

03;12

Исследование устойчивости дозвуковой газовой микроструи

© В.М. Анискин¹, Д.А. Бунтин^{1,2}, А.А. Маслов^{1,2}, С.Г. Миронов^{1,2}, И.С. Цырюльников^{1,2}

¹ Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия
e-mail: mironov@itam.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 12 апреля 2011 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования устойчивости и ламинарно-турбулентного перехода в плоской дозвуковой гелиевой микроструе, истекающей в атмосферу, как для естественных возмущений, так и для контролируемых периодических акустических воздействий на микрострую. Получены данные визуализации среднего и мгновенного полей течения шпирен-методом и методом трассирующих частиц. Измерены характеристики пульсаций массового расхода, методом биспектрального анализа получены данные о нелинейном взаимодействии возмущений на этапе ламинарно-турбулентного перехода в микроструктуре.

Введение

В последнее десятилетие возник большой интерес к применению газовых микроструй в различных областях техники и технологии [1,2]. В частности, газовые микроструи нашли применение в микрореактивных двигателях [3], в микроустройствах пневмоники и для активного управления газодинамическими течениями [4–8]. В этой связи значительный практический интерес представляет истечение дозвуковых одиночных струй и массивов дозвуковых струй из сопел в микронном диапазоне размеров. Основными технологическими характеристиками струй являются их проникающая способность и интенсивность процессов смешения. Эти характеристики в значительной степени зависят от устойчивости струйного течения и формирования структур при переходе к турбулентности. В работе [9] было обнаружено влияние масштабного фактора на развитие неустойчивости и глубину проникновения затопленных плоских дозвуковых микроструй.

Скоростью развития неустойчивости и, следовательно, глубиной проникновения и интенсивностью смешения можно успешно управлять с помощью введения в струю искусственных возмущений. Достаточно подробный обзор методов воздействия на струйные течения приведен в [10]. В настоящее время в литературе имеется большое число работ по устойчивости дозвуковых микроструй, основные результаты которых приведены в обзоре [11], но только единичные исследования посвящены устойчивости возбужденных и невозбужденных газовых струй субмиллиметрового [12] и микронного масштабов [9,13].

В [13] были получены первые результаты по устойчивости возбужденной и невозбужденной плоской микроструи гелия, в которой экспериментально исследовано развитие естественных и контролируемых периодических возмущений в изначально ламинарной плоской структуре гелия на дистанции от сопла до полностью турбулентного течения, где доминируют процессы

смешения с окружающим струю воздухом. Настоящая работа является продолжением исследований [13].

1. Экспериментальное оборудование и методы диагностики

Плоская микроструя гелия комнатной температуры истекала в атмосферу вертикально вверх из щелевого звукового сопла (рис. 1) длиной 1.875 mm. Ширина сопла h на большей его части составляла $17\ \mu\text{m}$ и только на концах уменьшалась до $10\text{--}11\ \mu\text{m}$, кромка сопла имела шероховатость $\cong 1\ \mu\text{m}$. Величина отношения давления торможения к атмосферному давлению P_0/P_a варьировалась в пределах от 1.016 до 1.12, что соответствует истечению дозвуковой струи с начальной скоростью $u_0 = 140\text{--}370\ \text{m/s}$. При этом число Рейнольдса струи, вычисленное по ширине сопла h и скорости газа на его срезе u_0 , лежит в пределах $32\text{--}85$, что соответствует истечению изначально ламинарной струи.

Использование гелия позволило визуализировать шпирен-методом поле микротечения за счет большой

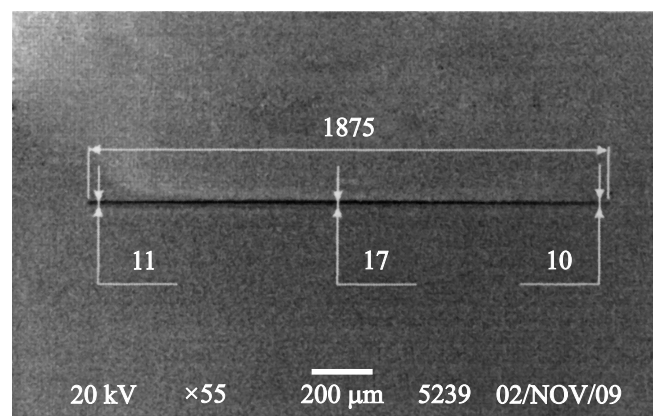


Рис. 1. Фотография сопла в плане (размеры в μm).

разницы в показателе преломления между гелием и воздухом. Тем не менее контрастность шпирен-изображения была недостаточной для прямого выделения структуры течения. Поэтому использовалась процедура усиления изображения путем вычитания фонового изображения при цифровой обработке картин визуализации.

Возмущения массового расхода в микроструктуре измерялись термоанемометром постоянного сопротивления А.А. Lab Ltd. с ниточным датчиком шириной 2 mm в диапазоне частот 500 Hz–50 kHz. Нить датчика термоанемометра располагалась перпендикулярно направлению истечения струи из сопла. Сигналы термоанемометра обрабатывались с помощью гармонического и биспектрального [14] анализом с целью выявления спектрального состава и характеристик нелинейного взаимодействия возмущений в струе.

Измерения мгновенных и осредненных полей скорости выполнялись методом PIV (Particle Image Velocimetry) с помощью лазерной микродиагностической системы фирмы DANTEC. Ввод трассирующих частиц осуществлялся одновременно в трассу подачи гелия в микросопло и в окружающую микрострую атмосферу.

Для введения контролируемых периодических возмущений микроструя гелия подвергалась воздействию монохроматических акустических волн интенсивностью L до 125 dB в диапазоне частот $f_A = 4–20$ kHz. Акустические волны создавались динамиком, расположенным вблизи струи, направленность излучения которого была перпендикулярна к направлению вдоль длины сопла. В этом случае шпирен-визуализация течения осуществлялась при использовании импульсного стробоскопического источника света, синхронизируемого электрическим сигналом динамика, что позволяло получать усредненные картины струйного течения, соответствующие определенной фазе акустических колебаний.

2. Результаты измерений

Измерения поля средней скорости в струйном течении методом PIV показали, что уже на расстоянии $\cong 5$ mm от среза сопла скорость потока составляет $\cong 10$ m/s при начальной скорости гелия 140 m/s, что соответствует расчетным значениям, полученным, согласно [15], для ламинарной гелиевой струи, истекающей в атмосферу. Это свидетельствует о быстром смещении струи гелия с окружающим воздухом и возникновении по преимуществу воздушного струйного течения. Воздействие интенсивных акустических волн сдвигает начало низкочастотного участка течения вверх по потоку на расстояние $\cong 3$ mm от среза сопла.

Стробоскопическая шпирен-визуализация поля течения показала, что без акустического воздействия микроструя гелия слабо расширяется и распространяется в виде одноструйного течения. Акустическое воздействие приводит к возникновению быстро растущих синусоидальных возмущений поля течения струи, распаду одно-

струйного потока и формированию течения с большим углом расширения, состоящего из ряда струй (рис. 2). В зависимости от величины амплитуды акустического воздействия (рис. 2, *a*), скорости газа на срезе сопла (рис. 2, *b*) и частоты акустических волн (рис. 2, *c*) можно получить две, три или четыре отдельные струи. На графиках видно, что эффект воздействия на струю уменьшается с ростом скорости истечения гелиевой струи и частоты акустических волн. Максимальное расширение струи достигается при скорости истечения гелия $u_0 \cong 200$ m/s на частоте акустического воздействия $f_A = 4.25$ kHz. Положение точки расщепления и угол расширения струи слабо зависят от интенсивности звука в пределах $L = 110–125$ dB. Следует отметить, что распространение звуковых волн вдоль длины сопла на порядок снижает эффективность акустического воздействия на микрострую.

Термоанемометром в экспериментах были измерены характеристики возмущений массового расхода на низкоскоростном участке струи на безразмерном расстоянии $k = 60–1072$, где $k = x/h$ — расстояние в калибрах, x — размерное расстояние от среза сопла. Были получены характеристики как естественных возмущений микроструи, так и возмущений, возникающих при акустическом взаимодействии на микрострую. В [13] было показано, что без акустического воздействия вдали от сопла спектр возмущений соответствует широкополосным турбулентным пульсациям. При наличии акустического воздействия вблизи сопла наблюдаются интенсивные возмущения на основной частоте гармоник, а вдали присутствуют широкополосные турбулентные пульсации и пульсации только на основной частоте.

Более подробную картину динамики изменения спектров пульсаций массового расхода дают графики на рис. 3. На нем показана эволюция спектров мощности пульсаций в струе при удалении от среза сопла без звукового воздействия (*a*) и с воздействием звука (*b–d*) для трех уровней интенсивности акустических волн: 20, 90 и 120 dB. Изолинии амплитуды мощности построены в логарифмическом масштабе. В случае развития струи без акустического взаимодействия рост возмущений начинается на расстоянии примерно $k = 500$. Пульсации растут в довольно узкой области, ограниченной частотами 800–2900 Hz (рис. 3, *a*). С увеличением расстояния от сопла диапазон усиливаемых частот увеличивается, спектр пульсаций постепенно охватывает весь доступный для измерений частотный диапазон и приобретает характерный для турбулентного течения вид с ростом амплитуды пульсаций на низких частотах. Амплитуда широкополосных пульсаций непрерывно растет вплоть до последнего измеряемого сечения. С ростом амплитуды возмущений, начиная с расстояния $k = 610$, начинаются нелинейные процессы в частотной области, ограниченной пиком естественных пульсаций. При дальнейшем смещении вниз по потоку амплитуда возмущений и нелинейные взаимодействия усиливаются. На рис. 4 приведен график спектра бикогерентности

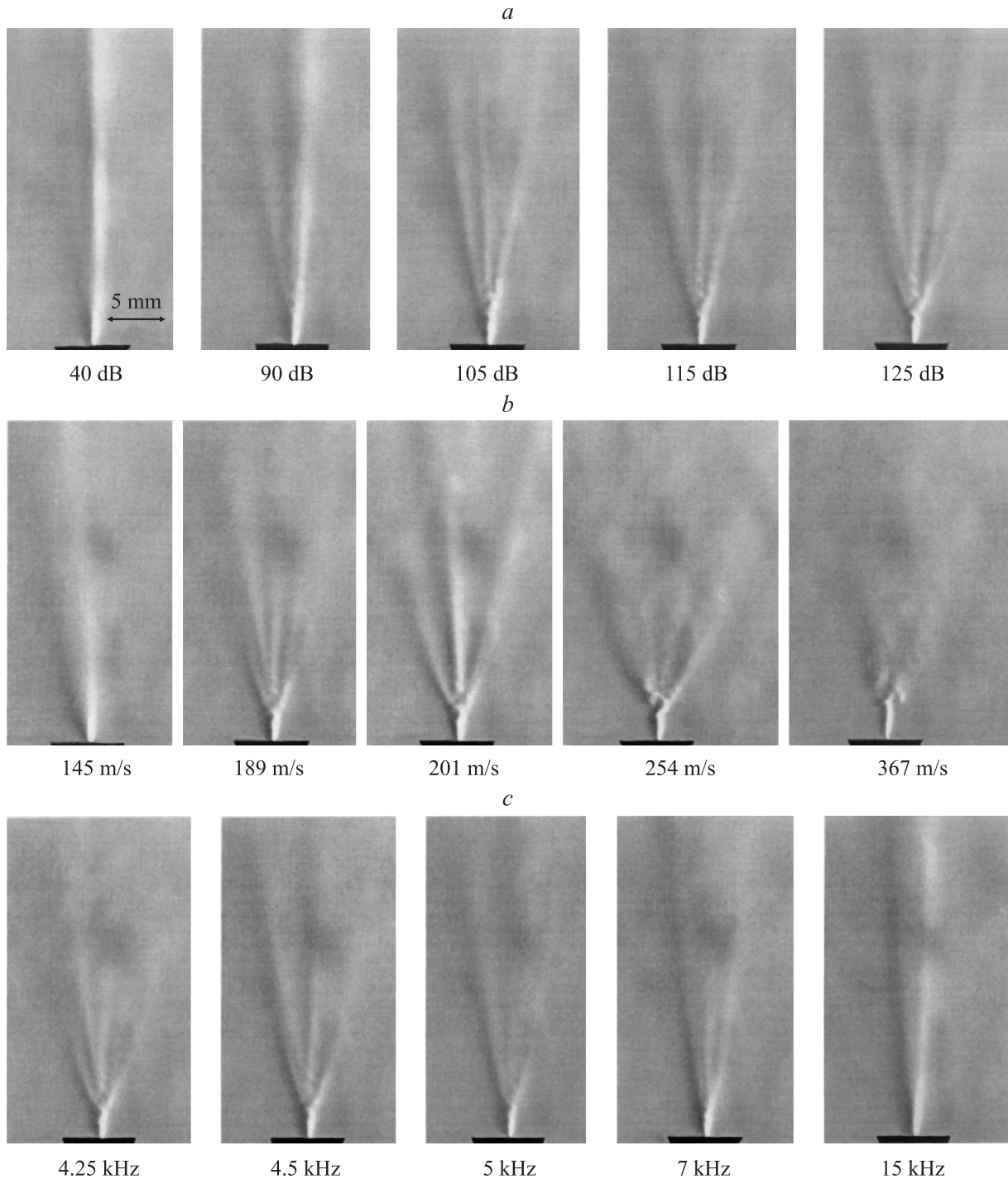


Рис. 2. Шлирен-визуализация течения микроструи: *a* — при изменении амплитуды акустического воздействия. $f_A = 4.25$ kHz, $u_0 = 200$ m/s; *b* — при изменении скорости истечения газа из сопла: $f_A = 4.25$ kHz, $L = 125$ dB; *c* — при изменении частоты акустического воздействия $u_0 = 200$ m/s, $L = 120$ dB.

пульсаций массового расхода [14] в последнем сечении $k = 1072$, где амплитуда биспектров достигает своего максимума. Для удобства на рисунке вдоль осей частот приведены автоспектры мощности пульсаций. Видно, что частотный диапазон взаимодействующих волн расширяется, заполняя всю область пика естественных пульсаций ($500 \text{ Hz} < f_1 < 4.4 \text{ kHz}$, $500 \text{ Hz} < f_2 < 2.2 \text{ kHz}$).

На спектре бикогерентности виден центр нелинейных процессов $f_1 = 1.5$ kHz, $f_2 = 2$ kHz, что дает нам третью взаимодействующую волну с частотой $f_3 = f_1 + f_2 = 3.5$ kHz. Интересно отметить, что частота максимума нелинейных взаимодействий (максимума бикогерентности) отличается от частоты максимума пика естественных пульсаций $f = 1.3$ kHz.

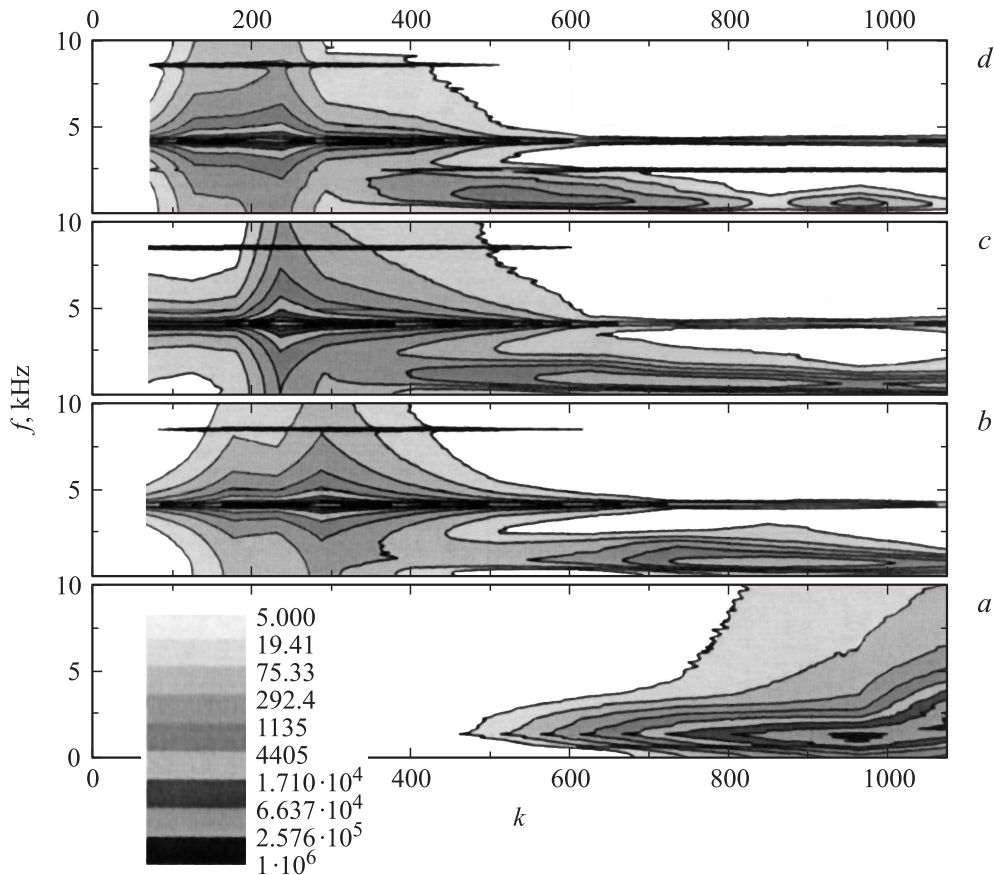


Рис. 3. Спектры мощности пульсаций массового расхода в плоскости $(f-k)$ для различной интенсивности акустического воздействия на микрострую. L, dB : $a - 0$, $b - 20$, $c - 90$, $d - 120$. $u_0 = 220 \text{ m/s}$, $f_A = 4.25 \text{ kHz}$.

При воздействии звуковых колебаний на микрострую в автоспектрах пульсаций массового расхода появляется острый пик, соответствующий основной частоте акустического возбуждения $f_A = 4.2 \text{ kHz}$, а также пики гармоник $f = 8.4, 12.6, 16.8 \text{ kHz}$ (последние две гармоники на рис. 3 не показаны). Максимальная амплитуда искусственных возмущений достигается при $k \approx 290$ (рис. 3, b). При движении вниз по потоку искусственные возмущения постепенно затухают. При $k \approx 620$ в спектрах остается лишь основная частота возбуждения, а все гармоники исчезают. Рост естественных низкочастотных пульсаций начинается приблизительно в том же сечении, что и без наложения звука. При увеличении расстояния от сопла возмущения также растут, однако затем ($k \approx 900$) начинают затухать. Кроме того, возмущения уже не растут во всем измеряемом диапазоне частот. Усиление возмущений ограничено частотой 2.5 kHz . Центр спектрального пика имеет более низкую частоту $f = 1.3-1 \text{ kHz}$ в зависимости от расстояния до сопла.

При увеличении амплитуды звуковых колебаний (рис. 3, c) низкочастотные естественные возмущения в струе начинают расти заметно раньше. В спектре пульсаций пик на низких частотах выделяется уже при $k \approx 400$. При превышении величины $k \approx 930$ естественные возмущения начинают затухать, а начиная с

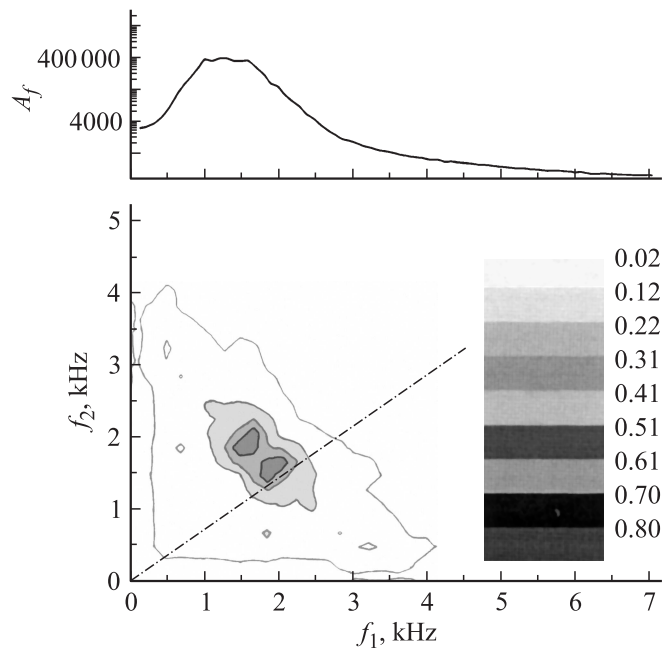


Рис. 4. Спектр бикогерентности естественных пульсаций массового расхода в струе в сечении $k = 1072$, $u_0 = 200 \text{ m/s}$.

$k \approx 1000$ опять наблюдается их небольшой рост. С чем связан повторный рост возмущений не ясно. Как и в предыдущем случае, рост пульсаций ограничен частотой $f \approx 2.5$ kHz. Центр спектрального пика равен примерно тем же частотам $f = 1.3-0.8$ kHz. Положение максимума искусственных возмущений смещается ближе к срезу сопла, и амплитуда искусственных пульсаций затухает быстрее.

При дальнейшем увеличении амплитуды внешнего звукового поля максимальное значение искусственных пульсаций практически не меняет своего положения ($k \approx 438$, рис. 3, d). Гармоники искусственных возмущений исчезают уже при $k \approx 510$. Рост естественных возмущений смещается еще ближе к срезу сопла ($k \approx 350$). Общее затухание искусственных пульсаций в струе также наступает раньше — уже при $k \approx 820$. На 870 калибрах вновь начинается рост естественных пульсаций, а при $k \approx 1040$ их затухание. Однако амплитуда естественных возмущений меньше, чем в предыдущих случаях.

Спектры бикогерентности показывают, что уже в первом измеряемом сечении присутствуют сильные нелинейные процессы, вызванные наложенным звуковым полем, которые достигают максимума на расстоянии $k \approx 120-160$. Все нелинейные взаимодействия связаны с генерацией гармоник основной волны $f_A = 4.2$ kHz (рис. 5): $f_1 = f_2 = f_A = 4.2$ kHz, $f_3 = f_1 + f_2 = 8.4$ kHz = $2f_A$ — генерация первой гармоники; $f_1 = 8.4$ kHz = $2f_A$, $f_2 = f_A = 4.2$ kHz, $f_3 = f_1 + f_2 = 12.6$ kHz = $3f_A$ — генерация второй гармоники и пр. Начиная с расстояния $k \approx 225$ в спектрах

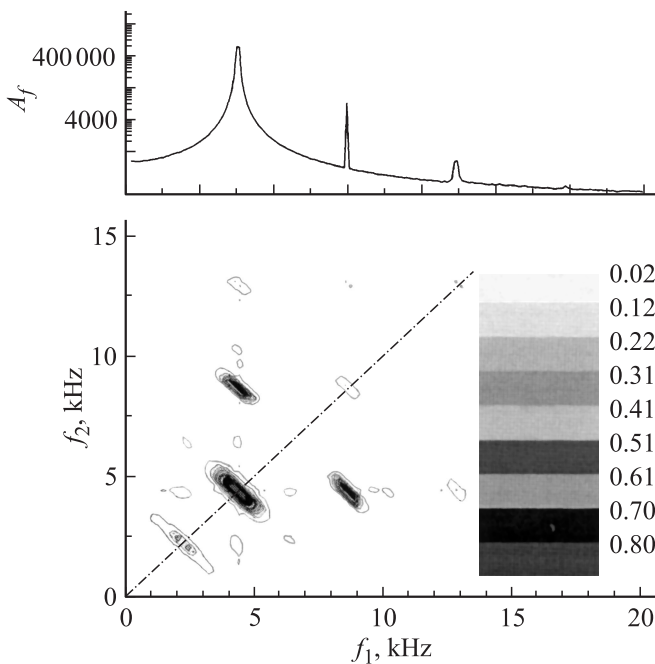


Рис. 5. Спектры бикогерентности пульсаций массового расхода в сечении $k = 300$ при воздействии на микрострую акустических волн. $u_0 = 200$ m/s, $f_A = 4.25$ kHz.

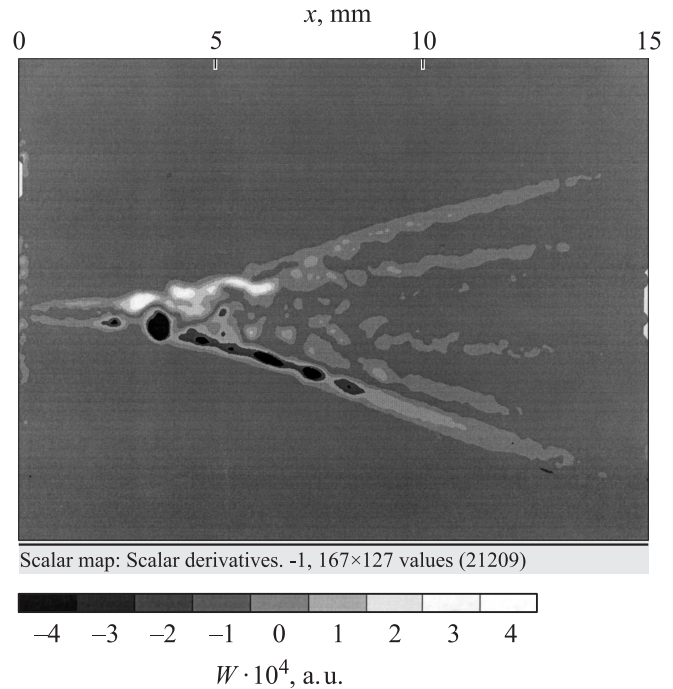


Рис. 6. Мгновенное поле завихренности скорости в струйном потоке. $u_0 = 200$ m/s, $f_A = 4.25$ kHz.

бикогерентности появляется еще один тип нелинейного взаимодействия на частоте субгармоники основной волны: $f_1 = f_2 = 2.1$ kHz = $f_A/2$, $f_3 = f_1 + f_2 = 4.2$ kHz = f_A (см. рис. 5). То есть в нелинейном взаимодействии участвуют три волны: основная волна и две субгармоники, также как это происходит в пограничном слое. Подобное взаимодействие говорит о присутствии субгармонического резонанса. По-видимому, именно за счет субгармонического резонанса происходит более ранний рост естественных низкочастотных возмущений, о котором говорилось выше. Таким образом, энергия высокочастотных возмущений за счет нелинейных взаимодействий перекачивается в возмущения с низкими частотами, провоцируя их рост. Аналогичные процессы имеют место и в пограничном слое [14].

При удалении от среза сопла нелинейные процессы, связанные с наложенным звуковым полем, постепенно затухают. Для амплитуды искусственных возмущений 60 dB нелинейные взаимодействия исчезают при $k \approx 720$. Для амплитуд 90 и 120 dB нелинейные взаимодействия исчезают при $k \approx 610$ и 510 соответственно. Нелинейные процессы, связанные с собственными возмущениями струи, также затухают, но не исчезают до конца и видны даже в последнем измеряемом сечении.

Использование метода PIV позволило изучить свойства струйного течения в области развитой турбулентности, где метод стробоскопической визуализации уже не применим, так как увеличение доли хаотических турбулентных пульсаций нарушает детерминированную фазовую связь между акустическим взаимодействием на микрострую и теньвым изображением и усредняет

картину течения. На рис. 6 приведено мгновенное поле завихренности, вычисленное по данным измерений поля скорости. Светлые и темные градации серого цвета соответствуют вектору завихренности, направленному от и к плоскости рисунка. Видно, что за точкой расщепления формируется четыре цепочки вихрей: две интенсивные периферийные и две более слабые в приосевой области. Эти цепочки по пространственному положению соответствуют видимым на стробоскопических теневых картинах струям (рис. 2).

3. Обсуждение результатов

Величины числа Струхала $Sh = hf_A/u_0$ для струи гелия ($\sim 10^{-4}$), при которых струйное течение наиболее неустойчиво, оказались на три порядка меньше соответствующих чисел Струхала для воздушных макроструй ($\sim 10^{-1}$) [11]. Это объясняется быстрой трансформацией узкого высокоскоростного гелиевого потока в относительно широкую низкоскоростную воздушную струю. Подстановка ширины и скорости воздушного потока, рассчитанных по данным [15], дает более близкую к воздушным макроструям величину числа Струхала $Sh \approx 8 \cdot 10^{-2}$.

Результаты измерений показали относительно более высокую восприимчивость к акустическому воздействию микроструи по сравнению с макроструями. На рис. 2, *a* наблюдаются полная турбулизация и распад макроструи уже при амплитуде акустического воздействия 105 dB, что на порядок меньше, чем для макроструй [11]. Скорее всего, это связано с чрезвычайно тонким сдвиговым слоем вблизи сопла, характерным для микроструи, который легче поддается изгибающему воздействию акустических пульсаций, формируя в сдвиговом слое струи гидродинамические волны неустойчивости.

Интересным эффектом является формирование нескольких струй за точкой распада первоначальной микроструи. Данные визуализации поля завихренности скорости показали, что они связаны с цепочками вихрей, исходящих из точки распада струи. Объяснение этому явлению могут дать результаты численного моделирования вихревой структуры струи, распадающейся под воздействием синусоидальной неустойчивости [16]. При усреднении поля течения возникает эффективная точка расщепления с тремя расходящимися струями, подобными приведенным на третьих слева фотоснимках рис. 2, *a, b*. Возникновение четырех и более струй (см. рис. 2) может быть объяснено взаимодействием пар противорвращающихся вихрей, у которых ось, соединяющая их центры, не перпендикулярна направлению течения первоначальной струи, что всегда реализуется в случае синусоидальной неустойчивости. В работе [17] было экспериментально показано как пары вихрей, возникающие в неустойчивой распадающейся струе, взаимодействуют с другими парами, расходятся, порождают новые вихревые пары

и новые струи при усреднении течения. Способность расходиться под большим углом к первоначальному течению, порождать новые пары вихрей зависит от интенсивности первоначальных вихрей и увеличивается при усилении внешнего воздействия на струю и уменьшении ее устойчивости.

Заключение

В работе исследованы характеристики пульсаций массового расхода, возникающих при истечении в атмосферу струи гелия из щелевого сопла шириной $17 \mu\text{m}$. Измерения выполнены как для естественных возмущений струйного течения, так и для возмущений, возникающих под воздействием монохроматических акустических волн. Исследована эволюция фурье-спектров пульсаций и спектров бикогерентности вдоль струи от среза сопла до ее полного распада. Измерения пульсаций массового расхода дополнены измерениями поля скоростей методом PIV.

Показано, что в микроструе развитие естественных пульсаций проходит все стадии, характерные для сдвиговых течений и пограничных слоев, а именно усиление возмущений, их нелинейное взаимодействие и переход к турбулентности.

При воздействии на струю монохроматических акустических волн происходит быстрая (на одной-двух длинах волн возмущений в струе) турбулизация течения. За точкой турбулизации происходят распад струи и формирование нескольких, видимых на стробоскопических штрих-картинах струй, расходящихся под большим углом к ее начальному направлению. Дано объяснение этому явлению как следствию возникновения пар противорвращающихся вихрей, их взаимодействию друг с другом в условиях потери когерентности пульсаций и фактическому усреднению видимого поля течения.

Восприимчивость микроструи гелия оказалась выше, чем восприимчивость воздушных макроструй, что, возможно, связано со значительно меньшей толщиной сдвигового слоя у кромки сопла.

Максимум восприимчивости микроструи к акустическому воздействию приходится на характерные числа Струхала, вычисленные по скорости гелия на выходе из сопла и ширине микросопла, $< 10^{-3}$, что существенно меньше характерных чисел Струхала для воздушных макроструй. Дано объяснение этому явлению как результата быстрого перемешивания гелия с воздухом и формирования низкоскоростной преимущественно воздушной струи.

Работа выполнена при финансовой поддержке междисциплинарного интеграционного проекта президиума СО РАН № 110 и проекта фундаментальных исследований президиума РАН № 11/10 и гранта РФФИ 12-08-00357-а.

Список литературы

- [1] *Tabelling P.* Introduction to microfluids. Oxford: Oxford University Press, 2005. 301 p.
- [2] *Karnidakis G., Beskok A., Aluru N.* Microflows and nanoflows. Fundamentals and simulations. / Ed. by S.S. Antman, J.F. Marsden, L. Sirovich. Interdisciplinary Applied Mathematics. N.Y.: Springer Sciences+Business Media, Inc., 2005. Vol. 29. 818 p.
- [3] *Bayt R.L., Breuer K.S.* // AIAA Paper. 2001–0721.
- [4] *Alvi F.S., Elavaeasan R., Shin C., Garg G., Krotopalli A.* // AIAA Paper. 2000–2236.
- [5] *Lou H., Alvi F.S., Shih C.* // AIAA J. 2006. Vol. 44. N 1. P. 58–66.
- [6] *Kumar V., Alvi F.S.* // AIAA J. 2006. Vol. 44. N 2. P. 273–281.
- [7] *Zhuang N., Alvi F.S., Alkistlar M.B., Shin C.* // AIAA J. 2006. Vol. 44. N 9. P. 2118–2128.
- [8] *Zhang S., Zhong S.* // AIAA J. 2010. Vol. 48. N 3. P. 611–623.
- [9] *Gau C., Shen C.H., Wang Z.B.* // Phys. Fluids. 2009. Vol. 21. P. 092001.
- [10] *Brown C.A.* // NASA TM. 2005–213889.
- [11] *Гиневский А.С., Власов Е.В., Каравосов Р.К.* Акустическое управление турбулентными струями. М.: ФМЛ, 2001. 240 с.
- [12] *Литвиненко Ю.А., Грек Г.Р., Козлов В.В., Козлов Г.В.* // Доклады РАН. 2011. Т. 436. № 1. С. 47–53.
- [13] *Фомин В.М., Анискин В.М., Маслов А.А., Миронов С.Г., Цырюльников И.С.* // Доклады РАН. 2010. Т. 433. № 5. С. 635–638.
- [14] *Шиплюк А.Н., Бунтин Д.А., Маслов А.А., Чокани Н.* // ПМТФ. 2003. Т. 44. № 5. С. 64–71.
- [15] *Вулис Л.А., Кашкаров В.П.* Теория струй вязкой жидкости. М.: Наука, 1965. 432 с.
- [16] *Danalia I., van Boersma B.* // Phys. Fluids. 2000. Vol. 12. N 5. P. 1255–1257.
- [17] *Reynolds W.C., Parekh D.E., Juvet P.J.D., Lee M.J.D.* // Annu. Rev. Fluid Mech. 2003. Vol. 35. P. 295–315.