

УДК 533:534.115

ОБ АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ, НАТЕКАЮЩЕЙ НА ПРЕГРАДУ

В. Н. Глазнев

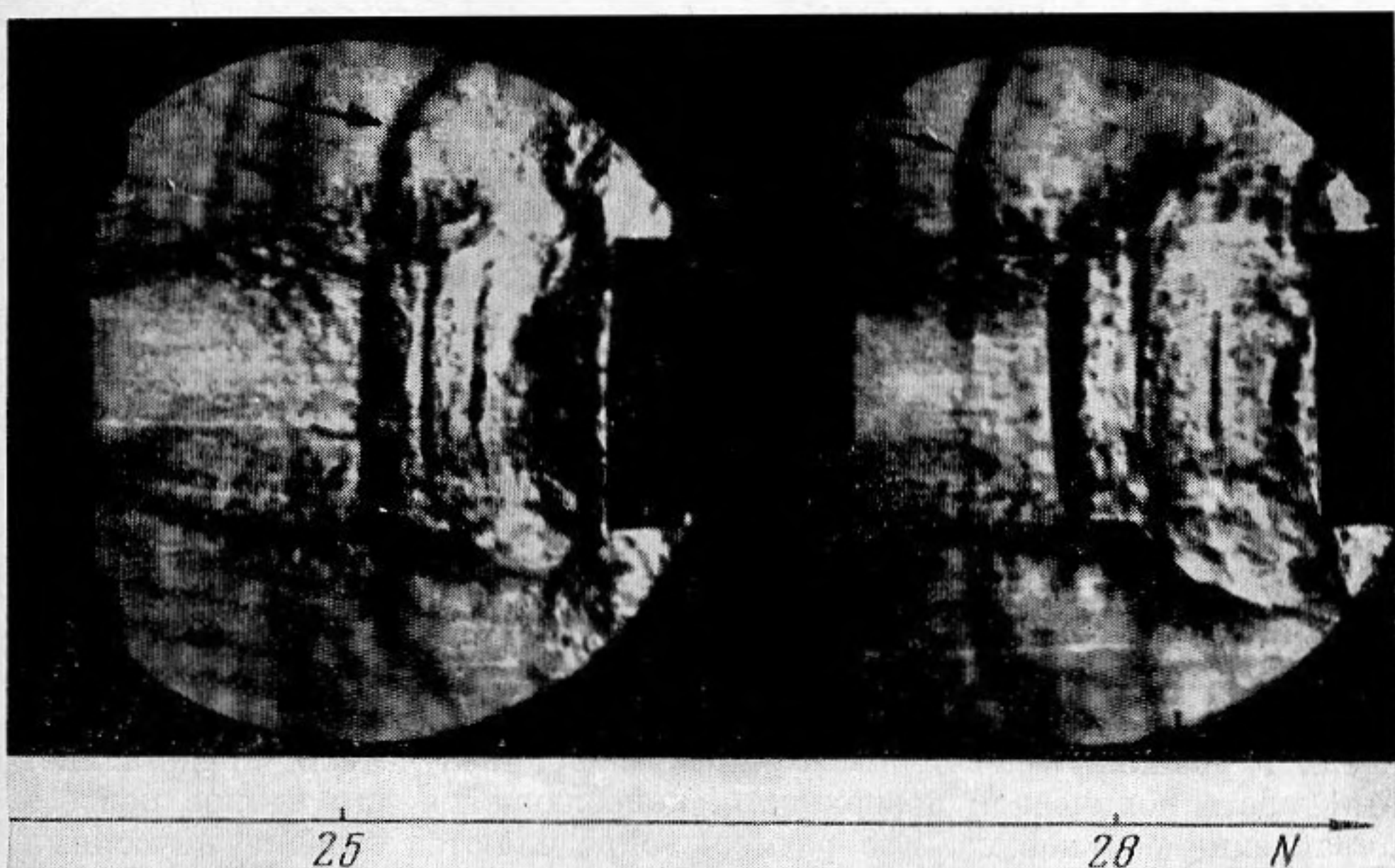
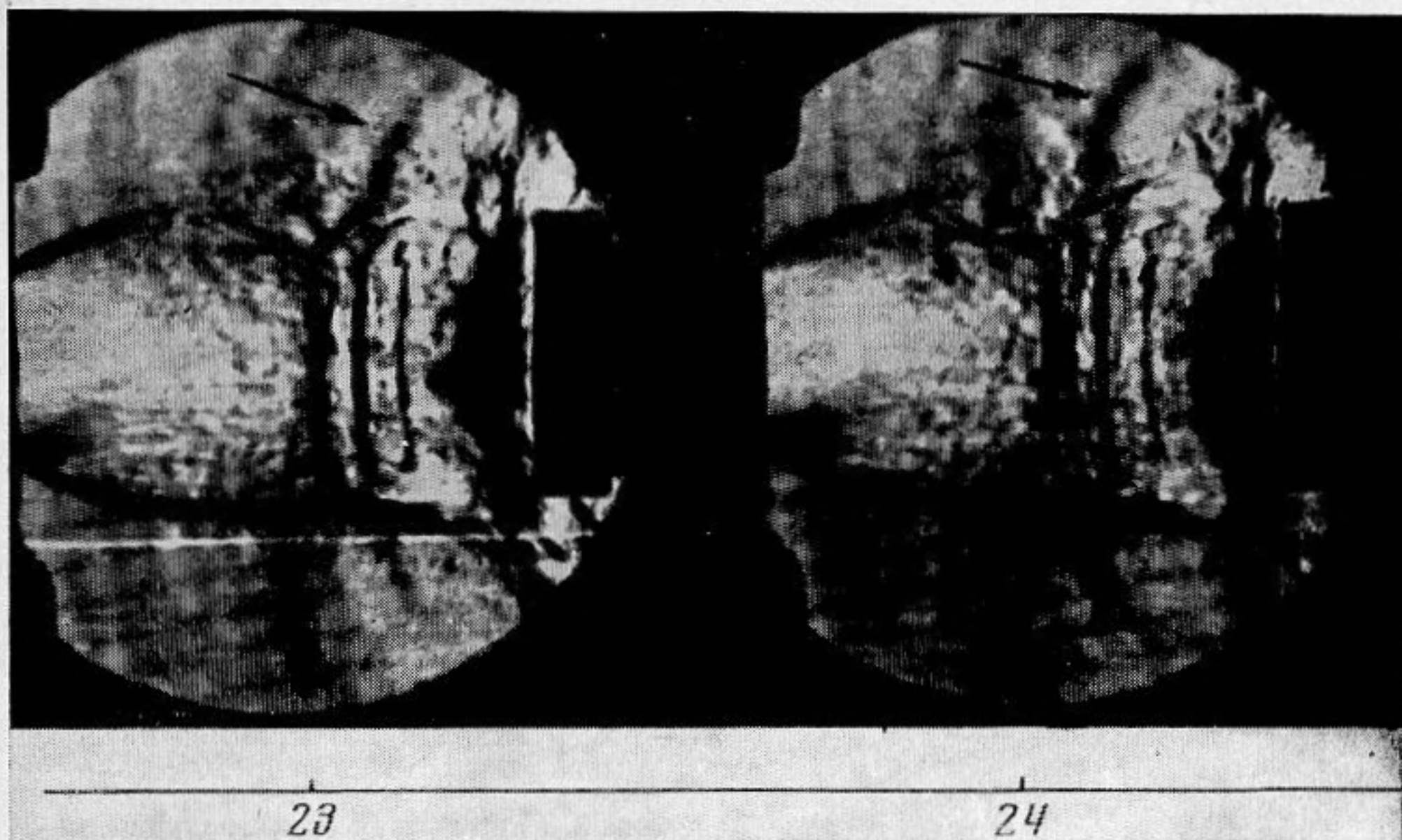
Исследовано акустическое поле сверхзвуковой недорасширенной струи, натекающей на плоскую преграду. На основе экспериментальных наблюдений предложена модель излучателя. Проведено сравнение расчетов характеристик акустического поля, выполненных на ее основе, с результатами эксперимента.

Известно [1], что течение в сверхзвуковой недорасширенной струе, натекающей на плоскую преграду, при определенных условиях становится неустойчивым и сопровождается излучением в окружающее пространство звука высокой интенсивности. Однако ни в работе [1], ни в других известных автору работах не исследована связь структуры акустического поля с источником звука — колеблющейся струей. Восполнение указанного пробела представляется важным с двух точек зрения. С одной стороны, изучение физики процесса излучения звука позволяет улучшить характеристики излучателя, с другой — акустическое поле струи имеет принципиальное значение для понимания механизма генерации звука, как это установлено в работе [2]. Настоящая работа представляет собой попытку связать основные особенности акустического поля с некоторыми характеристиками колеблющейся струи.

Рассмотрим случай, когда в струю вводится плоский отражающий диск — преграда. Для определения положения источника звука используем кинограмму цикла (периода) колебаний, полученную ранее в работе [3] путем визуализации течения методом Тепплера. На фиг. 1 представлено четыре кадра типичной кинограммы процесса. Характеристики режима, при котором она была получена, следующие: число Маха на срезе сопла $M_a=1,55$; нерасчетность $n=2,7$ ($n = \frac{P_a}{P_n}$ где P_a — давле-

ние в струе в плоскости среза сопла, P_n — давление в окружающем струю пространстве); диаметр выходного сечения сопла $d_a=30,84$ мм; расстояние «сопло — преграда» $x_n=80$ мм; диаметр диска — преграды $d_n=44$ мм. Время экспозиции при съемке одного кадра равнялось $\sim 0,5 \cdot 10^{-6}$ сек; интервал по времени между соседними кадрами $\Delta t \approx 16,7 \cdot 10^{-6}$ сек; общее количество кадров за один период колебаний составляло ~ 30 , частота колебаний $f \approx 2000$ гц. На каждом кадре вне струи видна темная линия (показана стрелкой), которая движется в пространстве в направлении своей нормали, удаляясь от преграды. Скорость ее движения составляет ~ 400 м/сек. Эта линия представляет фронт слабой ударной волны, излучаемой струей.

Источник излучения определяется путем непосредственного наблюдения изменения положения ударной волны в пространстве с течением времени. Из фиг. 1 следует, что в окружающее пространство волна излучается частью границы струи, отраженной от преграды. Высказанное

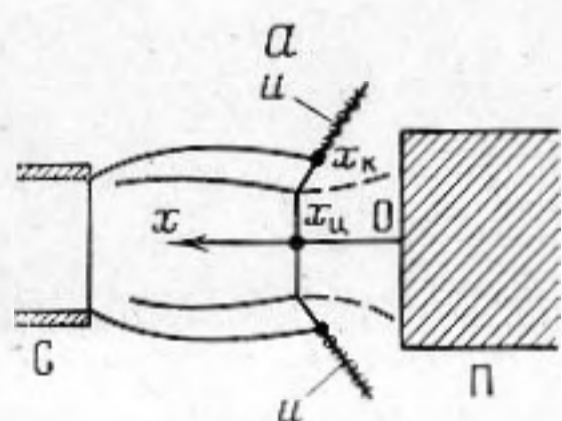


Фиг. 1. Отдельные кадры из кинограммы колебаний. Цифрами отмечены номера кадров

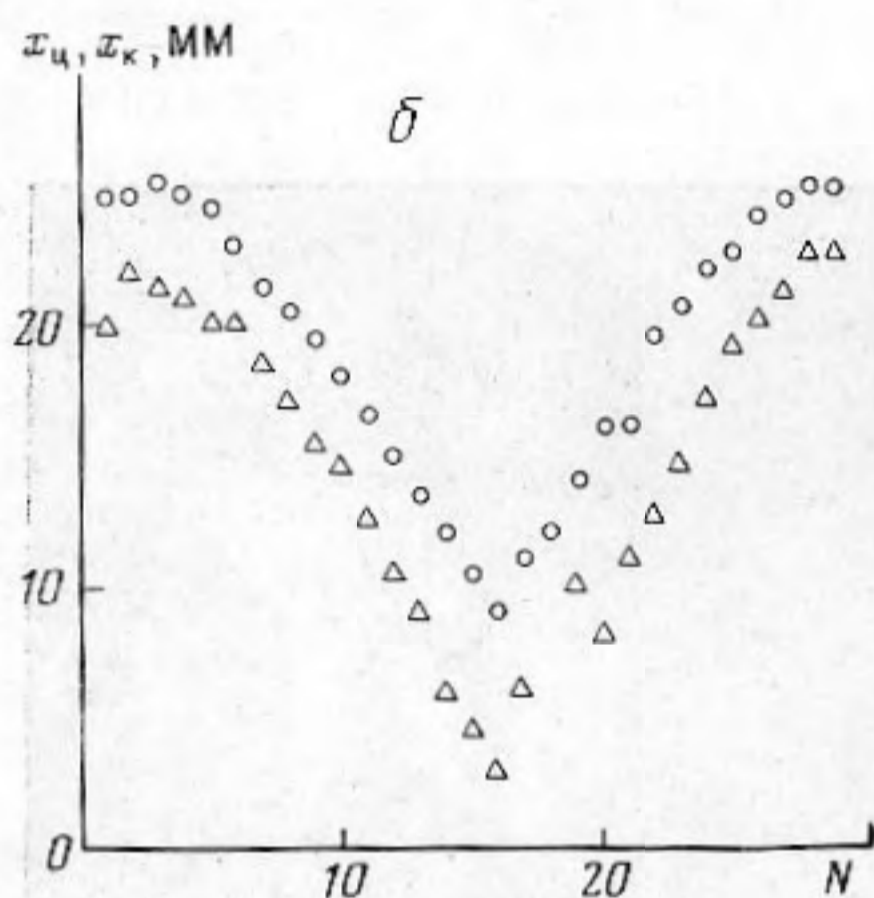
утверждение иллюстрируется ниже кинематическими характеристиками процесса. На фиг. 2, а схематически изображено осевое сечение недорасширенной струи, натекающей на преграду. След излучающей поверхности, называемой ниже излучателем, помечен двойной штриховкой (крестиками). На фиг. 2, б представлена зависимость от времени положения двух характерных точек струи: центра диска Маха $x_{ц}$ и точки пересечения отраженного скачка с границей струи $x_{к}$. Эта зависимость получена путем непосредственного измерения координат названных точек на кадрах кинограммы в течение одного периода колебаний. Следует отметить, что указанные точки колеблются синфазно и с одинаковой амплитудой. Из фиг. 1, 2 следует, что фаза максимального сжатия прилегающего к

излучателю газа (момент формирования ударной волны во внешнем акустическом поле) совпадает приблизительно с фазой максимальной скорости его движения (см. кадры 23, 24 на фиг. 1). Данное наблюдение подтверждает высказанные соображения об источнике излучения.

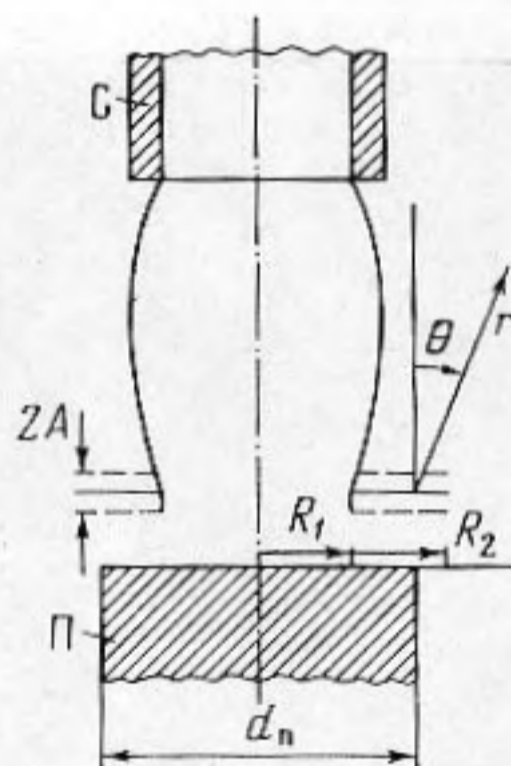
Исходя из вышеописанных наблюдений можно принять следующую схему излучения звука струей. Под воздействием малых возмущений диск Маха колеблется около среднего положения. Вместе с ним колеблется отраженный скачок, точка x_k и часть границы струи, названная излучателем. Колебания излучателя приводят к периодическим сжатиям и расширениям слоев воздуха, непосредственно прилегающих к его поверхности. Эти сжатия и расширения распространяются в окружающую струю



Фиг. 2. *a* — схема струи, натекающей на преграду П. С — сопло, x_c и x_k — характерные точки струи, и — излучающая поверхность; *b* — перемещение со временем характерных точек в направлении оси x ; N — номер кадра в кинограмме; интервал между кадрами $\Delta t = 16,7 \cdot 10^{-6}$ сек



Фиг. 2



Фиг. 3

пространстве в виде акустических волн. Анализ кинограммы колебаний свидетельствует о том, что в первом приближении законы движения излучателя и точки x_k идентичны. Следовательно, излучатель представляет собой часть конической поверхности, колеблющейся как единое целое в направлении оси конуса. Его размеры определяются газодинамическими и конструктивными параметрами системы: M_a , n , x_c , d_a , d_p .

Принятая схема позволяет провести упрощенный расчет акустического поля струи при заданных характеристиках излучателя (размеры, скорость и частота колебаний). Известно [4], что акустическое поле излучателя с плоской поверхностью вычисляется с помощью интеграла Гюйгенса. В нашем случае поверхность излучателя неплоская (см. фиг. 2, *a*), но, как следует из эксперимента, радиус ее кривизны $R \gg \lambda$ (λ — длина волны звука, излучаемого струей во внешнее пространство). Поэтому для упрощения вычислений примем схему излучателя, изображенную на фиг. 3. Плоское кольцо с внутренним радиусом R_1 и внешним R_2 колеблется с амплитудой A и частотой $\omega = 2\pi f$ по нормали к своей поверхности, параллельной поверхности преграды. Для расчета акустического поля такого излучателя может быть использована теория поршневой диафрагмы [5], модифицированная в том смысле, что вместо поршня колеблется кольцо, т. е. $R_1 \neq 0$.

Таблица 1

Номер режима	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$x_{II}, мм$	25	25	25	30	30	30	35	35	35	40
n	1,79	2,45	3,10	2,22	2,66	3,32	2,22	2,88	3,54	3,10
$f, гц$	6140	7040	7560	5530	5820	6130	4610	4700	5350	4530

Таблица 2

Номер режима	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
$10^{-2} p ,$ $н/м_2$	расчет	58	66	96	86	49	96	12	25	101	69
	опыт	23	56	48	55	59	68	21	59	78	63

В полярных координатах r, θ (фиг. 3) звуковое давление в дальнем акустическом поле можно представить следующей формулой:

$$(1) \quad p = j\omega\rho \frac{q_0 e^{-jkr}}{2r} \left[R_2^2 2 \frac{J_1(z_2')}{z_2'} - R_1^2 2 \frac{J_1(z_1')}{z_1'} \right].$$

Здесь ρ — плотность газа в окружающей среде, q_0 — амплитуда скорости движения диафрагмы, $J_1(z')$ — функция Бесселя первого рода первого порядка, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, $z_1' = kR_1 \sin \theta$, $z_2' = kR_2 \sin \theta$. Согласно

но [4] и [5], формула (1) применима, если излучение тыльной стороны не достигает передней стороны излучателя, т. е. поршень колеблется в жестком экране. Так как в нашем случае излучатель тыльной стороной соприкасается с сверхзвуковым потоком, огибающим преграду [6], можно считать, что излучение тыльной стороны сносится этим потоком и не оказывает существенного влияния на акустическое поле в области $0 \leq \theta \leq 90^\circ$, где только и применима формула (1). Из эксперимента следует, что обычно $kR_2 < 2$. Поэтому функции Бесселя могут быть аппроксимированы, согласно [5], рядом:

$$2 \frac{J_1(z')}{z'} \approx 1 - \frac{\left(\frac{z'}{2}\right)^2}{1 \cdot 2} + \frac{\left(\frac{z'}{2}\right)^4}{1 \cdot 2 \cdot 2 \cdot 3} - \frac{\left(\frac{z'}{2}\right)^6}{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5} + \dots$$

С достаточной для практики степенью точности можно ограничиться двумя первыми членами ряда и представить формулу (1) в следующем виде:

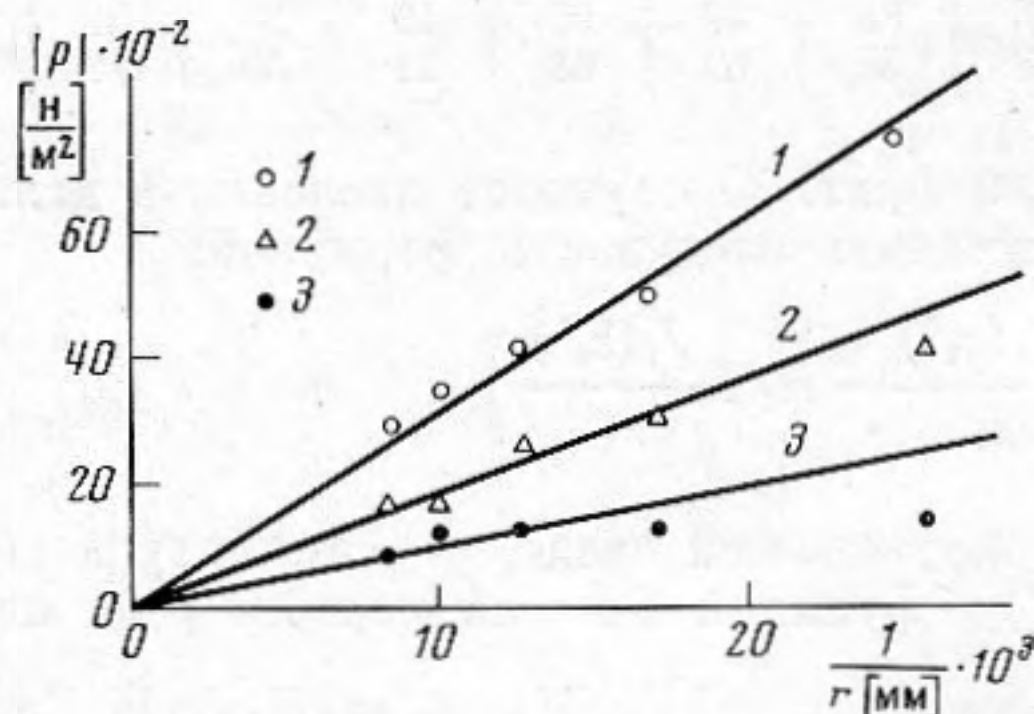
$$(2) \quad p = j\omega\rho \frac{q_0 e^{-jkr} R_2^2 (1-m^2)}{2r} \left[1 - \frac{(kR_2 \sin \theta)^2}{8} (1+m^2) \right],$$

$$m = \frac{R_1}{R_2}.$$

Формула (2) не учитывает влияния на распространение звуковой волны струи как препятствия, а также возникающих при этом дифракционных эффектов. Оценка указанных факторов, проведенная с использованием результатов работы [7], показала, что в данных условиях (волновой вектор параллелен оси струи и $\frac{R_1}{\lambda} \ll 1$) ими можно пренебречь и для расчета

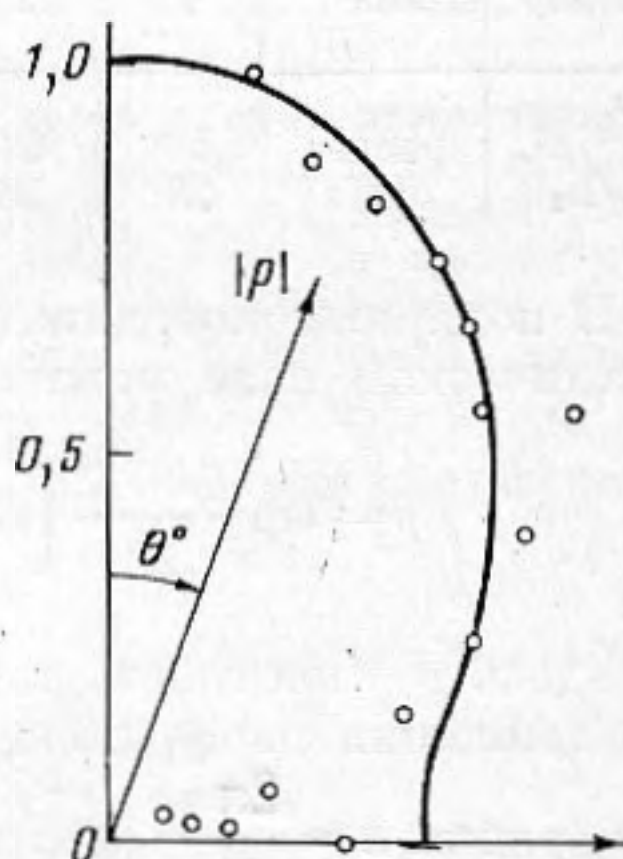
акустического поля в области $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ пользоваться формулой (2).

Проверка предложенной модели излучения проводилась экспериментально. В эксперименте использовалось коническое сопло с числом Маха на срезе $M_a=1,55$, диаметром выходного сечения $d_a=11$ мм. Диаметр преграды составлял $d_n=22$ мм. Было изучено десять режимов, основные характеристики которых приведены в табл. 1. В каждом из указанных режимов были проведены измерения, позволившие определить зависимость $p(r)$ и диаграмму направленности звукового поля. Процедура эксперимента заключалась в следующем. При фиксированном режиме истечения измерялась амплитуда колебаний давления (по первому тону) пьезодатчиком типа ЛХ-610 и анализатором С5-3. Вначале измерения проводились при $\theta=\text{const}$, $r=\text{var}$, затем при $r=\text{const}$ ($r \approx 60-80$ мм), $\theta=\text{var}$.



Фиг. 4

Фиг. 4. Результаты эксперимента. Зависимость амплитуды колебаний давления от обратного расстояния; режим № 8. 1 — $\theta=36^\circ$; 2 — $\theta=59^\circ$; 3 — $\theta=88^\circ$; сплошные линии — линейная аппроксимация результатов измерений



Фиг. 5

Фиг. 5. Диаграмма направленности. Режим № 6. Сплошная линия — результат расчета; точки — эксперимент

Кроме того, для определения характеристик струи как излучателя (см. формулу (2)) течение визуализировалось с помощью простейшей теневой системы. Фотографирование процесса колебаний позволило определить амплитуду колебаний излучателя A . Принимая гармонический закон движения кольцевой диафрагмы (излучателя) с амплитудой A и известной частотой $\omega=2\pi f$, представляемый выражением $x=A \cdot e^{i\omega t}$, можно при известных из опыта значениях A , ω вычислить входящую в (2) амплитуду скорости движения излучателя

$$q_0 = \left| \frac{dx}{dt} \right| = 2\pi f A.$$

Величины R_1 , R_2 определялись в данном случае по фотографиям струи. Вообще же величина R_1 может быть вычислена для фиксированных условий, т. е. заданных значений M_a , n , d_n , x_n по уравнению границы струи. Опыт показывает, что, как правило, $R_2 \approx 2R_1$. Следует отметить, что точность определения R_1 , R_2 по ряду причин невысока и составляет 20–30%.

В табл. 2 представлены для названных десяти режимов рассчитанные по формуле (2) и непосредственно измеренные величины $|p|$ при $\theta=0^\circ$. Точность измерения $|p|$ составляла 3–5%. Из табл. 2 следует, что между расчетом и измерениями существует в целом качественное, а на отдельных режимах и количественное согласие.

На фиг. 4 представлены данные, показывающие зависимость амплитуды давления от расстояния. Из этих данных следует, что закон $|p| \sim \frac{1}{z}$

лучше действует при малых θ и больших r . На фиг. 5 дана диаграмма направленности излучения. Здесь $|\bar{p}| = \frac{|p(\theta)|}{|p(\theta=0)|}$. При $\theta \leq 80^\circ$ расчет и

эксперимент совпадают удовлетворительно; расхождение между ними при $\theta \approx 90^\circ$ свидетельствует о том, что некоторые детали механизма излучения не учтены предложенной моделью.

Приведенные результаты позволяют утверждать, что предлагаемая модель излучателя в целом качественно, а в ряде существенных элементов и количественно, подтверждается экспериментом. Она может быть использована как первое приближение при теоретическом исследовании явления возбуждения колебаний и при практическом применении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Я. Борисов. Газоструйные излучатели звука гартмановского типа. В кн. Источники мощного ультразвука под ред. Л. Д. Розенберга, М., «Наука», 1967.
2. В. Н. Глазнев, В. С. Демин, Н. А. Желтухин. К теории струйного генератора Гартмана. Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1973, 13, 3, 138–139.
3. В. А. Остапенко, В. Н. Глазнев, А. П. Петров, В. Н. Шевченко, А. П. Бурдинский, Э. М. Шипулин. Экспериментальное исследование сильных пульсаций в сверхзвуковых струях. Тр. Первой сибирск. конф. по аэрогазодинамике. Новосибирск, «Наука», 1973, 175–181.
4. Е. Скучик. Основы акустики, т. 1, М., Изд-во иностр. лит., 1958.
5. С. Н. Ржевкин. Курс лекций по теории звука. Изд-во МГУ, 1960.
6. В. Г. Дулов. О движении тройной конфигурации ударных волн с образованием следа за точкой ветвления. Ж. прикладной механики и технической физики, 1973, 6, 67–75.
7. Л. М. Лямшев. К теории рассеяния звука тонким стержнем. Акуст. ж., 1956, 2, 4, 358–365.

Институт теоретической
и прикладной механики
СО Академии наук СССР

Поступила
30 июня 1975 г.
После повторного исправления
22 июня 1976 г.