АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XX 1974 Вып. 1

УДК 534.222.2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ, СТРУКТУРЫ И КИНЕМАТИКИ ДВИЖЕНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ

Н. Г. Семенова

Исследовано образование и движение гидродинамического вихря в поле звуковой волны. Показано, что вихрь образуется на определенных расстояниях от излучателя. Получены полуэмпирические формулы, удовлетворительно описывающие наблюдаемые явления. Предлагается и обосновывается гидродинамическая модель акустического течения.

Интерес к структуре, кинематике и динамике движения гидродинамических вихрей, в частности кольцевых, возросший за последнее время [1, 2], побудил нас описать некоторые ранее полученные результаты по вопросу о развитии и движении гидродинамических вихрей, возникающих в звуковом поле.

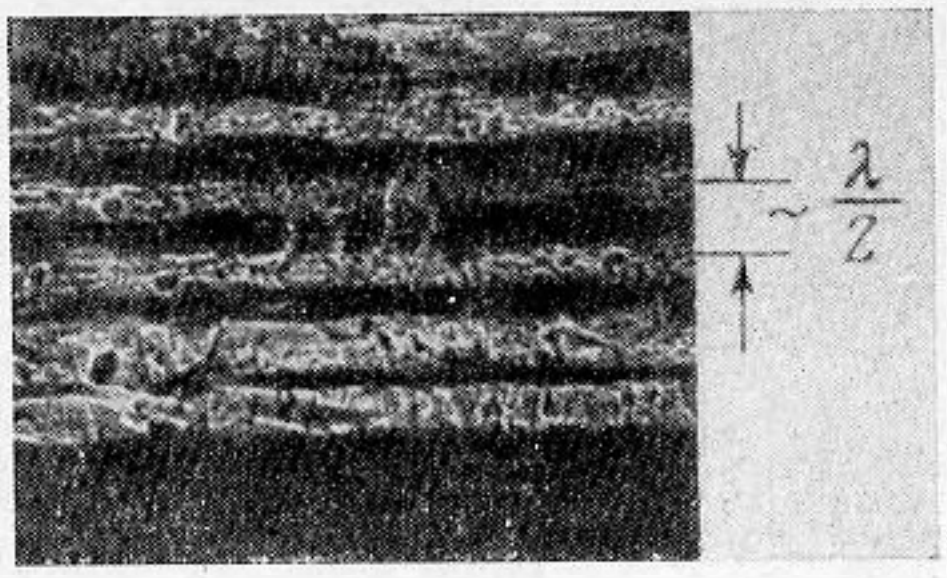
Ниже описываются результаты экспериментального исследования структуры и движения быстрых акустических крупномасштабных течений * в стационарном и нестационарном режимах. Исследование проводилось методом светорассеивающих частиц. Экспериментальная установка типична для такого рода исследований и подробно описана в работе [4]. Экспериментальный сосуд прямоугольного сечения имел размеры 500×750×2000 *мм*. Излучатель звука представлял собой пьезокерамический диск диаметром 18 *мм*, колеблющийся по толщине на частоте 1,3 *Мгц*. Амплитуда колебательной скорости была порядка единиц *см/сек*. В качестве светорассеивающих частиц использовались частицы зубного порошка размерами менее 20 *мк*, взвешенные в исследуемой жидкой среде.

В установившемся режиме в среде, слабо поглощающей звук, течение представляет собой струю, текущую от излучателя звука до противоположной стенки экспериментального сосуда и возвращающуюся по периферийным областям сосуда. Профиль скоростей в установившемся акустическом течении — струе не является почти прямоугольным как в струе, а «размыт» по краям и более похож на пуазейлевский профиль течения в круглой цилиндрической трубе. Если звук полностью поглощается на расстояниях, меньших длин сосуда, то прямое течение не достигает стенки и область разворота течений наступает раньше. На фиг. 1 показано установившееся акустическое течение (слева направо) в воде, в масштабе 1:1. Кажущееся отсутствие частиц на оси течения есть следствие их большой скорости, что приводит к недостаточной экспозиции фотопленки.

Формирование структуры акустического ветра (нестационарный режим) протекает в три этапа. Первый этап характеризуется тем, что во всем объеме, занятом звуковым пучком, жидкость приходит в движение одновременно. Как указывалось в работе [5], осевые скорости течения u_2

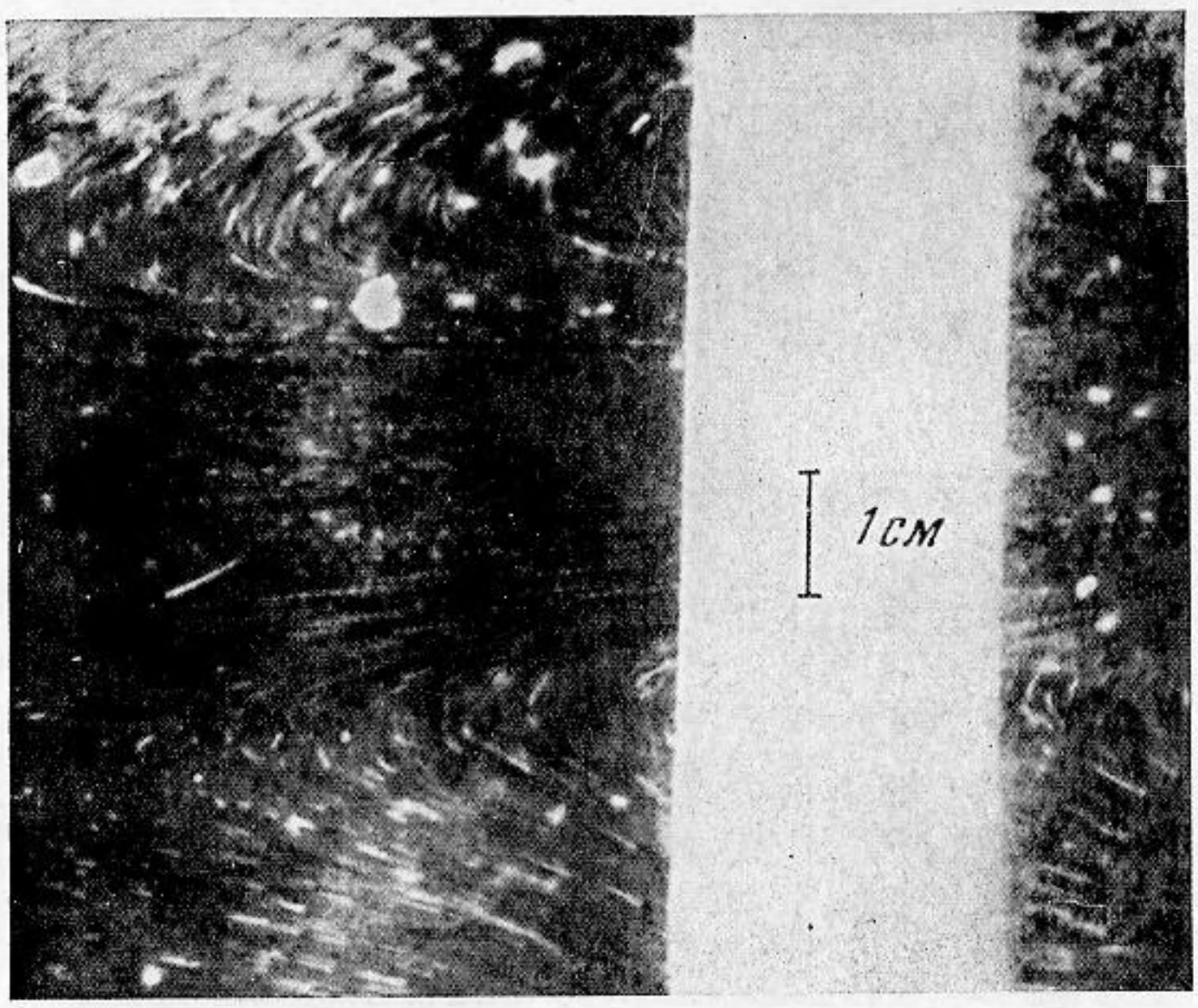
* Акустические течения вызываются объемной силой, обязанной своим происхождением поглощению средой импульса звуковой волны.

К статье О. А. Капустиной, стр. 6

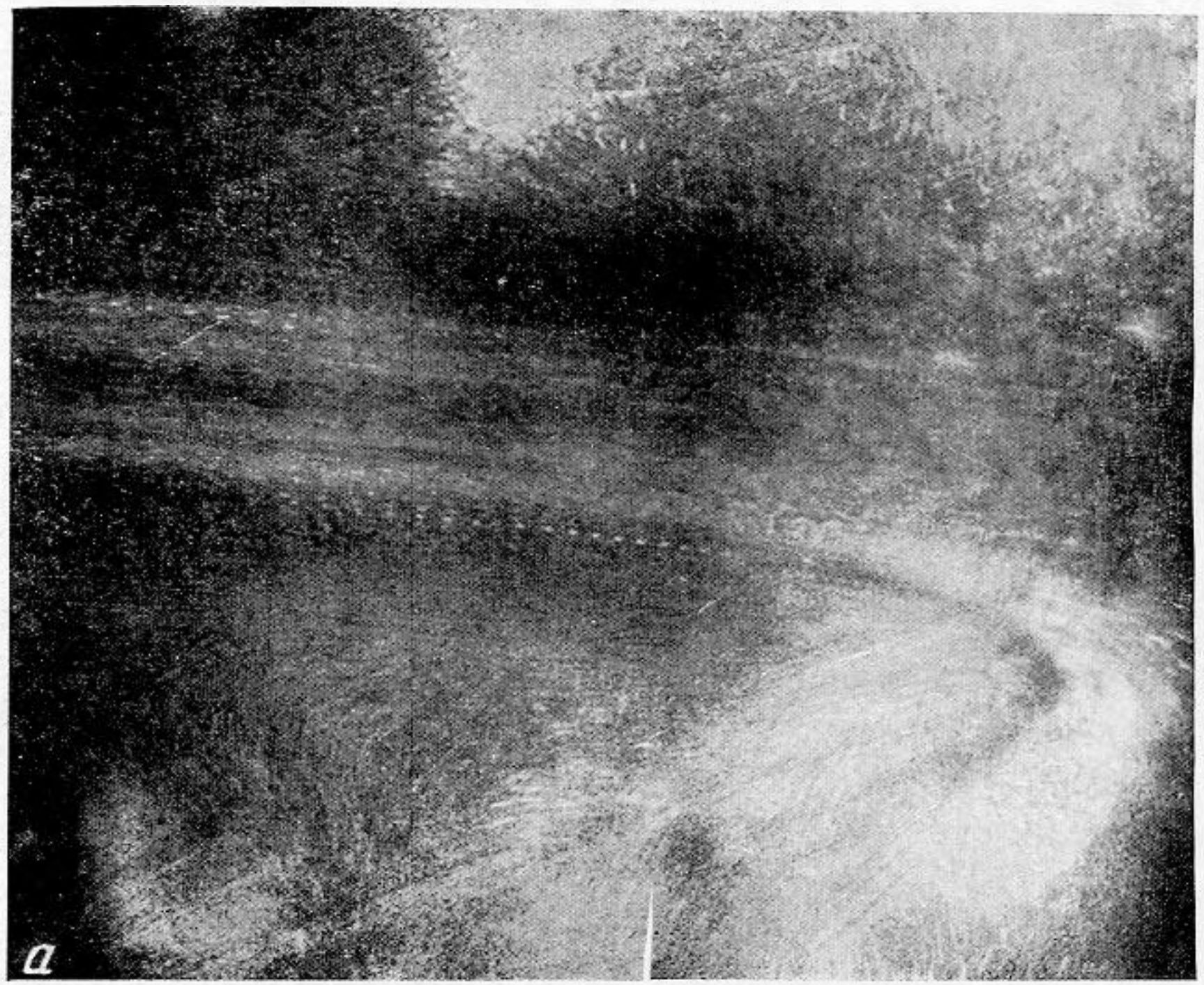


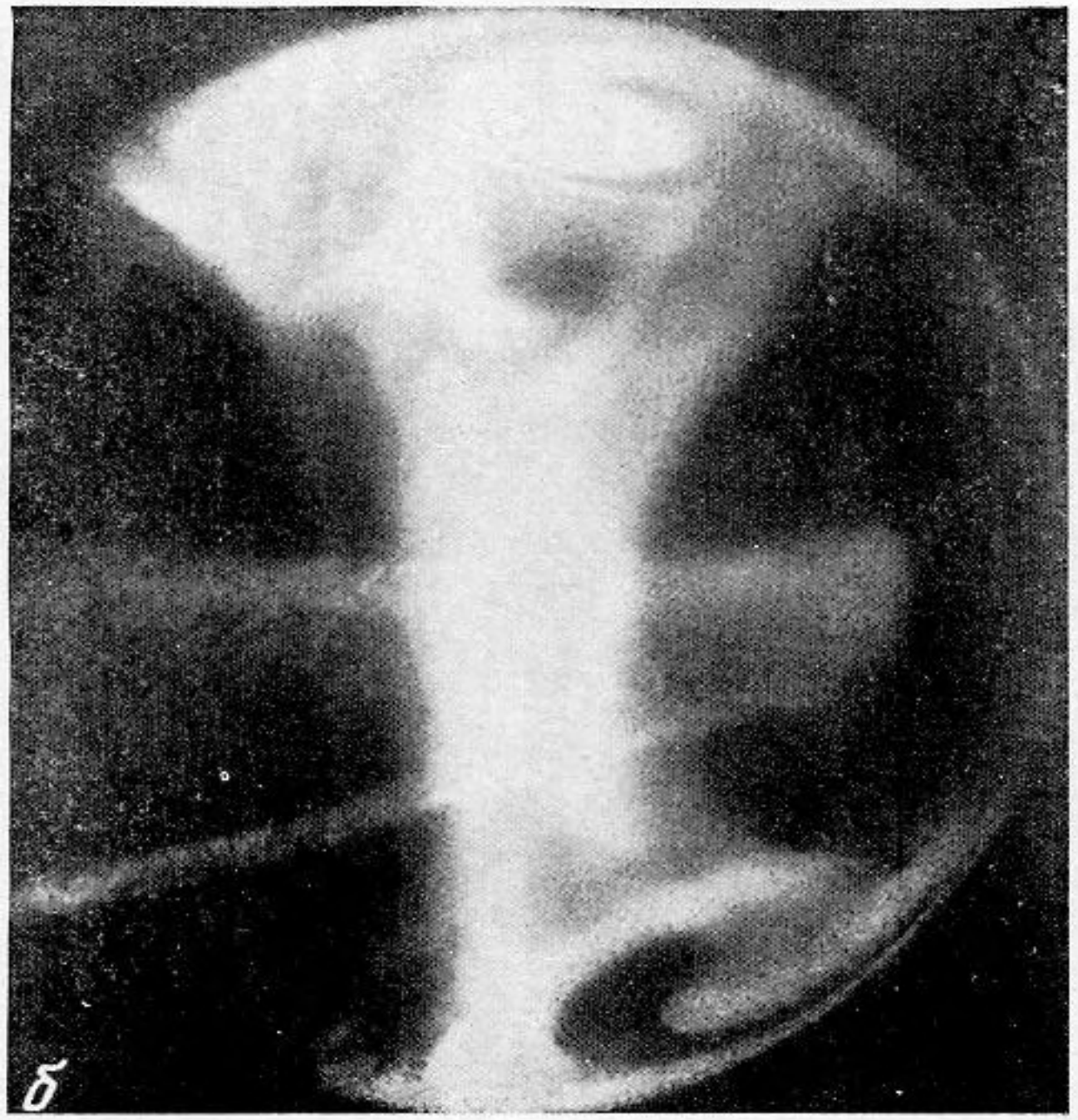
Фиг. 5

К статье Н. Г. Семеновой, к стр. 112



Фиг. 1





Фиг. 2

на этом этапе (назовем его собственно акустическим течением) распределены вдоль струи следующим образом: скорость линейно растет по мере удаления от излучателя, достигает размытого максимума, плавно спадает и очень быстро падает до нуля у стенки сосуда, противоположной излучателю. Второй этап происходит фактически одновременно с первым: из излучателя как бы начинает истекать жидкость со скоростью u_1 (назовем ее скоростью гидродинамического течения). Совокупная скорость u к началу установившегося режима принимает постоянное по времени значение для каждой точки на оси акустического течения. Кроме того, в каждой точке боковой поверхности объема, занятого движущейся жидкостью, наблюдается подток жидкости из периферийных областей в область прямого течения. Эта подтекающая жидкость образует систему вихрей, подобных круговым, которые сохраняются и когда акустическое течение установится.

Третий этап характерен тем, что при взаимодействии течений, образовавшихся на первом и втором этапах, происходит образование характерного грибовидного вихря, который первоначально имеет довольно большую скорость относительно жидкости и сравнительно малый радиус. По мере движения в направлении течения радиус его увеличивается, а скорость падает — вихрь размывается.

На фиг. 2, *а*, *б* показано акустическое течение в нестационарном режиме; *а* — разрез грибовидного вихря по оси течения (масштаб 1:1); *б* — его общий вид (масштаб 3:1). Жидкость и вместе с нею вихрь движутся от излучателя, расположенного слева. Вихрь получен в звуковом поле с частотой 30 *Мгц*, в воде. Из рассмотрения снимков фиг. 2 можно сделать следующие выводы: 1) вихрь есть тело вращения и имеет форму гриба с закрученными внутрь краями; 2) траектории движения частиц в вихре представляют собой спирали; 3) визуализирующие частицы в теле вихря распределены неравномерно; 4) диаметр вихря значительно превышает диаметр течения и звукового пучка.

Снимок 2, *а* был получен при насыщении жидкости в поле съемки визуализирующими частицами и с использованием механического обтюратора. В отличие от него для снимка 2, *б* поле съемки было тщательно очищено от визуализирующих частиц; мелкие частицы, вычертившие контур вихря, были принесены вихрем из области, где он образовался. Фотографирование поля на расстоянии 35 *см* от излучателя производилось фотоаппаратом «Зенит» с телеобъективом Таир-II.

Описанный грибовидный вихрь возникает в звуковом поле на некотором расстоянии от излучателя. Если перед излучателем поместить звукопрозрачный, но водонепроницаемый экран, то окажется, что для формирования вихря опять-таки необходимо некоторое определенное расстояние от экрана. Чем дальше экран от излучателя, тем это расстояние больше.

Если ввести отличающиеся по цвету частицы в сечения звукового луча на различном удалении от излучателя, то после включения звука в определенную точку будут в последовательные моменты времени приходить частицы неодинаковых цветов. Частицы же, визуализирующие вихрь, имеют один и тот же цвет и, следовательно, приходят из одного и того же участка звукового поля. Расстояние этого участка поля от излучателя мы назовем расстоянием формирования фронта течения l_1.

Было установлено, что расстояние l_1 не зависит от абсолютного значения интенсивности звука. Оно зависит от факторов, обусловливающих распределение энергии в звуковом поле: диаметра излучателя, длины звуковой волны, поглощения звука в среде и, в конечном итоге, от отношения интенсивности звука в данной точке поля к интенсивности у поверхности излучателя. Наши эксперименты, проведенные с излучателями разных диаметров (10—60 *мм*), на частотах в диапазоне 1—30 *Мгц*, в жидкостях с разными коэффициентами поглощения ($\alpha/f^2=25\cdot10^{-17}-1700\cdot10^{-17}$ *сек*^{2}/*см*), показали, что расстояние l_1 соответствует расстоянию, на котором интенсивность звука уменьшается приблизительно в 2,7 раза.

Разброс экспериментальных данных относительно этого значения не превышает 10%. Это справедливо при убывании интенсивности звука как вследствие расхождения звукового пучка, так и вследствие поглощения звука в среде.

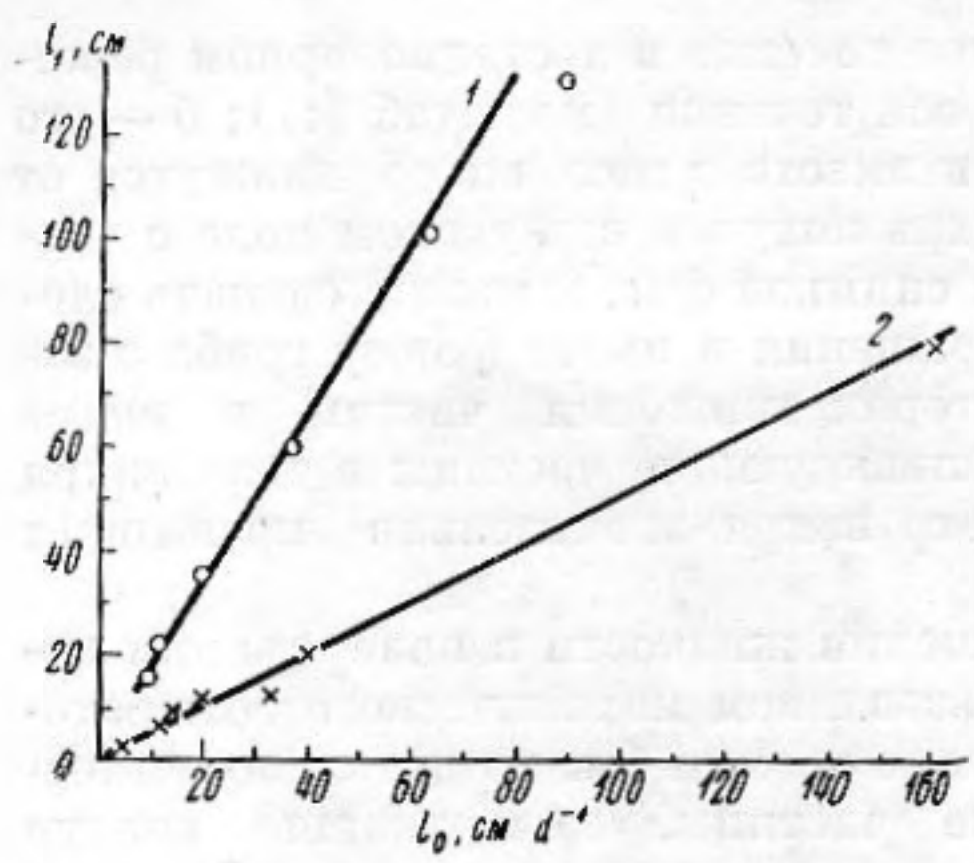
На основании этого экспериментального факта удалось получить связь расстояния формирования течения с геометрическими и энергетическими характеристиками звукового поля. Для сферически расходящейся волны в слабо поглощающей среде

$$l_1 \approx 1{,}65 l_0, \tag{1}$$

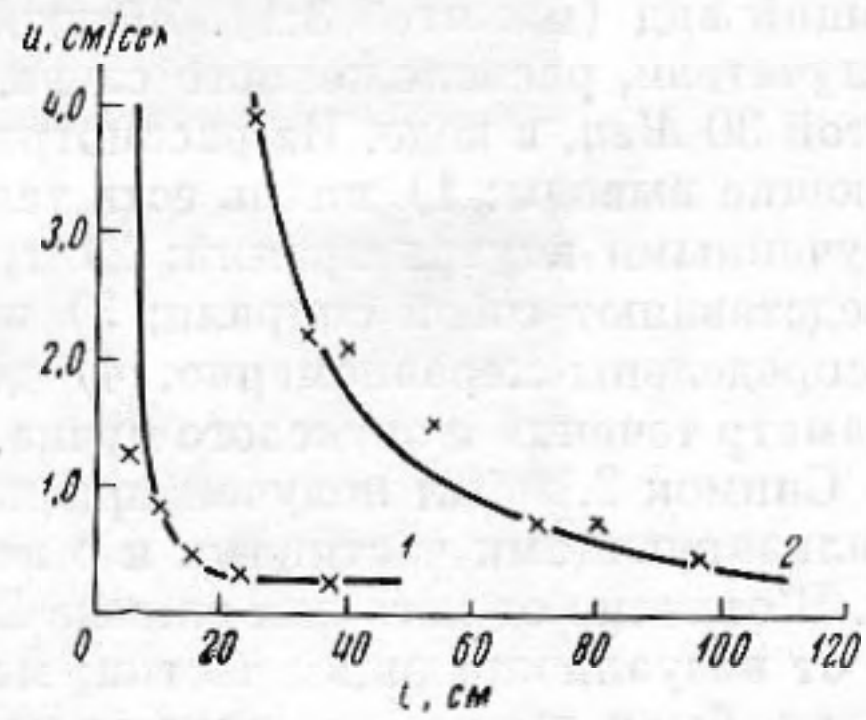
где l_0 — длина ближней зоны, $l_0 = a^2/\lambda$, a — радиус излучателя, λ — длина звуковой волны. Для квазиплоской волны в поглощающей среде

$$l_1 \approx 0{,}5\alpha^{-1}, \tag{2}$$

где α — коэффициент поглощения звука. На фиг. 3 представлены результаты расчетного и экспериментального определения расстояния l_1. Прямая *1* соответствует выражению (1), прямая *2* — выражению (2). Точками и крестиками обозначены экспериментальные данные, полученные в



Фиг. 3



Фиг. 4

десяти различных средах с неслишком большой вязкостью, на разных частотах, с разными диаметрами излучателя. Из фиг. 3 видно, что результаты вычислений по полуэмпирическим выражениям (1) и (2) удовлетворительно совпадают с наблюденными величинами. Для сильно вязких жидкостей эти выражения нуждаются в уточнении, учитывающем торможение потока вязкой средой.

Описываемый вихрь очень похож на вихрь, сопутствующий нестационарному развитию затопленной струи в неподвижной или медленно движущейся среде. На переднем фронте струи или акустического течения в нестационарном режиме в случае их развития в неподвижной или более медленно движущейся среде создаются условия для появления разрыва нормальных составляющих скоростей и роста касательных составляющих и для закручивания первоначально прямолинейных траекторий частиц жидкости в спирали. Образующийся вихрь способствует уменьшению лобового сопротивления затопленного течения любого происхождения, вызванного сосредоточенными или распределенными по объему силами.

Анализ описанных экспериментальных факторов позволил построить кинетическую модель акустического течения. Пусть начальный участок звукового поля, прилежащий к излучателю, имеющий длину l_1, играет роль сопла, из которого выходит затопленная струя. Импульс этой струи, расстояние, которое она проходит, зависят от свойств источника звука и среды. По мере развития струи радиус вихря увеличивается, а скорость

его направленного перемещения падает: в вязкой жидкости количество движения, сосредоточенное в вихре, рассеивается по объему [6]. На фиг. 4 крестиками показаны соответственные экспериментальные результаты. Излучатель расположен при $l=0$, противоположная стенка экспериментального сосуда при $l=150$ *см*; координата центра наблюдаемой области поля $l=20$ *см*. Опыт проводился в воде с кварцевым излучателем диаметром 18 *мм*, на частотах 30 *Мгц* (*1*) и 10 *Мгц* (*2*). Сплошные кривые на фиг. 4 соответствуют расчету по формулам, полученным из следующих соображений. Акустическое течение в точке l на оси излучателя можно представить, как уже говорилось, как совокупность собственно акустического течения u_2, образовавшегося в этой точке за счет поглощения звука, и течения затопленной струи из лежащих ближе к излучателю областей u_1. Воспользуемся для вычисления скорости совокупного течения на бесконечно малом участке dl_n соотношением, предложенным Бай Ши-и [7] для случая ламинарного перемешивания двух равномерных потоков:

$$u=\frac{u_1+u_2}{2}\left[1+\frac{u_1-u_2}{u_1+u_2}\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\xi}e^{-l^2}dl\right]. \tag{3}$$

На каждом последующем участке dl_{n+1} будут смешиваться местный собственно акустический поток со скоростью $u_{2_{n+1}}$ и гидродинамический поток со скоростью $u_{1_{n+1}}=u_n$, т. е. образовавшейся в результате смешения на предыдущем участке. Второй член в скобках выражения (3) представляет собой $k\,\mathrm{erf}\,y$. Если $u_1=u_2$, что соответствует потокам на малом расстоянии от излучателя, то $k\mathrm{erf}\,y=0$ и

$$u=\frac{u_1+u_2}{2}. \tag{4}$$

Если $l\to\infty$, то $\mathrm{erf}\,y\to 1$, т. е. с увеличением l второй член в скобках выражения (3) растет, приближаясь к $\frac{u_1-u_2}{u_1+u_2}$. На больших расстояниях u_2 становится много меньше u_1 из-за спадения интенсивности звука по экспоненциальному закону и закону сферического расхождения. Поэтому, начиная с расстояния, где отношение $\frac{u_1}{u_2}\approx 10$, мы имеем

$$u=u_1/2. \tag{5}$$

Произведя сложение скоростей на каждом участке dl согласно выражениям (4) и (5), мы получим расчетное распределение скорости течения u по длине сосуда l.

Для расчета кривых (*1*) и (*2*) фиг. 4, соответствующих возникновению течения в воде на частотах 10 и 30 *Мгц*, нами было предположено, что скорость собственно акустического течения u_2 изменяется по закону $A\exp(-2\alpha l)$, и что начальная скорость гидродинамического течения у поверхности излучателя равна теоретической скорости не зависящего от координаты течения, вычисленной по известным формулам [8] при максимальном значении интенсивности звука. Вязкостное торможение потока не учитывалось. Более подробно с кинематическим методом расчета скорости акустического течения можно познакомиться в работе [4]. Удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных говорит в пользу предложенной модели акустических крупномасштабных течений.

В заключение отметим, что сходство в движении вихря, полученного акустическим и гидродинамическими путями, а также сведение в ряде случаев акустического течения в целом к движению затопленной струи, наталкивают на мысль о возможности лабораторного моделирования течений в ограниченных сосудах с помощью акустических течений.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бузуков. Особенности образования и движения кольцевых вихрей в воде. Прикл. матем. и техн. физ., 1971, 2, 153.
2. Д. Г. Ахметов, О. П. Кисаров. Гидродинамическая структура кольцевого вихря. Прикл. матем. и техн. физ., 1966, 4, 97.
3. Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. Введение в нелинейную акустику. М., «Наука», 1966.
4. Н. Г. Семенова. Экспериментальное исследование некоторых случаев акустических течений. Канд. дис. М., 1969.
5. Н. Г. Семенова. Экспериментальное исследование процесса установления акустических течений. Сб. VI Всес. акуст. конф., 1968, Б5.
6. Л. И. Седов. Механика сплошной среды, т. 2. М., «Наука», 1970, стр. 305.
7. Бай-Ши-и. Теория струй, М., Изд-во иностр. лит., 1960.
8. А. И. Ивановский. Теоретическое и экспериментальное изучение потоков, вызванных звуком. М., Гидрометеоиздат, 1959.

Ленинградский государственный
университет им. А. А. Жданова
Физический факультет

Поступила
18 декабря 1972 г.