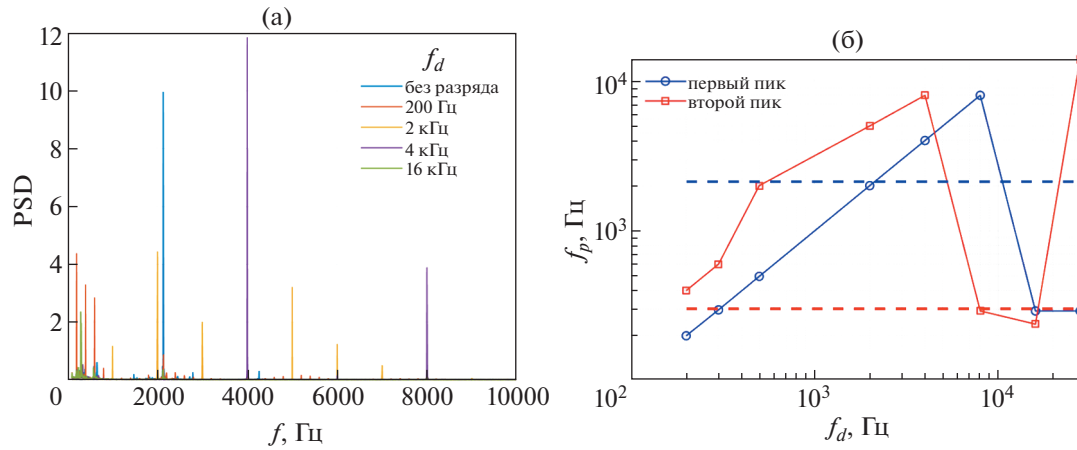


Рис. 6. Спектральная плотность мощности, полученная из шпирен данных (а), зависимость частоты максимальных пульсаций от частоты вводимых возмущений (б) (горизонтальные линии соответствуют случаю без разряда).

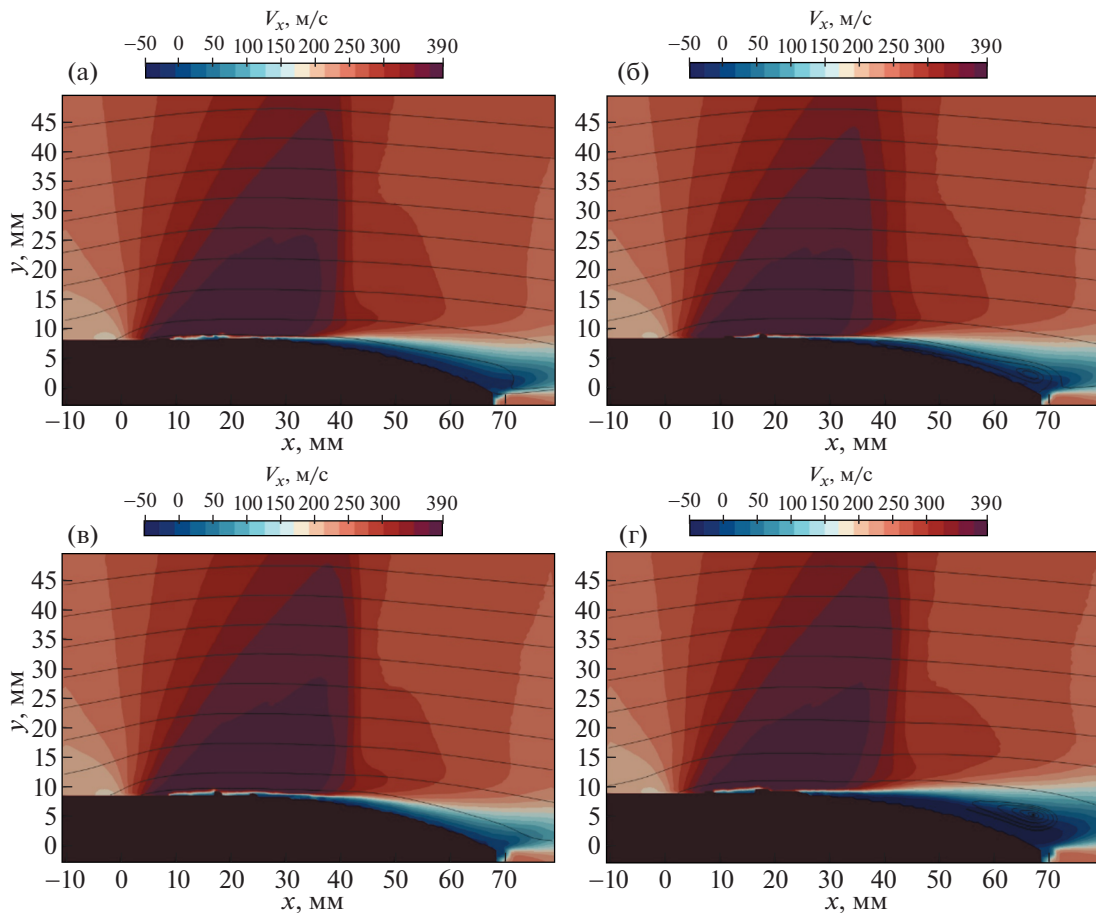


Рис. 7. Поля осредненной продольной компоненты скорости полученных при $P_0 = 70$ кПа: без разряда (а), $f = 300$ Гц (б), $f = 4000$ Гц (в), $f = 28000$ Гц (г).

го трансзвукового бафтинга. А для случая $f_d = 28$ кГц наблюдается резкое увеличение частоты второго пика до 14 кГц. В результате можно ска-

зать, что полученные зависимости демонстрируют возможность управления частотой колебаний ламинарного трансзвукового бафтинга, по край-

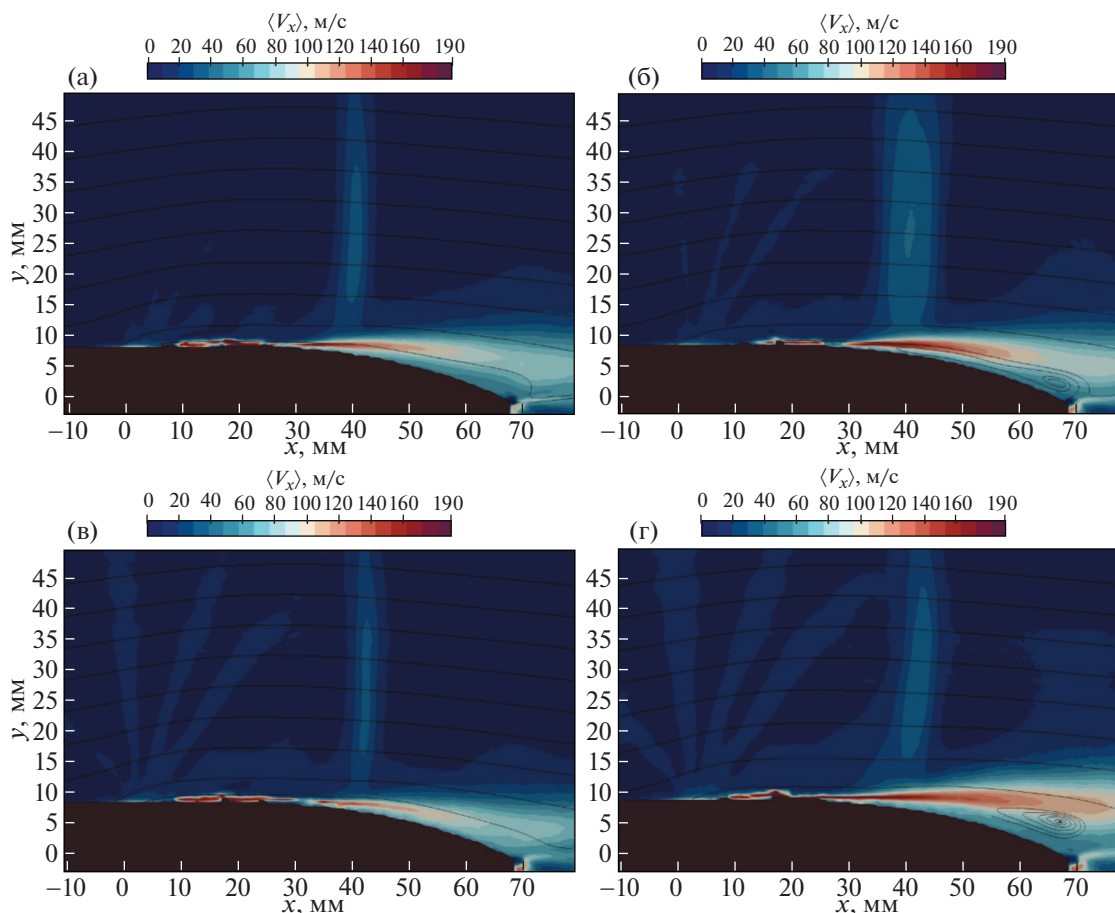


Рис. 8. Поля среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости полученных при $P_0 = 70$ кПа: без разряда (а), $f = 300$ Гц (б), $f = 4000$ Гц (в), $f = 28000$ Гц (г).

ней мере, до частоты, в четыре раза превышающей частоту собственных высокочастотных пульсаций ламинарного трансзвукового бафтинга ($f_d = 8$ кГц).

На рис. 7 и 8 показаны распределения средних и среднеквадратичных значений продольной компоненты скорости соответственно. Экспериментальная модель затеняла часть излучения лазерного ножа, этим объясняется отсутствие данных около передней кромки аэродинамического профиля. На рис. 7а и 8а показаны экспериментальные результаты для базового случая без разряда. Хорошо видно наличие прямого скачка уплотнения вблизи $X = 40$ мм, несколько размазанного в продольном направлении (около 5–7 мм). Скорее всего, основной причиной этого является наличие слабых колебаний ударной волны, которое хорошо видно на рис. 7а в виде роста пульсаций в этой области. Другой возможной причиной уширения ударной волны является инерция трассеров. За прямым скачком уплотнения наблюдается большая область отрыва потока, распространяющаяся до задней кромки. Высокие

значения пульсаций в этой области указывают на турбулентное состояние потока в этой зоне. Ламинарный отрыв потока, существующий перед прямой ударной волной, имеет очень малую высоту, из-за чего крайне сложно измерить характеристики ламинарного отрывного пузыря в связи с недостаточным разрешением PIV. Например, в области ламинарного отрыва потока ($X = 10$ – 30 мм) были получены существенные значения пульсации около стенки. Но поскольку в области ламинарного пограничного слоя существует крайне малое количество трассеров [6, 7], данные, полученные в этой зоне, не являются достоверными и не будут приниматься во внимание.

При возбуждении разрядом возмущения с частотой $f_d = 300$ Гц (рис. 7б и 8б) наблюдается увеличение протяженности области осцилляций прямой ударной волны и увеличение размера области турбулентного отрыва потока, возникающего около задней кромки. Из распределения среднеквадратичных пульсаций скорости хорошо видно, что наибольшие амплитуды пульсаций наблюдаются в области турбулентного отрыва пото-

ка. Увеличение частоты вводимых возмущений до 4 кГц (рис. 7в и 8в) приводит к улучшению картины течения по сравнению со случаем без разряда. Хорошо видно, что зона турбулентного отрыва около задней кромки профиля уменьшается в размерах, уровень пульсаций скорости также уменьшается. При генерации разрядом возмущений на частоте $f_d = 28$ кГц наблюдается максимальный размер турбулентной отрывной области. Для этого случая были обнаружены максимальные значения среднеквадратичных пульсаций скорости в области турбулентного сдвигового слоя и зоне колебаний прямого скачка уплотнения.

Анализ данных показывает, что ламинарный трансзвуковой бафтинг, возникающий из-за глобальной неустойчивости течения, очень чувствителен к слабым возмущениям, генерируемым электрическим разрядом. Наиболее вероятная причина – существенное влияние на течение ламинарной отрывной области, играющей роль усилителя возмущений, генерируемых КДБР. Однако полученных результатов недостаточно для объяснения всех обнаруженных эффектов. Например, непонятны причины усиления турбулентного отрыва потока около задней кромки для случая $f_d = 28$ кГц, возможно это связано с ростом интенсивности прямого скачка уплотнения за счет подавления ламинарного отрывного пузыря. В остальных случаях наличие ламинарного отрыва потока генерирует отрывную ударную волну, что приводит к ослаблению интенсивности прямого скачка уплотнения. Нельзя не учитывать и температурное влияние разряда. В дальнейшем планируется провести дополнительные эксперименты, а также провести численный анализ тече-

ния для улучшения понимания механизмов восприимчивости ламинарного трансзвукового бафтинга к возмущениям генерируемых разрядом.

4. ВЫВОДЫ

Продемонстрирована возможность управления режимом колебаний течения, возникающих при ламинарном трансзвуковом бафтинге за счет возмущения потока электрическим разрядом. Показано, что электрический разряд способен как подавлять отрывное течение, так и усиливать его.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-19-00547. Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП “Механика” (ИТПМ СО РАН)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lee B.H.K.* // Progress Aerospace Sci. 2001. V. 37. P. 147.
2. *Dussage J.P., Dupont P., Debieve J.F.* // Aerospace Sci. Technology. 2006. V. 10. P. 85.
3. *Polivanov P.A., Sidorenko A.A.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2057. P. 012008.
4. *Sidorenko A.A., Budovsky A.D., Polivanov P.A., Vishnyakov O.I., Sudakov V.G., Ishchenko V.N.* // Thermophysics Aeromechanics. 2019. V. 26. P. 465.
5. *Polivanov P.A., Sidorenko A.A., Maslov A.A.* // Proc. Institution Mechanical Engineers. Part G: J. Aerospace Engineering. 2020. V. 234. P. 58.
6. *Giepmans R.H.M., Schrijer F.F.J., van Oudheusden B.W.* // Exp. Fluids. 2015. V. 56. P. 1.
7. *Vishnyakov O.I., Polivanov P.A., Sidorenko A.A.* // J. Applied Mechanics Technical Phys. 2020. V. 61. P. 748.