

УДК 534.

© 1993 г. М. Ю. Зайцев, В. Ф. Копьев

О МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВУКА ТУРБУЛЕНТНЫМ
ВИХРЕВЫМ КОЛЬЦОМ

Рассмотрена возможность сопоставления экспериментально зарегистрированного шума вихревого кольца с данными теоретической модели. Показано, что наиболее вероятными звукообразующими пульсациями являются кельвиновские (быстрые) моды, для которых экспериментальные и теоретические результаты качественно согласуются. Вместе с тем показано, что механизм генерации звука вихревым кольцом может быть намного сложнее, чем представлялось ранее.

Хорошо известно, что в сдвиговых течениях при больших числах Рейнольдса ($Re \geq 1000$) существуют крупные вихревые образования, которые концентрируют большую часть энергии потока и могут играть важную роль в процессах аэродинамического шумообразования, турбулентного перемешивания, сопротивления при отрывном обтекании. Так как основные физические закономерности должны проявляться уже в самых простых вихревых течениях, задача исследования аэроакустических свойств отдельного вихревого образования представляется одним из наиболее эффективных средств понимания аэроакустики сдвиговых потоков.

В работе [1] было впервые проведено экспериментальное исследование по регистрации шума, создаваемого свободно летящим турбулентным вихревым кольцом. Этот вихрь представляет собой турбулентное образование с ламинарным тороидальным ядром [2, 3]. Было установлено, что отдельное вихревое кольцо действительно излучает звук, а звуковое поле кольца сосредоточено в узкой полосе частот (рис. 1). В этой работе обнаружено также сползание пика в усредненном спектре в низкочастотную область при движении вихревого кольца по траектории, что связано с медленным изменением свойств ламинарного вихревого ядра. В [4] представлены результаты визуализации быстропотекающих процессов в ядре вихревого кольца и показано, что в вихревом кольце могут поддерживаться регулярные колебания ядра.

С точки зрения идеальной жидкости вихревое кольцо представляет собой сложную колебательную систему, характеризуемую бесконечным дискретным спектром собственных колебаний [5]. В слабосжимаемой жидкости такие колебания ядра вихря должны сопровождаться гармоническим излучением, которое для различных семейств колебаний легко вычислить, зная динамику вихревого поля [6].

На основании этих результатов казалось вполне очевидным представлять себе механизм появления пика в спектре следующим образом: в вихревом ядре возбуждена какая-то мода, которая и обеспечивает основное излучение на фоне более слабого широкополосного излучения окружающей ядро турбулентности. Усреднение по ансамблю должно приводить тогда к выделению полезной части сигнала за счет сглаживания случайной составляющей [1]. При таком подходе ширина пика объяснялась бы просто разбросом исходных свойств попадаемых в усредняемый ансамбль вихревых колец. Оказалось, однако, что такая упрощенная ситуация не имеет места.

В первой части настоящей работы рассмотрена возможность сопоставления

результатов акустического эксперимента с выводами теории, основанной на идеальной модели вихревого кольца. Для этой цели прежде всего необходимо было установить ту моду, которая может быть ответственна за излучение, поскольку звуковое поле для мод различных семейств функционально по-разному связано с характерными параметрами задачи [8]. Сравнение характерной частоты пика с теоретически предсказанными собственными частотами различных мод колебаний показало, что наиболее вероятными звукообразующими пульсациями, проявляющимися в данном эксперименте, являются кельвиновские (быстрые) моды. С другой стороны, измеренное среднеквадратичное значение звукового давления оказалось затруднительно сопоставить с некоторыми данными визуализации, поскольку этому значению амплитуды давления должна соответствовать ничтожно малая амплитуда пульсаций ядра вихря.

Во второй части работы исследуются отдельные реализации. Полученные результаты оказались довольно неожиданными. С одной стороны, рассматривая временную зависимость сигнала в каждой реализации, удалось показать, что амплитуда колебаний ядра на самом деле более чем на порядок должна превосходить величину, предсказываемую из анализа осредненного спектра (это значение амплитуды, по-видимому, согласуется с данными визуализации). С другой стороны, анализ отдельных временных реализаций показал, что механизм излучения звука вихревым может быть намного сложнее, чем представлялось ранее.

Вихревые кольца, исследуемые в [1] и в настоящей работе, создавались в акустической заглушенной камере ($10 \times 5 \times 4$ м³) с помощью поршневого генератора вихрей с диаметром сопла $d = 4$ см и начальной скоростью выдуваемой струи $V_0 \approx 25$ м/с (соответствующее число Рейнольдса $Re = V_0 d / \nu = 6,8 \times 10^4$). Шум кольца определялся по осредненному спектру в серии отобранных 12 реализаций, задержанных от момента запуска кольца на 220 мс (что соответствует участку траектории, удаленному на расстояние $x = 2$ м от среза сопла, рис. 2), и проявлялся в заметном подъеме спектра в узкой полосе частот ($\Delta\omega \approx 300$ Гц) с максимумом пика вблизи частоты $\omega \approx 1200$ Гц (рис. 1). Усреднение спектров проводилось на анализаторе ВК2034.

На рис. 3 представлено изменение поступательной скорости вихревого кольца в данном эксперименте при его движении по траектории. Значение скорости получалось сглаживанием и последующей обработкой данных, представленных в [1]. В момент регистрации шума скорость кольца составляла 8 м/с (± 1 м/с).

Мгновенные фотографии ядра вихревого кольца, полученные в [2], дают представление о геометрических размерах R , a и о возможной величине возмущений ϵ , наложенных на ядро. На рис. 4 представлены фотографии вихревого кольца на исследуемом участке траектории. Для определения линейных размеров наиболее удобны результаты визуализации добавками гелия, поскольку на отдельных участках фотографии видна граница ламинарного ядра, не замаскированного турбулентностью в «атмосфере». Измерения дают: $R = 3,5$ см, $\mu = a/R \approx 0,12$.

Таким образом, для каждого вихревого кольца можно измерить амплитуду звукового давления P_0 , скорость поступательного движения V , радиус R и малый радиус сечения ядра a (или в безразмерном виде $\mu = a/R$).

Рассмотрим теперь идеальную модель вихревого кольца с простейшим законом

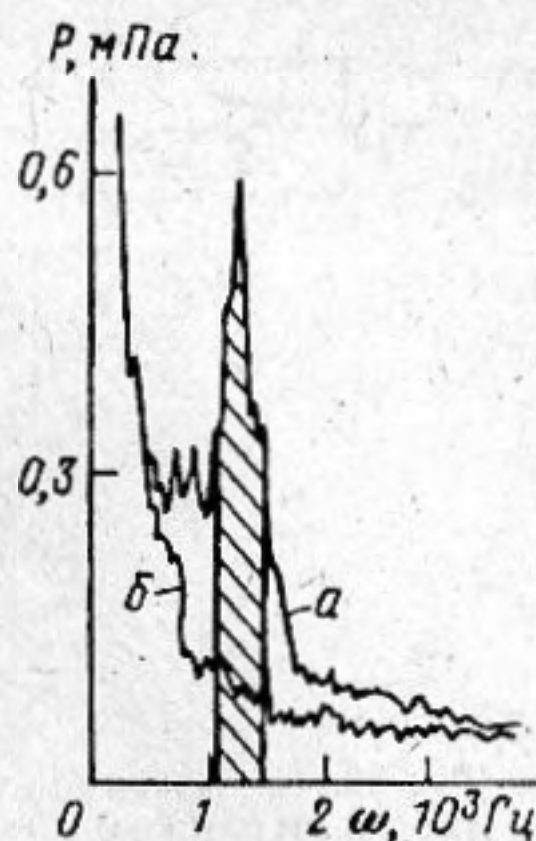


Рис. 1. Усредненный спектр звукового давления: *а* — с кольцом, *б* — без кольца. $\omega_0 = 1200$ Гц. Суммарная мощность в заштрихованной полосе $P = 0,9$ мПа

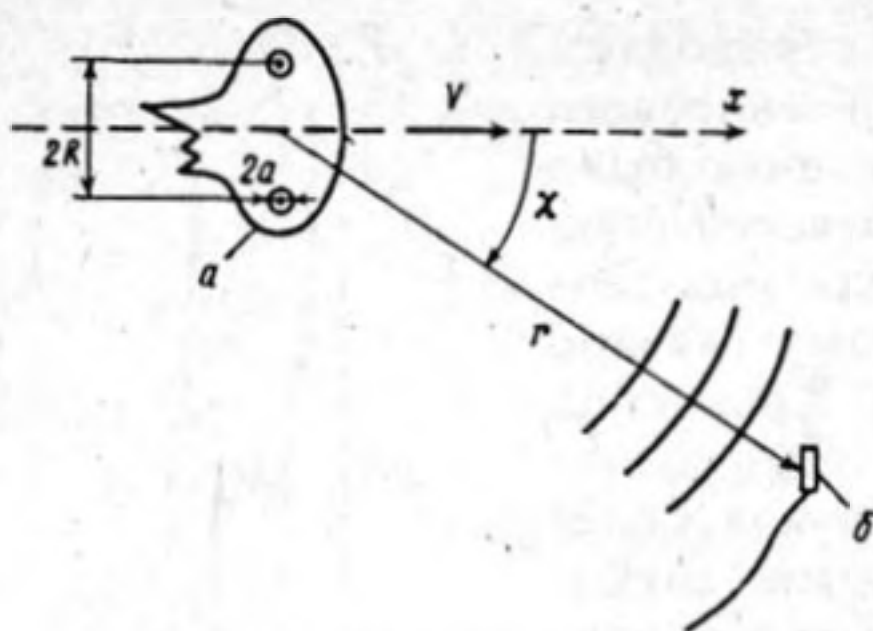


Рис. 2

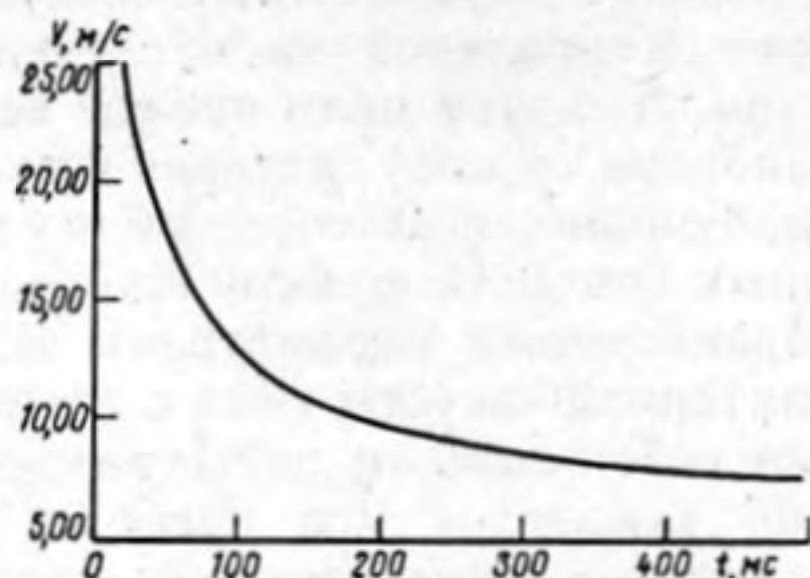


Рис. 3

Рис. 2. Вихревое кольцо в заглушенной камере: *a* — вихревое кольцо, *б* — микрофон

Рис. 3. Изменение поступательной скорости при движении вихревого кольца. — Усреднение по ансамблю из 30 реализаций. Разброс данных ~ 1 м/с

распределения завихренности Ω_0 по сечению ядра. Для тонкого вихревого кольца ($\mu \ll 1$) колебания ядра разделяются на характерные семейства с собственными частотами различных масштабов.

Кельвиновские (быстрые) моды (рис. 5, *a*) представляют собой такие колебания ядра [9], при которых каждое сечение одинаково деформировано, и эти деформации вращаются с частотой $\omega_m = \Omega_0(m-1)/2$. Изгибные (наиболее медленные) колебания (рис. 5, *б*) представляют собой колебания средней линии вихревого кольца [10] с частотой $\omega_n = (n/4) \sqrt{n^2 - 1} \Omega_0 \mu^2 \ln \mu$. Бочкообразные колебания (рис. 5, *в*) имеют более сложную структуру [5] и в главном приближении представляют собой последовательную череду бочкообразного и изгибного смещения границы вихря с частотой $\omega'_n = (\Omega_0 n / x_n) \mu$, где x_n — нули функции Бесселя $r_0(x)$.

Проанализируем, с какими модами колебаний может быть связан пик в спектре излучения (рис. 1). Сопоставим реальному вихревому кольцу с параметрами $R = 3,5 \cdot 10^{-2}$ м, $V = 8$ м/с идеальную модель. Для этого выразим собственные частоты каждого колебания через измеряемые в эксперименте величины V , R и μ , используя известное выражение $V = \Omega_0 a \mu / 4 (\ln 8/\mu - 1/4)$.

Характерная частота «звучащих» мод при фиксированных V и R в зависимости от безразмерного параметра μ для каждого семейства колебаний изображена на рис. 6. Штриховой линией отмечена частота пика $\mu_0 \approx 1200$ Гц.

Очевидно, изгибные моды должны быть сразу исключены из рассмотрения, поскольку соответствующая им кривая вообще не пересекается со штриховой линией. Если бы излучение было связано с бочкообразными модами, то соответствующие вихревые кольца должны были бы быть слишком тонкими ($\mu \approx 0,05$), что противоречит данным визуализации. Поэтому бочкообразные моды также должны быть исключены. Для кельвиновских мод величина μ имеет приемлемое значение $\mu \approx 0,12$ (см. рис. 4), поэтому кельвиновские моды можно считать наиболее вероятными звукообразующими пульсациями в данном случае.

После того как определена излучающая мода, можно попытаться сопоставить соответствующую ей формулу для излучения с данными акустического эксперимента. Для осесимметричной кельвиновской моды имеем [9]

$$P = \epsilon \rho \frac{\sigma^2 \Omega_0^2}{2^7 \pi c_0^2 r \mu} \frac{1}{\mu} (3 \cos^2 \chi - 1),$$

где r — расстояние до микрофона (рис. 2), c_0 — скорость звука, ρ — плотность. В этой формуле неизвестной оказывается только амплитуда возмущений ϵ .

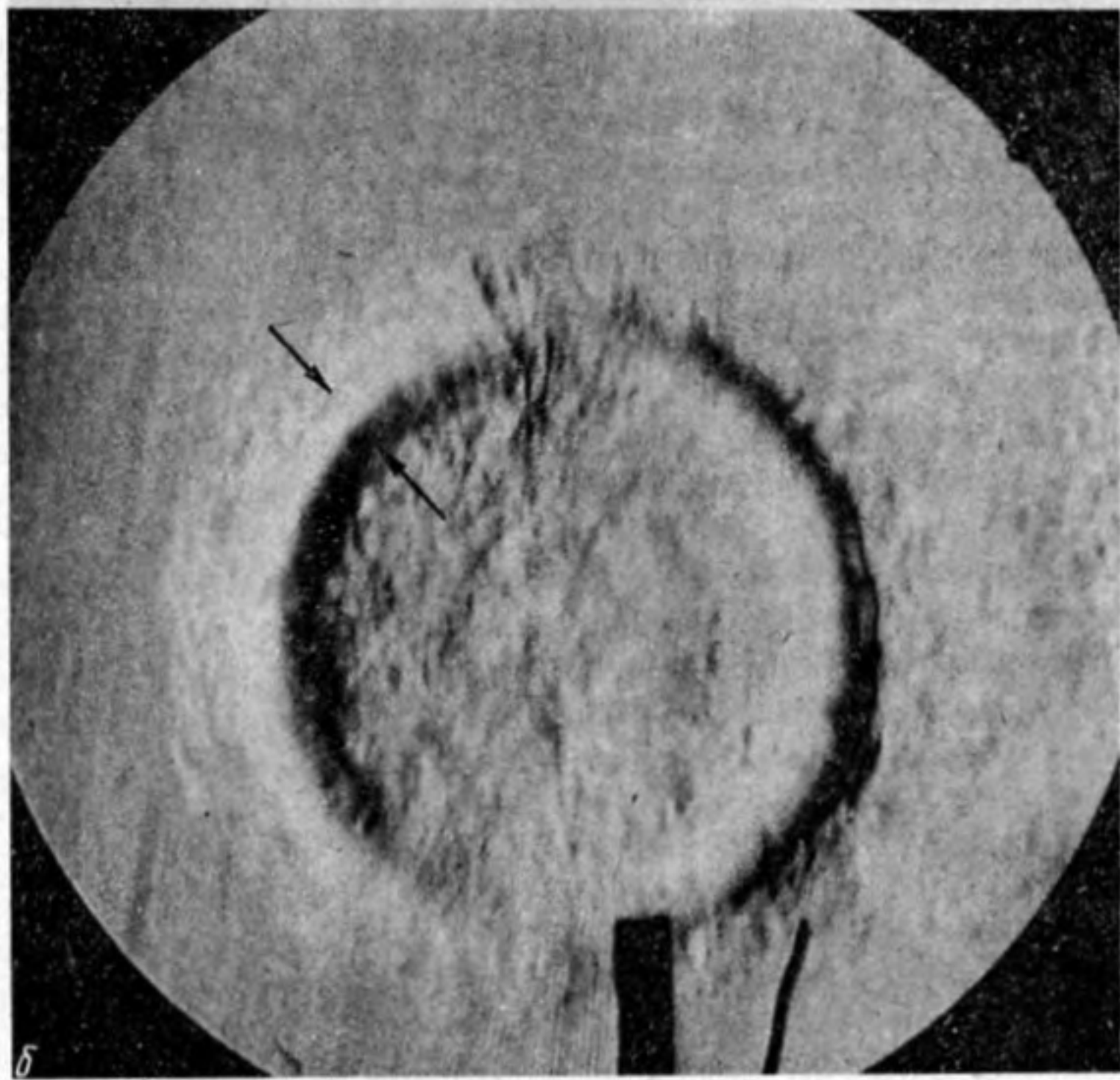
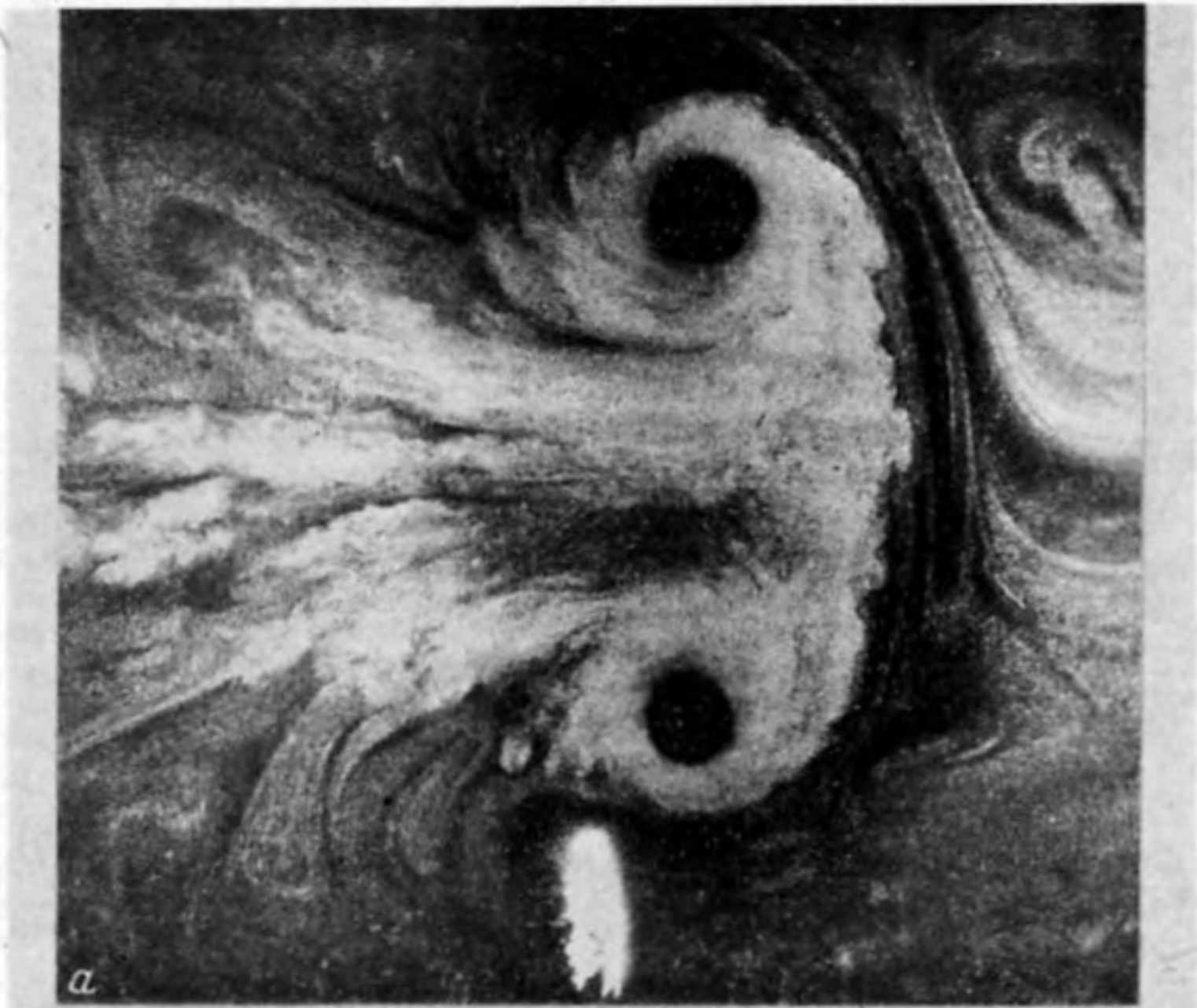


Рис. 4. Фотографии вихревого кольца: *a* — сечение дымового кольца — вид сбоку (лазерный нож),
б — вихревое кольцо с добавками гелия — вид спереди, $\mu \approx 0,12$

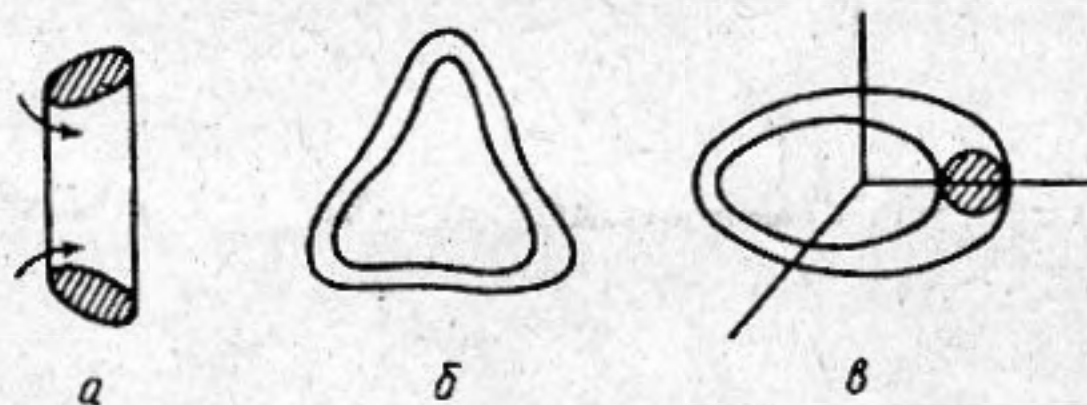


Рис. 5

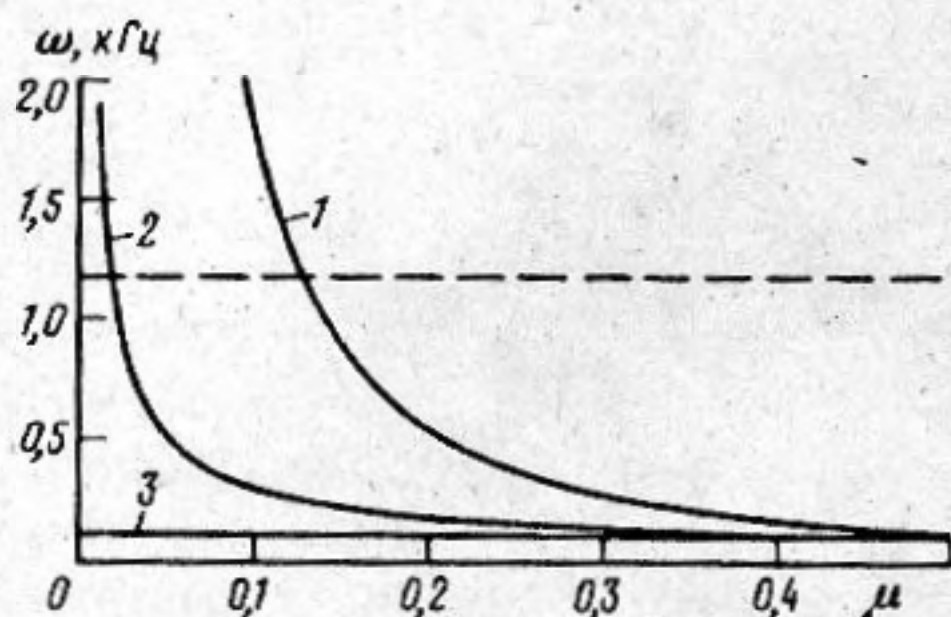


Рис. 6

Рис. 5. Формы колебаний ядра вихревого кольца: а — кельвиновская мода ($m = 2$), б — изгибная мода ($n = 3$), в — бочкообразная мода ($n = 1$)
Рис. 6. Частоты излучающих мод для вихревого кольца с параметрами $V = 8$ м/с, $R = 3,5 \cdot 10^{-2}$ м. 1 — кельвиновская мода ($m = 2$), 2 — бочкообразная мода ($n = 2, r = 1$), 3 — изгибная мода ($n = 2$)

Используя для входящих в эту формулу величин значения $P \approx 0,9$ мПа, $R = 3,5 \cdot 10^{-2}$ м, $V = 8$ м/с, $\mu = 0,12$, $r = 2$ м, $\cos \chi = 0,9$, получим для амплитуды возмущений $\varepsilon \approx 0,03$ мм.

Таким образом, средняя амплитуда звукообразующих возмущений, оцененная по спектру на рис. 1, оказывается настолько малой, что ее вряд ли возможно было бы обнаружить на фотографиях. В то же время результаты визуализации дают более оптимистичное значение для амплитуды деформации ядра. При этом не только результаты дымовой визуализации (которые не очень надежны и могут давать завышенные значения для амплитуды колебаний за счет случайных флуктуаций плотности дыма), но и результаты визуализации добавками гелия демонстрировали вполне заметное отклонение. Это особенно ярко проявилось в смонтированном по результатам высокоскоростной кино-регистрации ($\eta = 10^4$ кадров/с) фильме, демонстрирующем три периода колебаний ядра. Такое заметное несоответствие результатов акустического эксперимента и визуализации может быть понято из анализа однократных реализаций.

Если исходить из модели шума вихревого кольца как смеси квазидискретной составляющей со случайным шумом, то для выделения полезного сигнала необходимо или использовать усреднение по ансамблю реализаций (рис. 1), или в каждой отдельной реализации уменьшить ширину полосы пропускания [7]. Рассмотрим, каковы возможности исследования отдельных реализаций.

Как отмечалось выше, для спектрального анализа использовались реализации длиной $T = 31,2$ мс. К сожалению, нестационарность исследуемого процесса, связанная со сползанием пика при движении вихревого кольца по траектории (рис. 7), не позволяет уменьшать ширину полосы пропускания Δf ниже определенного предела.

Минимальная величина Δf может быть выбрана из следующих соображений. С одной стороны, длина анализируемого участка временной реализации T должна существенно превосходить характерный период исследуемых колебаний $T_0 = 1/\omega_0$, с другой — чем меньше T , тем меньше неопределенность в частоте $\Delta \omega$, связанная со сползанием несущей частоты пика. Очевидно, делать ширину полосы пропускания Δf существенно меньше величины неопределенности $\Delta \omega$ не

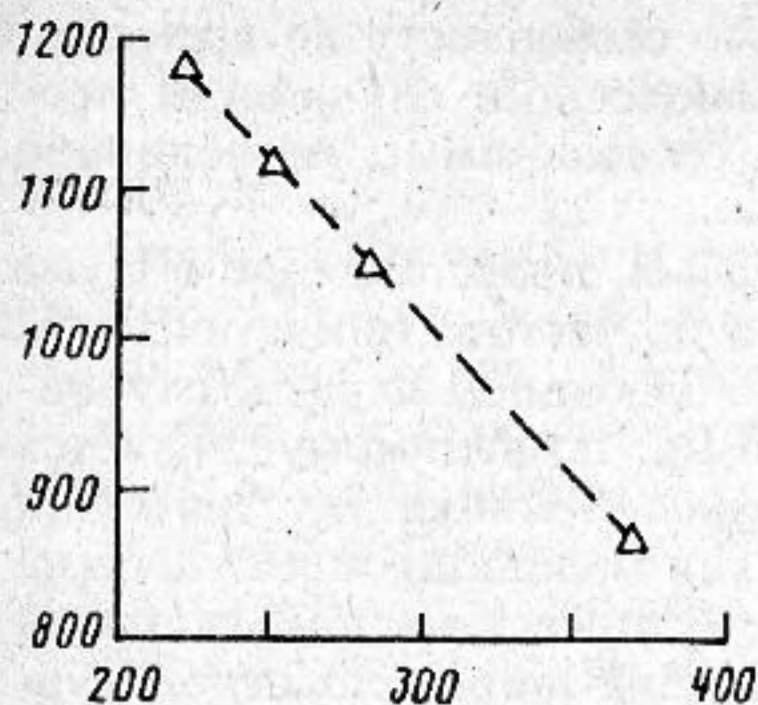


Рис. 7

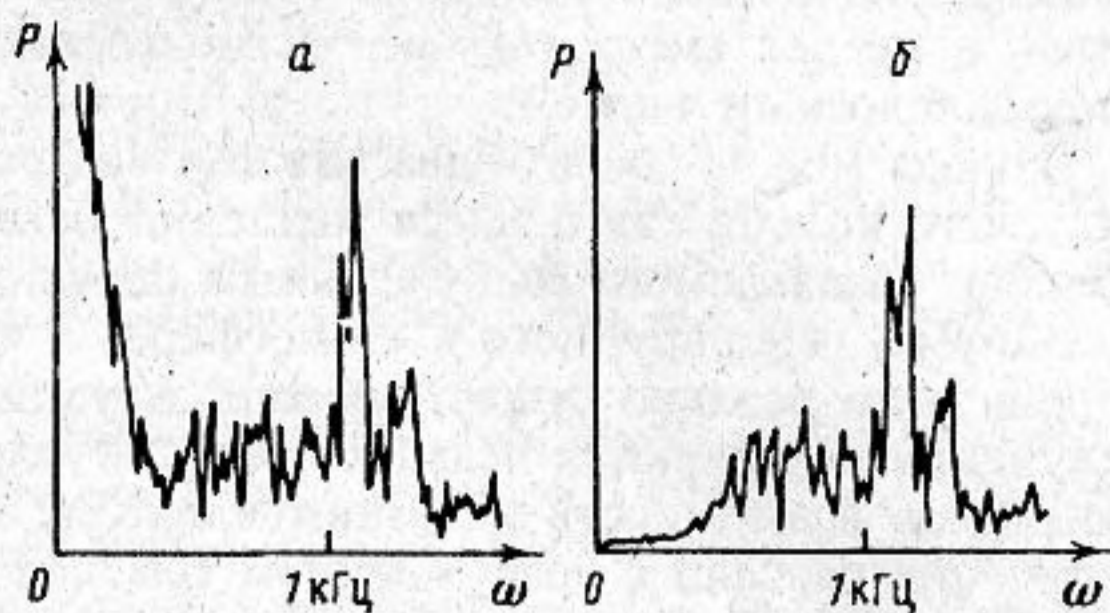


Рис. 8

Рис. 7. Изменение средней частоты пика по результатам работы [1]

Рис. 8. Спектры звукового давления отдельных реализаций: а — без фильтра, б — после фильтра

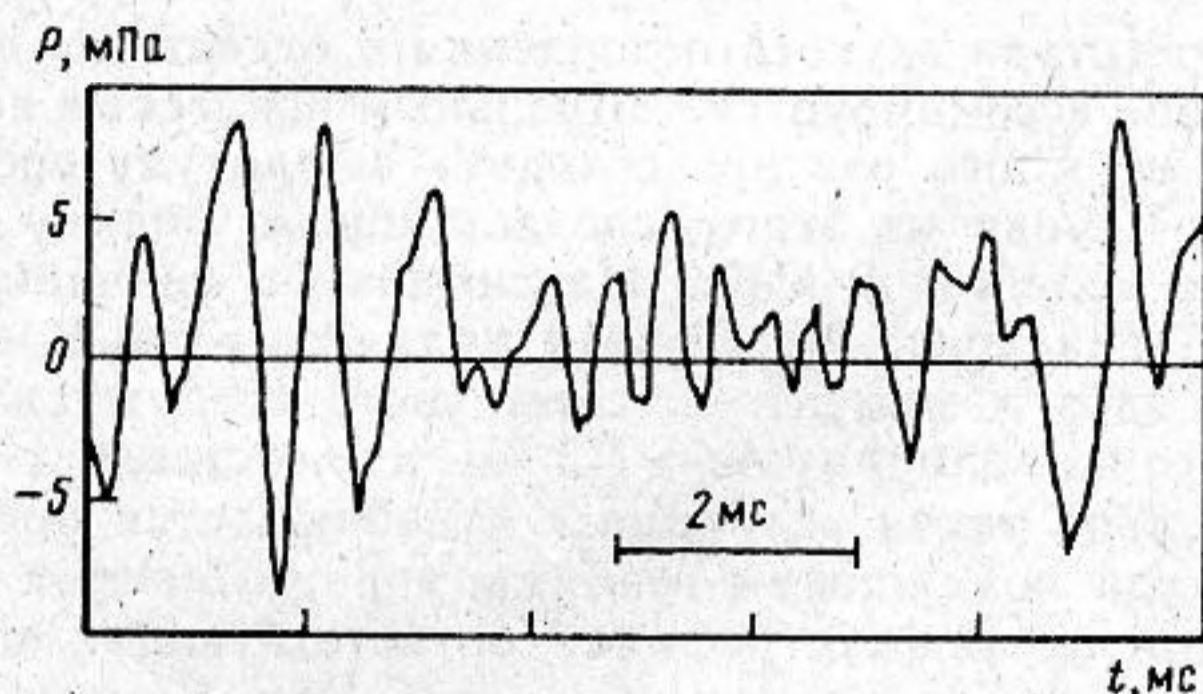


Рис. 9. Временная зависимость отфильтрованного акустического сигнала, создаваемого вихревым кольцом. Интервал времени 214—224 мс с момента запуска кольца

имеет смысла. В данном случае, как это следует из рис. 7, при длине анализируемого временного отрезка в 31,2 мс ($T/T_0 = 25$) неопределенность в частоте составляет $\Delta\omega \approx 60$ Гц, т. е. используемые параметры шкалы анализатора ВК 2034 $T = 31,2$ мс, $\Delta f = 32$ Гц близки к оптимальным. Тем не менее отношение полезного сигнала к шуму остается малым, поэтому использование однократных спектров без предварительного накопления и усреднения по ансамблю реализаций затруднительно.

Рассмотрим теперь временную зависимость сигнала. Непосредственное использование реализации невозможно по причине многократно превосходящих полезный сигнал низкочастотных помех от 0 до 200 Гц, связанных со структурным шумом самой камеры. Для устранения этого шума, возбуждаемого в камере в момент запуска кольца, записанный на магнитофон SONY KS-616 сигнал при обработке пропускался сначала через аналоговый фильтр RFT 01013, отсекающий частоты от 0 до 300 Гц (рис. 8). Оказалось, что временная зависимость отфильтрованного сигнала дает новое и весьма неожиданное представление о структуре анализируемого процесса: звуковое поле вихревого кольца не представляет собой плавно меняющейся по частоте синусоиды, маскируемой сильным случайным полем.

Из рис. 9 видно, что временная реализация шума вихревого кольца представляет собой хорошо выраженные участки сигнала большой амплитуды и приближенно синусоидальной формы (цуги волн), перемежающиеся случайным образом отрезками с малой амплитудой и нерегулярной формой. Колебания синусоидальной формы в разных цугах имеют небольшую по величине случайную

разницу в частоте и не связаны по фазе. Отмеченные особенности во временной зависимости сигнала являются типичными для узкополосного случайного процесса, а не для смеси гармонической составляющей со сравнимым по величине широкополосным шумом.

Отсюда можно сделать два важных вывода. Во-первых, представление о шуме вихревого кольца как о смеси медленно меняющегося по частоте гармонического сигнала, создаваемого возбужденным первоначально колебанием ядра, и случайного шума, генерируемого в «атмосфере» и следе кольца, по-видимому, является упрощением реально существующей ситуации. Эти два источника акустического излучения не являются независимыми, и теоретическая модель процесса должна учитывать возможность их взаимовлияния. По нашему представлению, картина излучения связана с возбуждением собственных мод ядра широкополосной турбулентностью. В этом случае несущая частота пика в спектре сигнала будет соответствовать собственной частоте наиболее эффективно возбуждаемого и излучающего колебаний, а ширина пика будет определяться добротностью вихревого кольца как колебательной системы (аналогично возбуждению осциллятора белым шумом).

Во-вторых, амплитуда звукового давления в отдельных цугах (а именно цуг в звуковом поле ассоциируется с отдельным всплеском колебаний ядра), очевидно, может во много раз превосходить амплитуду средней по реализации величины. Исходя из этого, сделаем новую оценку для амплитуды звукообразующих колебаний ядра. Максимальное значение давления составляет $P_{\max} = 8$ мПа (рис. 9). Отсюда получим $\varepsilon \approx 0,3$ мм, т. е. малый диаметр сечения ядра в момент максимального возбуждения может отличаться от большого на величину $4\varepsilon \approx 1,2$ мм, что составляет $\sim 15\%$ диаметра ядра. Приблизительно такая величина ε и наблюдается при визуализации. Заметная амплитуда возмущений границы ядра, очевидно, должна проявляться лишь на отдельных фотографиях, соответствующих моменту сильного возбуждения ядра.

Таким образом, данные трех различных экспериментов (измерение звукового поля, измерение скорости вихря и визуализации) находятся в достаточно хорошем соответствии друг с другом. Эти данные не опровергают, а, скорее, подтверждают ту точку зрения, что излучение звука турбулентным вихревым кольцом связано с когерентными колебаниями всего ядра вихря, хотя в настоящий момент механизм возбуждения этих колебаний не до конца ясен.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайцев М. Ю., Копьев В. Ф., Мушин А. Г., Потокин А. А. Излучение звука турбулентным вихревым кольцом//Докл. АН СССР. 1990. Т. 312. № 5. С. 1080—1083.
2. Владимиров В. А., Тарасов В. Ф. Структура турбулентности вблизи ядра кольцевого вихря//Докл. АН СССР. 1979. Т. 245. № 6. С. 1325—1328.
3. Maxworthy T. Some experimental studies of vortex rings//J. Fluid Mech. 1977. V. 81. P. 465—489.
4. Копьев В. Ф., Зайцев М. Ю., Рыбаков В. И. и др. Техника и методика визуализации и высокоскоростной кинорегистрации нестационарных процессов в ядре турбулентного вихревого кольца//Сиб. физ.-техн. журн. 1992. № 2. С. 54—61.
5. Копьев В. Ф., Чернышев С. А. Малые возмущения стационарных вихрей//Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 5. С. 99—109.
6. Möhring W. On vortex sound at low Mach number//J. Fluid Mech. 1978. V. 85. P. 685—691.
7. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. 540 с.
8. Kopev V. F. On the acoustic radiation nature of a turbulent vortex ring//DGLR/ALAA paper N92-02-057.
9. Копьев В. Ф., Леонтьев Е. А. Излучение и рассеяние звука вихревым кольцом//Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 3. С. 83—95.
10. Widnall S. E., Sullivan Y. P. On the stability of vortex rings//Proc. Roy. Soc. L. 1973. V. 332A. № 1590. P. 335—353.

M. Yu. Zaitsev, V. F. Kop'ev

ON MECHANISM OF SOUND RADIATION
BY A TURBULENT VORTEX RING

Experimental investigation of vortex ring noise carried out recently in an anechoic chamber have shown the presence of a narrow peak in averaged spectra in the vicinity of the frequency $f = 1200$ Hz, which has had the width of 200 Hz. Separate realizations recorded previously on a tape-recorder have been used for averaging. The major questions are: what is the mechanism of the narrow peak rise and what is the reason for such peak width?

The results of this research confirms that oscillation modes have been directly related to a real ring noise, but it turns out that the radiation mechanism must be much more complex than it has been expected.

It is demonstrated that the signal structure in time represents randomly intermittent parts with large amplitudes and approximately sinusoidal form and the parts with small amplitudes and nonuniform forms that is inherent for random narrow-band processes. Thus, it follows that the peak width in an averaged signal is the consequence of the investigated process itself and is not connected with differences between separate realizations which fall into the ensemble being averaged, i. e. the mechanism of vortex ring sound generation is probably connected with interaction between vortex core modes and turbulence near the core.