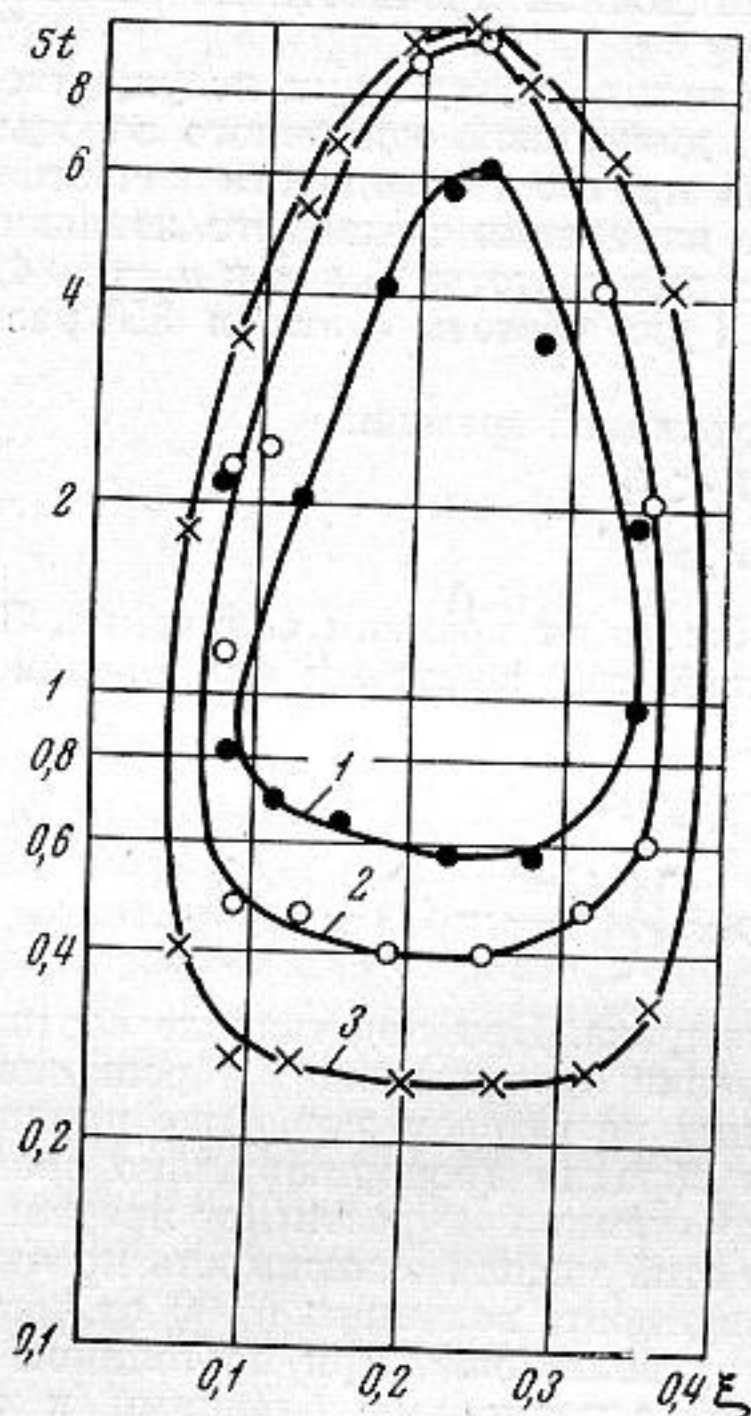


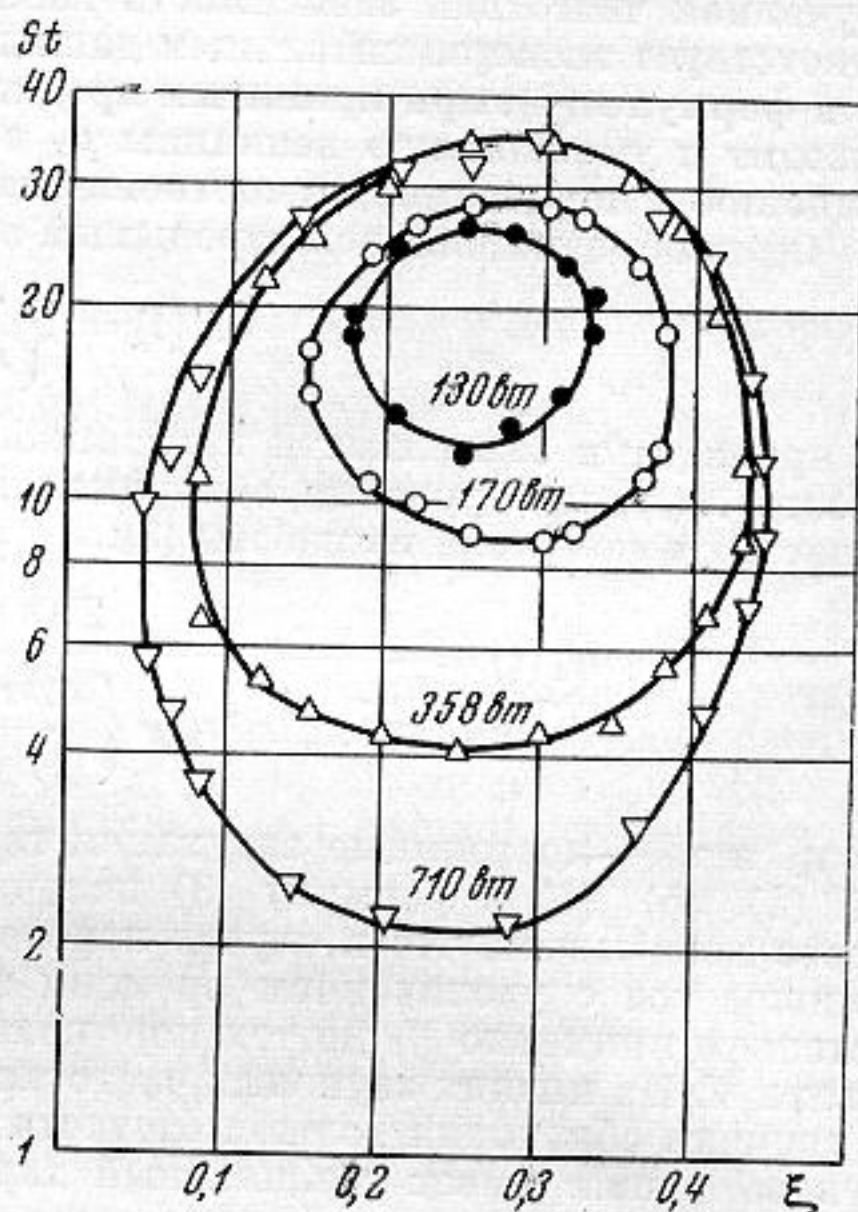
## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЗВУКА В ТРУБЕ РИЙКЕ

И. Я. Мароне, А. А. Таракановский

Труба Рийке с электрическим нагревателем является наиболее простым объектом для исследования термического возбуждения акустических колебаний газового столба в трубах. Хотя по этому вопросу имеется сравнительно большое число исследований [1—6], экспериментальному изучению возбуждения колебаний в трубе Рийке посвящено очень мало работ. Кроме опытов самого Рийке [1], проведенных в середине XIX века в основном с газовым нагревателем, представляют интерес опыты



Фиг. 1



Фиг. 2

Лемана [2]. В качестве нагревателя в трубе служила плоская спираль, нагреваемая электрическим током. Такой нагреватель при мощности до 480 *вт* не мог вызвать колебаний. Однако, располагая над нагревателем на расстоянии примерно 1 мм сетку, через которую ток не пропусклся, Леман добивался возбуждения звука независимо от плотности сетки (количество ячеек на 1  $\text{см}^2$  изменялось от 46,8 до 1115). При анализе экспериментов Лемана в некоторых работах [6] наличие сетки не принималось во внимание и считалось, что роль ее сводится к перемешиванию воздуха.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального определения областей возбуждения колебаний в трубе Рийке, проведенных как с нагревателями, снабженными дополнительной сеткой, так и без нее. Опыты проводились в трубах сечением  $55 \times 55$  и длиной 0,65; 1,3 и 1,95 м. Поток воздуха в трубе создавался вентилятором. Нагрев воздуха производился электрическими нагревателями, выполненными в виде плоских спиралей из проволоки диаметром 1,7 мм или ленты сечением  $1,5 \times 6$  мм.

Скорость потока воздуха измерялась при помощи трубы Вентури. Для измерения пульсаций давления использовались мембранные датчики с тензометрическими элементами.

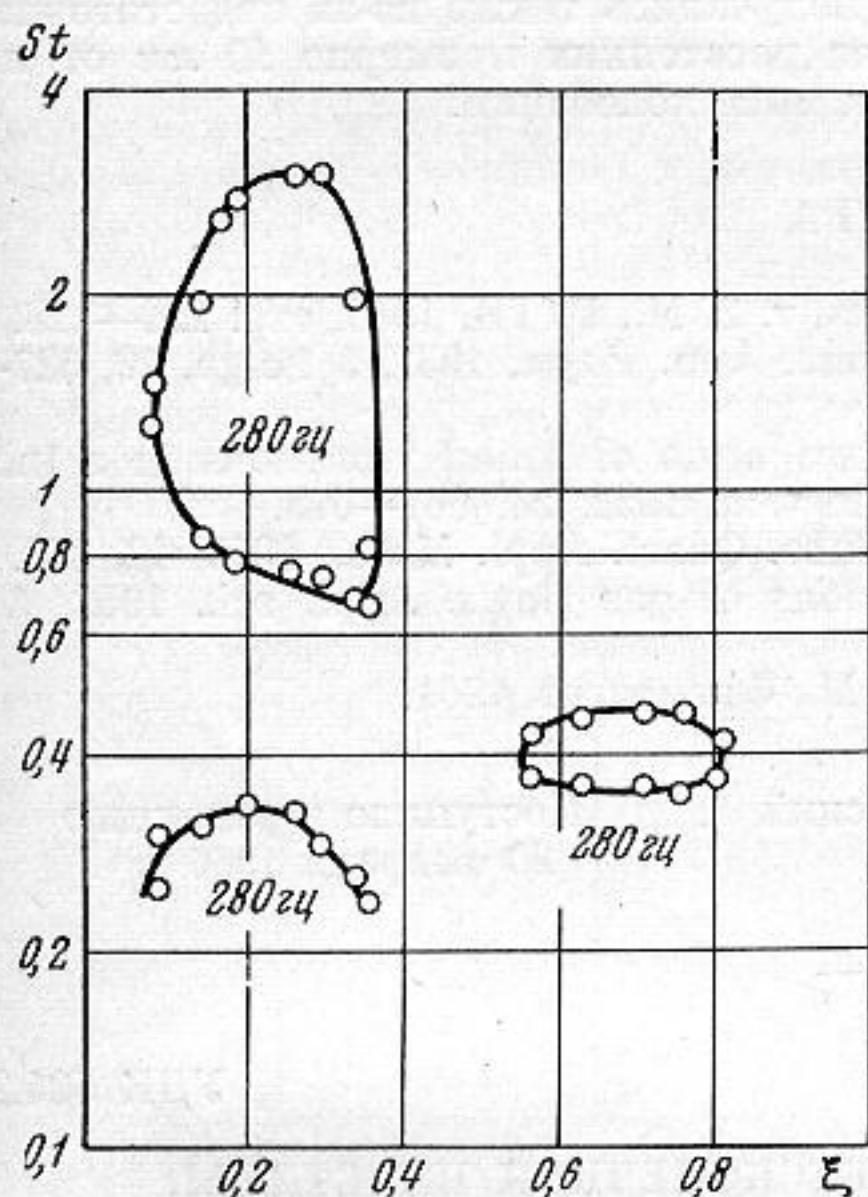
Способ проведения опытов заключался в следующем. После установки нагревателя, который можно было перемещать в трубе, на клеммы его подавалось определенное напряжение. Затем, при медленном изменении скорости потока воздуха отмечались те ее значения, при которых в трубе возникли колебания. На основании таких опытов были построены области возбуждения звука.

На фиг. 1 приведены области возбуждения основного тона для труб длиной 0,65 м (кривая (1)); 1,3 м (2) и 1,9 м (3) при электрической мощности нагревателя 560 *вт*. Нагреватель с шагом спирали 4 мм был изготовлен из проволоки диаметром 1,7 мм.

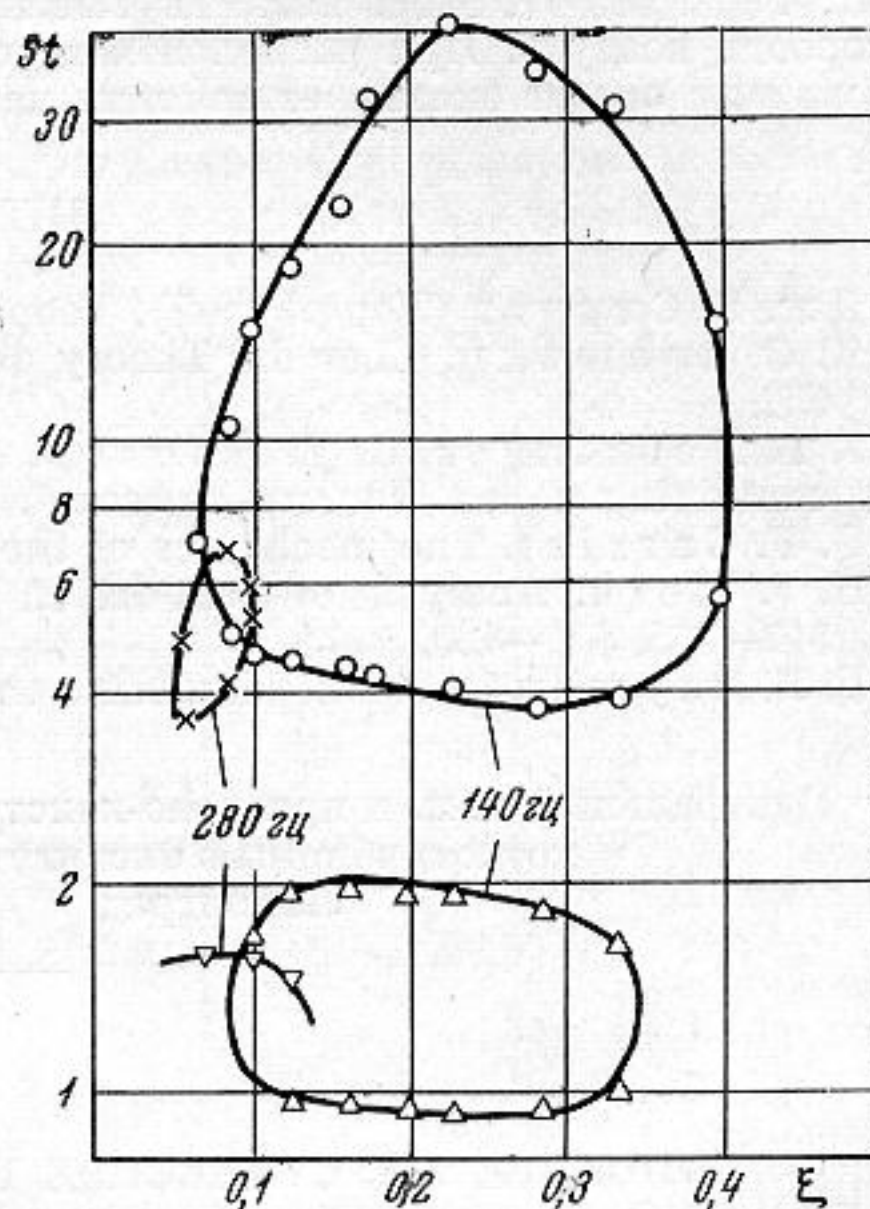
и не имел сетки. По горизонтальной оси на фиг. 1 отложена относительная координата расположения нагревателя  $\xi = x/l$ , по вертикальной — число Струхала  $St = d\omega/V$ ; здесь  $x$  — расстояние от торца трубы до места расположения нагревателя, отсчитанное по направлению потока воздуха,  $l$  — длина трубы,  $d$  — диаметр проволоки нагревателя,  $\omega$  — круговая частота колебаний,  $V$  — скорость воздуха.

Поскольку в опытах поддерживалась постоянной только электрическая мощность нагревателя, то точкам, снятым при неодинаковых скоростях, естественно соответствует разное количество отданного воздуху тепла и разная температура нагревателя и воздуха.

Из фиг. 1 видно, что основной тон возбуждается только при расположении нагревателя в первой половине трубы. С увеличением длины трубы области возбуж-



Фиг. 3



Фиг. 4

дения расширяются в основном по ординате. Генерируемые частоты соответствовали резонансным частотам труб (основной тон — 90, 135 и 280 гц). Изменение частоты колебаний в зависимости от скорости потока было незначительно.

С увеличением мощности нагревателя и соответственно температуры подогрева воздуха область возбуждения расширяется вдоль обеих осей координат, что видно из фиг. 2. Здесь представлены результаты опытов, проведенных в трубе длиной 1,3 м с нагревателем, изготовленным из ленты сечением  $6 \times 1,5$  мм, при изменении мощности от 130 до 710 вт. Для расчета числа Струхала в этом случае эквивалентный диаметр нагревателя определялся по площади окружности:  $d = \sqrt{4S/\pi}$ , где  $S$  — площадь сечения нагревателя.

Эти экспериментальные данные опровергают заключение работы [5], в которой указано, что с увеличением температуры подогрева воздуха область возбуждения сужается.

Для выяснения влияния дополнительной сетки на возбуждение колебаний на расстоянии около 5 мм от нагревателя по направлению движения потока воздуха устанавливалась латунная сетка из проволоки диаметром 0,6 мм с размером ячеек  $1,6 \times 1,6$  мм<sup>2</sup>. Опыты были проведены в тех же условиях, что и с нагревателем без сетки. Результаты опытов для трубы длиной 0,65 м представлены на фиг. 3.

Из фигуры видно, что в первой половине трубы вместо одной области для основного тона, как это было при нагревателе без сетки, получены две области. Нижняя кривая оказалась незамкнутой из-за малой производительности вентилятора.

Кроме того, во второй половине трубы также получена область возбуждения для основного тона трубы. Для трубы длиной 1,3 м в первой половине трубы также были получены две области возбуждения, причем во второй половине возбуждение было неустойчивым. При небольших изменениях в расположении сетки относительно нагревателя возбуждение прекращалось. Для трубы длиной 1,95 м в первой половине не получилась одна область возбуждения, а при положении нагревателя во второй половине трубы основной тон возбудить не удавалось.

Сравнивая области возбуждения, полученные при нагревателе с сеткой и без нее, мы видим, что влияние сетки нельзя объяснить только перемешиванием от-

дельных струй подогретого воздуха, как это сделано в работе [6], роль сетки является более сложной.

Как следует из анализа возбуждения звука в трубе Рийке в работах [1, 2, 4], возбуждение основного тона возможно при подводе тепла только в первой половине трубы, что и наблюдалось в опытах с нагревателем без сетки. При анализе предполагалось, что нагретый воздух имеет температуру, близкую к температуре нагревателя. В действительности нагреватель имеет значительно более высокую температуру, и поэтому теплообмен в фазе сжатия может получиться примерно таким же, как и в фазе разряжения. Поэтому в принципе можно возбудить основной тон и при расположении нагревателя во второй половине трубы.

При изменении мощности нагревателя с сеткой, наряду с двумя областями, для основного тона появляются также две области для первой гармоники, что видно из фиг. 4 для 685 *вт*. Здесь незамкнутые кривые получались также из-за недостаточной скорости воздуха. При расположении сетки на расстоянии примерно 10 мм от нагревателя, она не оказывает влияния на возбуждение колебаний.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. В. Стратт (Лорд Рэлей). Теория звука, т. 2. М., ГТТИ, 1940, стр. 221—228.
2. К. О. Lehmann. Über die Theory der Nettöne. Ann. Phys., 1937, 5 Folge, 29, 527—552.
3. J. L. Neuringer, G. E. Hudson. An investigation of sound vibrations in a tube containing a heat source. J. Acoust. Soc. America, 1952, 24, 667—675.
4. G. F. Carrier. The mechanics of the rijke tube. Quart. Appl. Math., 1955, 12, 383.
5. H. J. Merk. Analysis of heat-driven oscillations of gas flows. Appl. sci., 1952, A6, 317—335, 402—420.
6. Б. В. Раушенбах. Вибрационное горение. М., Физматгиз, 1964.

Центральный н.-и. и проектно-конструкторский  
котлотурбинный институт  
Ленинград

Поступило в редакцию  
20 февраля 1966 г.

УДК 534.26

## БЛИЖНЕЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ БЕСКОНЕЧНОЙ ПЛАСТИНЫ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ СИЛОЙ

Д. Д. Плахов

Решение с учетом влияния среды задачи о колебаниях бесконечной однослойной пластины под действием сосредоточенной в начале системы координат силы, изменяющейся во времени по гармоническому закону, рассматривалось в работе [1] при помощи интегрального преобразования Ханкеля. Это решение может быть обобщено [2] на случай бесконечной пластины с произвольным числом слоев, если воспользоваться принципом взаимности в формулировке работы [3]. В результате для акустического давления  $p(r, z)$  в точке среды, определяемой цилиндрическими координатами  $r, z$  получается выражение:

$$p(r, z) = \mp \frac{k^2 F}{4\pi} \int_0^{\pi/2 - i\infty} B(\theta) J_0(kr \sin \theta) e^{\pm ikz \cos \theta} \cos \theta \sin \theta d\theta, \quad (1)$$

где  $B(\theta)$  — коэффициент звукопрозрачности рассматриваемой пластины,  $\theta$  — угол между осью  $z$  и направлением на точку наблюдения,  $k = \omega / c$  волновое число в среде. Предполагается, что внешняя сила  $F \exp(-i\omega t)$  действует в направлении оси  $z$ . Верхний знак в формуле (1) берется при  $z \geq 0$ . Множитель  $\exp(-i\omega t)$  здесь и далее опущен.

Интеграл в формуле (1) аналогичен рассмотренному в работе [4] и может быть вычислен методом перевала. Такое вычисление [2] дает следующий результат:

$$p(R, \theta) = \frac{FB(\theta)}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{e^{ikR}}{R} \right), \quad R^2 = r^2 + z^2, \quad (2)$$
$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{e^{ikR}}{R} \right) \simeq ik \frac{e^{ikR}}{R} \cos \theta \quad \text{при } kR \gg 1.$$

Выражение (2) совпадает с формулой (1) асимптотически при  $kz \gg 1$  независимо от параметров пластины. Однако, если коэффициент звукопрозрачности равен постоянной величине при любых  $\theta$  (например,  $B(\theta) = 1$ ), то выражение (2) становится