

УДК 533.6 + 534.6

© 1994 г. В. Г. ПИМШТЕЙН

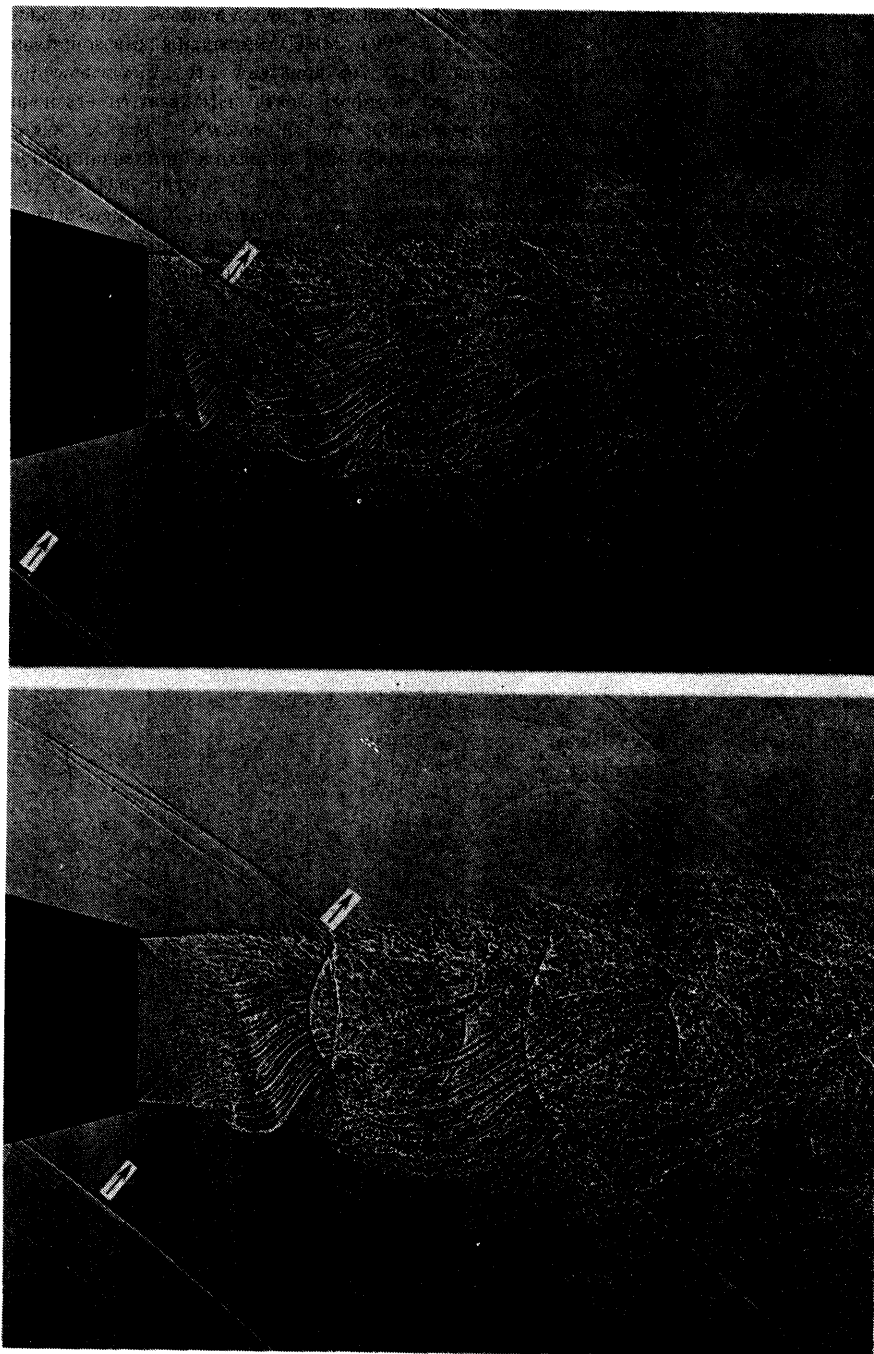
ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ В ДОЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗВУКА ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Представлены результаты экспериментального исследования воздействия звука высокой интенсивности ($L = 140\text{—}160$ дБ) на дозвуковую турбулентную воздушную струю при внешнем поперечном облучении. Показано, что начальная стадия образования и развития возмущений не зависит от частоты внешнего воздействия, а интенсивность процесса смешения струи в значительной мере определяется расстоянием между образовавшимися под действием звука вихрями и степенью взаимодействия между ними.

В основе современных представлений о когерентных структурах в струйных течениях и механизмах аэроакустических взаимодействий лежит предположение о неустойчивости слоя смешения, о его резонансных свойствах, скрытой периодичности процесса смешения, о предпочтительных частотах и т. д. [1]. Такая точка зрения находит достаточно убедительное подтверждение в целом ряде исследований (см., например, [2]), но в то же время она, по-видимому, не является единственно возможной. В настоящей работе с помощью теневого метода, позволяющего визуализировать не только струю, но и звуковые волны, рассматриваются особенности процесса взаимодействия звука с дозвуковой турбулентной струей ($Re = 3,5 \cdot 10^5$) при изменении частоты и интенсивности внешнего воздействия. Это рассмотрение позволило, в частности, предложить иную интерпретацию явления ускорения или замедления процесса смешения в турбулентных струях в зависимости от числа Струхала Sh .

Опыты проводились с изотермической воздушной струей, истекающей из сходящегося сопла с диаметром выходного сечения $d = 20$ мм и скоростью истечения $U = 230$ м/с. В качестве источников звука применялись генераторы Гартмана с частотами f от 3,6 до 23 кГц, что соответствовало числам $Sh = fd/U$ акустического воздействия от 0,3 до 2,0, с уровнем звукового давления, создаваемого на кромке сопла, $L = 140\text{—}160$ дБ при нормальном и наклонном падении звука на границу струи. Для визуализации процесса взаимодействия звука со струей применялся прямой теневой метод, время экспозиции составляло $3 \cdot 10^{-7}$ с. Направлению распространения звуковой волны на теневых снимках соответствует направление от светлой к темной полоске на изображении фронта звуковой волны, на некоторых фотографиях направление распространения звука показано стрелками.

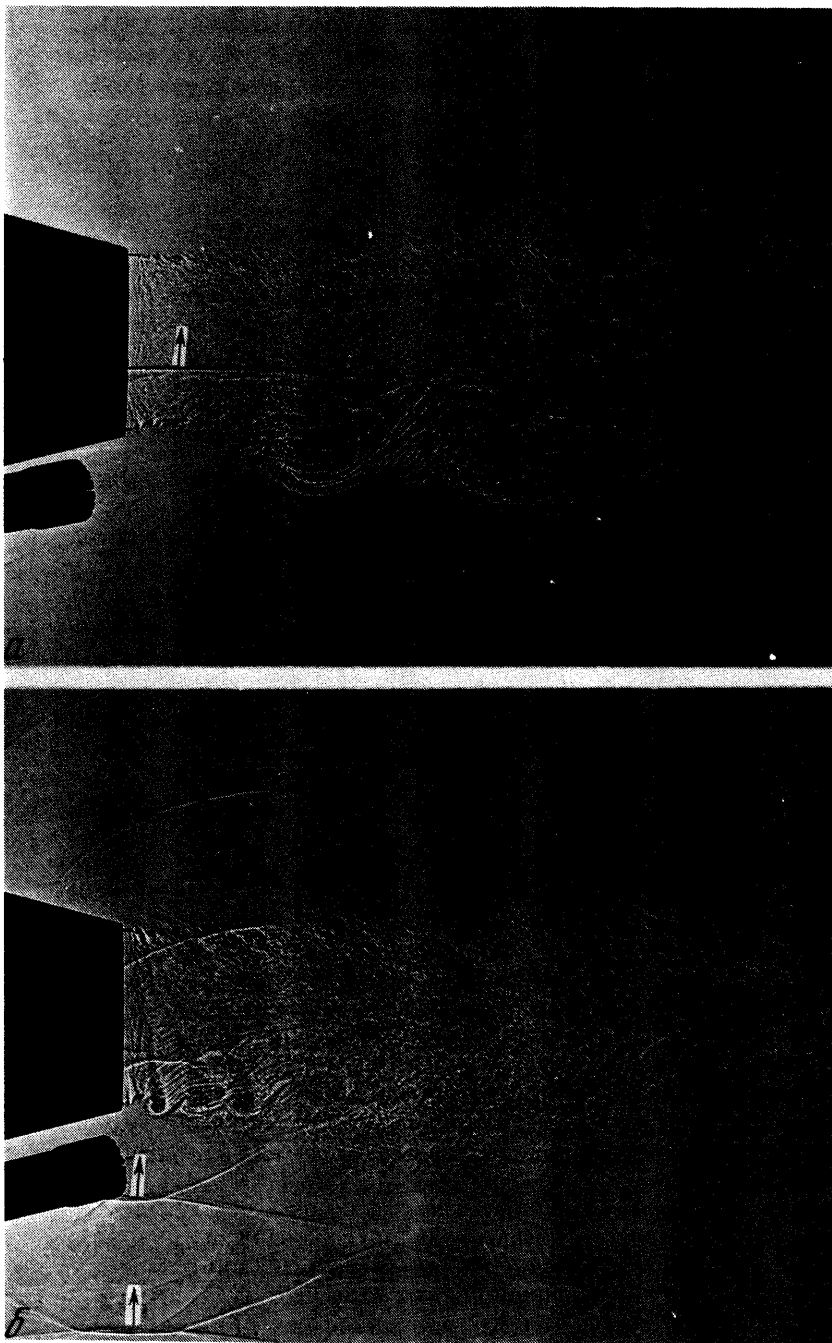
1. При внешнем поперечном акустическом воздействии вихри в струе образуются при прохождении через выходное сечение сопла фазы максимального сжатия пилообразной звуковой волны, излучаемой генератором Гартмана при достаточно высоких уровнях звукового давления. Расстояние между вихрями, образующимися в струе под действием звука, составляет $\Lambda = U_k T = kd/Sh$ (здесь U_k — скорость конвекции вихря, T — период звуковой волны, $k = U_k/U$ — коэффициент конвекции). С увеличением числа Sh акустического воздействия это расстояние, понимаемое как расстояние между элементами вихрей, находящимися в одинаковой фазе развития, уменьшается. Рассмотрение процесса возникновения вихря показывает, что образующийся под действием звука вихрь довольно сложной формы претерпевает значительные изменения уже на небольших расстояниях



Фиг. 1

от кромки сопла (фиг. 1, а; $Sh = 0,8$, $U = 230$ м/с, $L = 160$ дБ, $\alpha = 150^\circ$ — угол падения звука на границу струи, отсчитываемый от направления истечения струи).

Присутствие на теневой фотографии фронта звуковой волны с учетом того, что вихри образуются при прохождении этого фронта через выходное сечение сопла, позволяет с высокой точностью определять скорость перемещения отдельных



Фиг. 2

элементов возмущений. При этом отношение скорости конвекции определенного элемента вихря к скорости звука равно отношению расстояний, пройденных этим элементом и звуковой волной от места возникновения возмущения на кромке сопла.

Не вдаваясь в детали той трансформации, которую претерпевает вихрь при распространении, следует отметить, что при внешнем поперечном облучении

передняя часть вихря распространяется со скоростью почти вдвое большей, чем скорость хвостовой части, т. е. в процессе движения и развития последующий вихрь будет догонять предыдущий. С учетом разницы скоростей конвекции передней (U_1) и хвостовой (U_2) части вихря условие взаимодействия вихрей можно представить в виде $U_2(T + t) - U_1 t = 0$.

Это условие приводит в конечном счете к зависимости расстояния $X' = X/d$, на котором начинается взаимодействие вихрей при внешнем поперечном воздействии, от числа Sh акустического воздействия

$$X' = \frac{k}{Sh(m-1)}$$

где $m = U_1/U_2$. При полученных в проведенных опытах значениях $k \approx 0,7$ и $m \approx 2$ имеем $X' \approx 0,7/Sh$. Таким образом, при $Sh < 0,14$ взаимодействие вихрей начинается за пределами начального участка струи, в то время как при $Sh > 1$ оно происходит вблизи выходного сечения сопла.

2. Исследование начальной стадии процесса образования возмущений в дозвуковой турбулентной струе при поперечном воздействии пилообразной звуковой волны достаточно высокой интенсивности показывает, что этот процесс не зависит от числа Sh акустического воздействия (фиг. 2: $a - Sh = 0,3$, $b - Sh = 2,0$, $U = 230$ м/с, $\alpha = 90^\circ$). Уровень акустического воздействия на кромке сопла в проведенных опытах составлял 158—160 дБ. То, что начальная стадия образования и развития вихря при внешнем поперечном акустическом воздействии не зависит от числа Sh , представляется довольно естественным, если учесть, что форма фронта пилообразной звуковой волны практически не зависит от частоты.

3. Известно, что действие низкочастотного звука ($Sh < 0,2-0,3$) достаточной интенсивности приводит к более быстрому расширению струи и уменьшению скорости на оси струи по сравнению с невозмущенной струей, в то время как высокочастотное облучение ($Sh > 1$) оказывает гораздо более слабое, а при определенной интенсивности звука даже обратное действие, т. е. может уменьшить ширину зоны смещения струи [3]. Объясняется это тем, что акустическое воздействие на частотах, близких к собственным частотам когерентных структур, приводит к образованию более крупных вихрей и способствует их парному слиянию, приводящему к более быстрому расширению струи. Воздействие на частотах, достаточно удаленных от собственных частот слоя смещения, препятствует этому процессу, затрудняя образование вихрей в слое смещения [4].

Результаты опытов, представленные выше, позволяют, на наш взгляд, выдвинуть иную интерпретацию рассматриваемого явления: при низкочастотном акустическом воздействии вихри, образованные под действием звука, успевают в своем развитии достичь достаточно больших размеров, прежде чем между ними начинается взаимодействие. При высокочастотном акустическом воздействии, как отмечалось, начальная стадия образования вихрей идентична этой же стадии при низкочастотном воздействии, но начинающееся уже на начальном участке струи взаимодействие вихрей препятствует их свободному развитию: развиваясь в поле, создаваемом предыдущим вихрем, вновь созданный вихрь не достигает размеров, которых он мог бы достичь, если бы расстояние между вихрями было бы достаточно велико.

Таким образом, при поперечном акустическом воздействии взаимодействие вихрей, т. е. развитие одного вихря в поле другого, в отличие от известного процесса парного слияния препятствует увеличению его размеров. Взаимодействие вихрей при высокочастотном акустическом воздействии достаточно высокой интенсивности приводит к более медленному расширению струи, чем при низкочастотном воздействии. При уменьшении интенсивности акустического воздействия картина образования и взаимодействия возмущений становится менее отчетливой, сохраняя, однако, при этом все отмеченные особенности.

4. Интересный результат удастся получить, если при достаточно высокочастотном

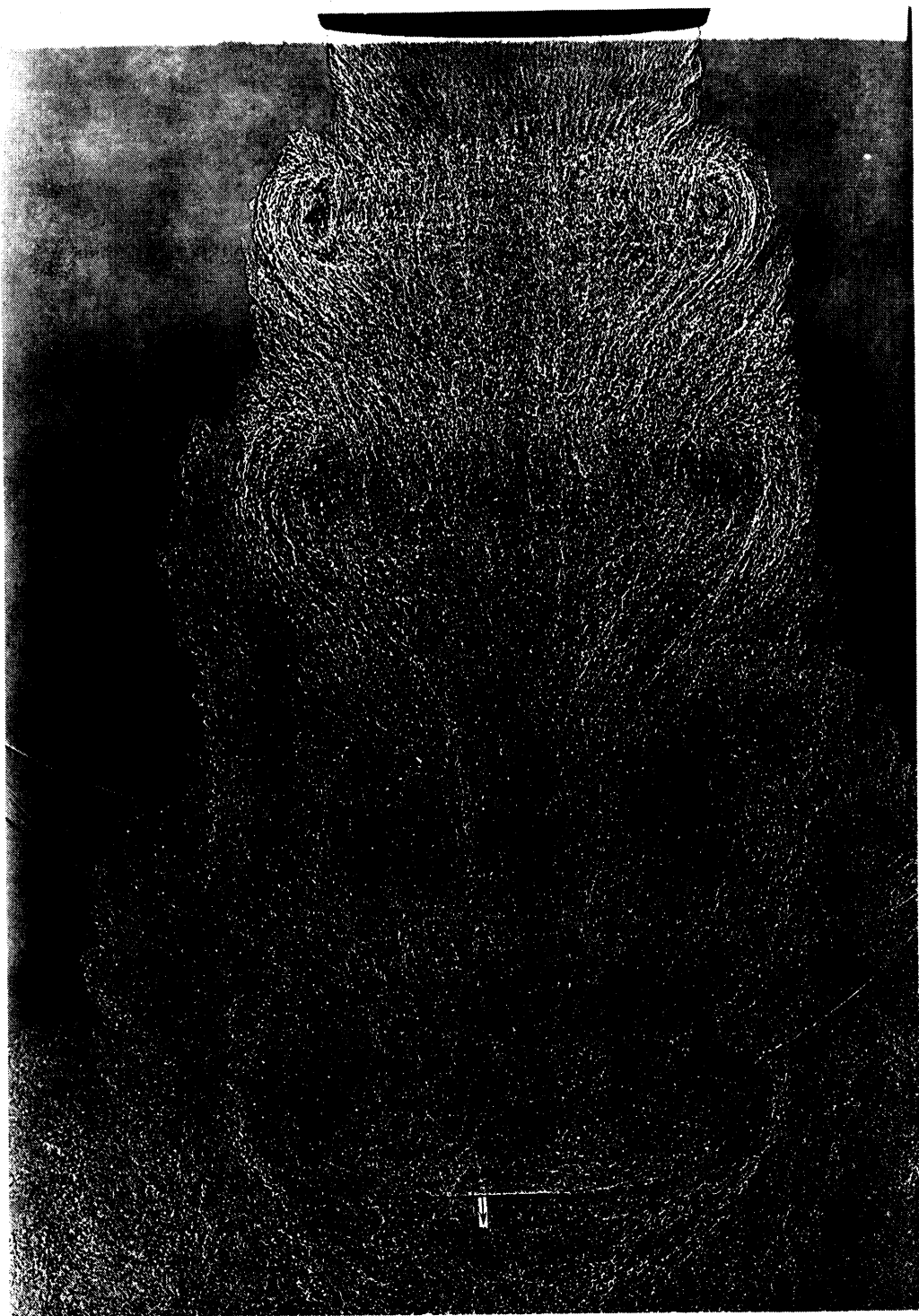
стотном облучении ($f = 8$ кГц) уменьшить число Sh акустического воздействия за счет увеличения скорости истечения струи при неизменном уровне звукового давления на кромке сопла. На фиг. 1, б ($Sh = 0,32$, $U = 500$ м/с, $L = 160$ дБ, $\alpha = 150^\circ$) показаны результаты такого опыта, когда скорость струи существенно сверхзвуковая. Хотя скорость струи увеличилась более чем в 2 раза по сравнению с дозвуковой струей и в соответствии с существующими представлениями необходимо существенно увеличивать интенсивность звукового воздействия, чтобы добиться хотя бы не меньшего воздействия на структуру струи, видно, что угол полураскрытия сверхзвуковой струи даже несколько больше ($\sim 20^\circ$), чем у дозвуковой струи при этих же условиях ($\sim 15^\circ$). Это, в соответствии с развиваемой здесь концепцией, связано с увеличением расстояния между вихрями, образованными при взаимодействии звука со струями: при увеличении скорости истечения расстояние между вихрями увеличивается, степень их взаимодействия уменьшается — вихри развиваются свободно на большем промежутке. В результате при прочих равных условиях сверхзвуковая струя расширяется быстрее дозвуковой.

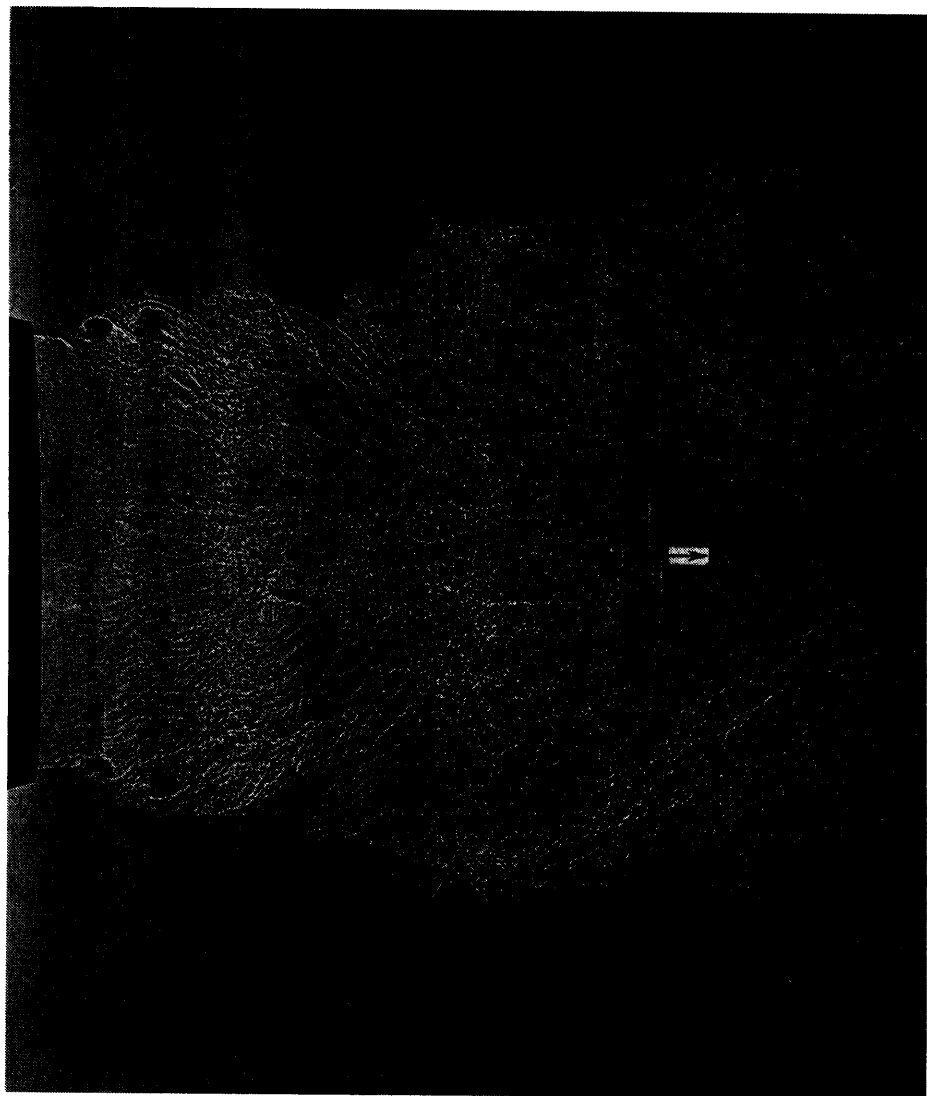
Следует обратить особое внимание на выявленную при внешнем поперечном акустическом воздействии регулярную структуру продольных вихрей как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых скоростях истечения струи. Эти вихри имеют довольно значительную протяженность и, по-видимому, во многом определяют процесс смещения струи с окружающим пространством. Вопрос, однако, в том, выявляет ли акустическое воздействие эти вихри или они образуются на криволинейных поверхностях, возникающих в струях при акустическом воздействии.

5. При продольном внутреннем акустическом возбуждении, производимым генератором Гартмана в форкамере сопла (более подробно установка описана в работе [5]), вихри образуются, как и в случае внешнего поперечного возбуждения, при прохождении фазы максимального сжатия в звуковой волне через выходное сечение сопла. Однако процессы развития и взаимодействия вихрей в этих двух случаях происходят по-разному.

При продольном внутреннем возбуждении возникающие под действием звука возмущения имеют вид правильных тороидальных колец, следующих друг за другом, расстояние между кольцами определяется частотой акустического воздействия. На начальном участке движения (до $X' = 1-2$) их размеры увеличиваются экспоненциально, на участке $X' = 2-5$ их размеры не претерпевают значительных изменений, при дальнейшем развитии они разрушаются. На фиг. 3 ($d = 60$ мм, $Sh = 0,65$, $U = 230$ м/с) показана цепочка таких вихрей, аналогичная картина наблюдается и при больших значениях числа Sh . Характерно, что через второй, третий и четвертый вихри этой цепочки прошла звуковая волна, образовавшая ближайший к срезу сопла вихрь, но эта волна довольно большой амплитуды (~ 170 дБ) не внесла заметных изменений в форму вихрей, через которые она прошла, т. е. не обнаружено взаимодействие интенсивной звуковой волны с уже образовавшимися вихрями. Вихри образуют довольно регулярную структуру, движутся с постоянной скоростью и их взаимодействие практически не наблюдается. Во всей проведенной серии подобных экспериментов не наблюдались случаи парного слияния вихрей: это связано, по-видимому, с большой степенью идентичности вихрей друг другу и недостаточно большими отклонениями в скорости их перемещения и размерах.

Проведенные опыты показали, что при внутреннем продольном акустическом воздействии достаточно высокой интенсивности форма вихрей не зависит от частоты воздействия, а их взаимодействие затруднено: осесимметричные тороидальные вихри представляют более устойчивые образования, чем косые несимметричные вихри более сложной структуры, образующиеся при внешнем воздействии. Взаимодействие тороидальных вихрей удается вызвать, если в форкамеру сопла поместить два излучателя Гартмана, функционирующих на разных гармонически не связанных частотах ($Sh = 0,7$ и $1,1$). На фиг. 4 ($d = 60$ мм, $U = 280$ м/с) показано образование двух близко расположенных вихрей, время





Фиг. 4

дельного существования которых ограничено: они, как нам представляется, сливаются уже на расстоянии одного диаметра сопла от его кромки. Следует отметить, что в опытах с двумя излучателями Гартмана в форкамере при использованной методике исследований трудно показать наблюдаемый процесс в развитии. Тем не менее в ходе таких опытов с турбулентными струями можно попытаться обнаружить игру вихрей, известную по опытам с ламинарными струями. Некоторые полученные нами фотографии указывают на возможность наблюдения этого явления и при истечении турбулентных струй.

Следует отметить, что при интерпретации результатов поставленных опытов нам не пришлось прибегать к известным представлениям о неустойчивости слоя смещения, его резонансных свойствах и т. д. В достаточной мере удовлетворительное объяснение рассматриваемых явлений удастся получить, наблюдая за возникновением, развитием и взаимодействием отдельных вихрей, образованных под действием звука. Тот известный результат, что с уменьшением числа Sh от значения $0,2—0,3$ воздействие звука приводит к значительному уменьшению

расширения струи, может быть связан с тем, что собственно процессы возникновения и развития вихрей при этом не претерпевают значительных изменений, а из-за увеличения расстояния между вихрями уменьшается среднее по времени значение любой величины, характеризующей расширение струи и измеряемой в процессе исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Michalke A.* Survey on jet instability theory//*Progr. Aerosp. Sci.* 1984. V. 21. № 3. P. 159—199.
2. Власов Е. В., Гиневский А. С. Когерентные структуры в турбулентных струях и следах//Итоги науки и техники. ВИНТИ. Мех. жидкости и газа. Т. 20. М., 1986. С. 3—84.
3. Власов Е. В., Гиневский А. С. Акустическое воздействие на аэродинамические характеристики турбулентной струи//Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 4. С. 133—138.
4. *Zaman K. B. M. Q., Hussain A. K. M. F.* Vortex pairing in circular jet under controlled excitation. Pt 1. General jet response//*J. Fluid Mech.* 1980. V. 101. № 3. P. 449—491.
5. *Pimshtein V. G.* Disturbance generation in supersonic jet under acoustic excitation//*AIAA Journal*, in printer.

Москва

Поступила в редакцию
1.IV.1993