

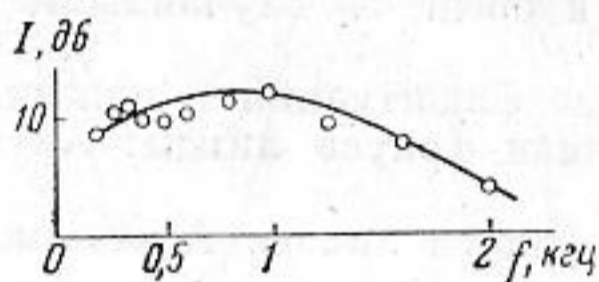
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О СПЕКТРАХ НЕКОТОРЫХ ШУМОВ ЕСТЕСТВЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

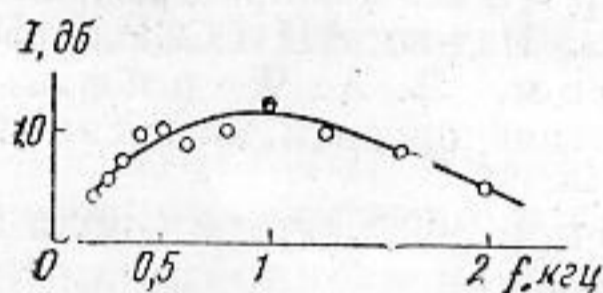
В. И. Арабаджи, К. И. Рудик

Сведения, имеющиеся в литературе, о шумах естественного происхождения, относительно скудны. Так, например, естественные шумы аэродинамического происхождения рассматривались до сих пор лишь с качественной стороны [1, 2]. Нам представилось интересным исследовать спектры некоторых наиболее распространенных шумов естественного происхождения, а именно, шума листвы и шума падающей воды.

Для регистрации и последующего спектрального анализа шумов мы использовали переносный комплект аппаратуры, состоящий из электродинамического микрофона МД-4 и портативного магнитофона «Репортер-2». Спектральный анализ осуществлялся в Акустической лаборатории Московского государственного университета



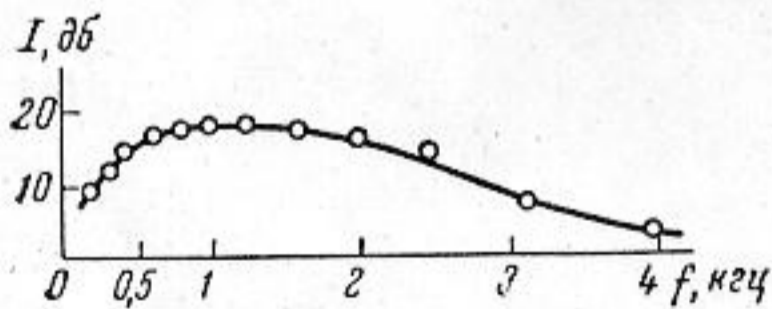
Фиг. 1



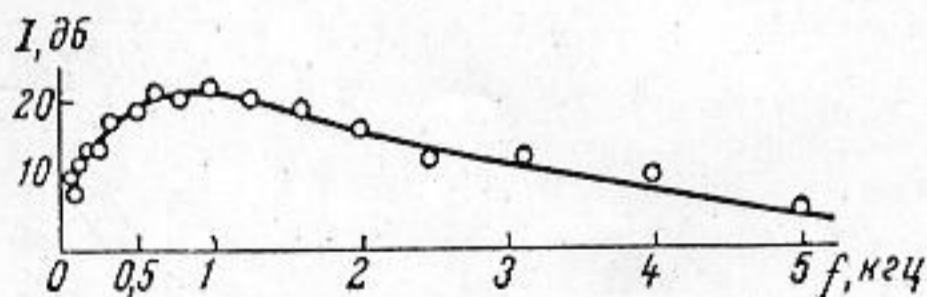
Фиг. 2

на анализаторе фирмы Брюэль и Кьяр. Полоса пропускания регистрирующего тракта простиралась от 50 до 8000 гц.

Регистрация шума листвы деревьев была выполнена в период сентябрь — октябрь 1961 г. При опытах расстояние от источника шума до микрофона составляло в среднем 1—3 м. Одновременно с шумом регистрировалась и скорость ветра. Применявшийся для этого анемометр устанавливался на высоте 2 м над земной поверхностью и на расстоянии 1—2 м позади микрофона по горизонту. Температура воздуха во время опытов лежала в пределах 16—20°.



Фиг. 3



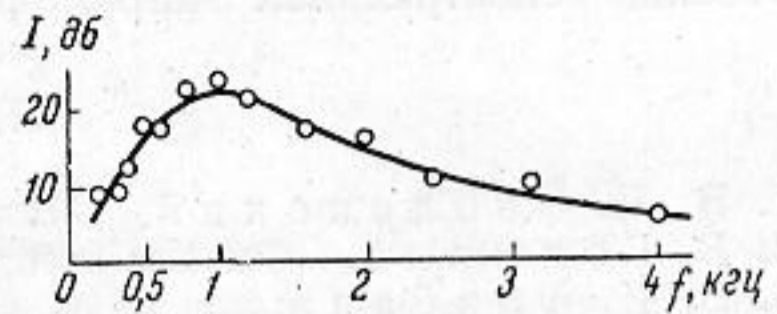
Фиг. 4

На всех приводимых ниже спектрах ордината дана в децибелах по отношению к произвольному уровню, так как абсолютной калибровки регистрирующего тракта мы не осуществляли.

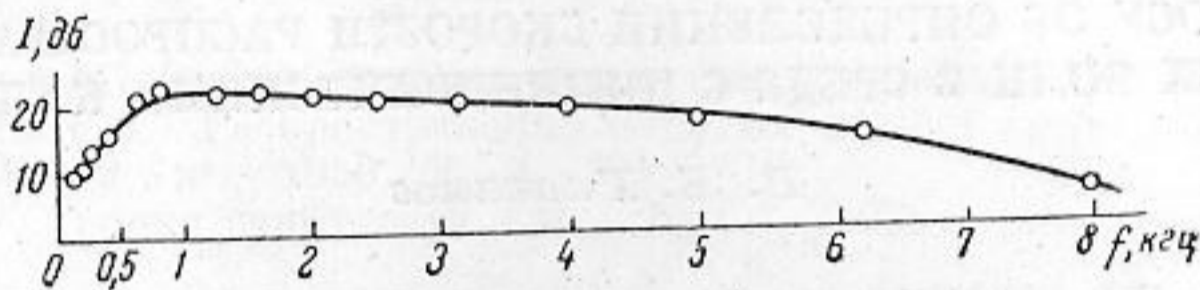
На фигурах 1 и 2 приведены спектры шума листвы соответственно тополя и липы при ветре со скоростью 1—2 м/сек. Легко видеть, что эти спектры практически одинаковы; максимум спектральной плотности лежит на частоте около 1 кГц. На фиг. 3 приведен спектр коллективного шума листвы деревьев (шум леса). Запись шума производилась на расстоянии 15—20 м от лесной кромки. Мы видим, что шум леса обладает более широким спектром, чем шум листвы индивидуального дерева; область максимума спектральной плотности более расплывчата и лежит в области 1—2 кГц. Лес, к которому относится приведенный спектр, состоял главным образом из березы, тополя и в небольшой мере клена. Скорость ветра у лесной кромки составляла 3,2 м/сек.

Можно полагать, что отличие спектра фигуры 3 от спектров фигур 1 и 2 объясняется не только большей скоростью ветра, но и тем, что в создании шума леса участвовали породы деревьев, отличающиеся от липы и тополя по структуре кроны и листьев. По-видимому, при значительном увеличении скорости ветра спектр шума деревьев будет расширяться в сторону высоких частот, в то время как область максимума спектральной плотности будет расплываться и также постепенно перемещаться к более высоким частотам [3].

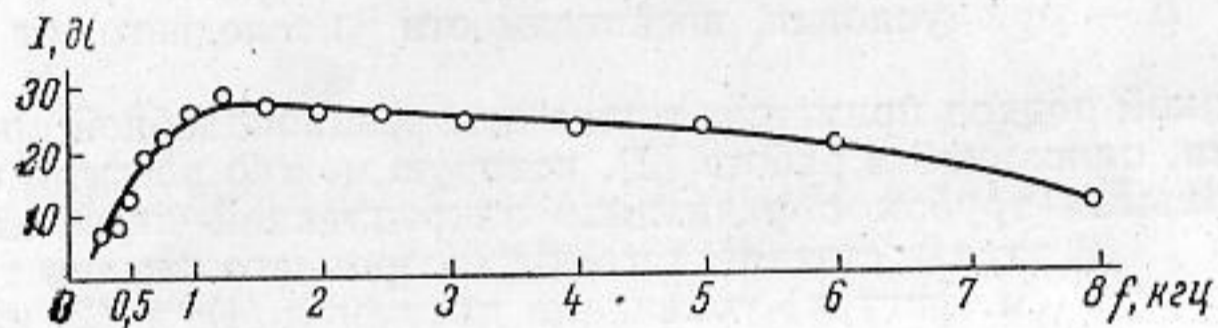
Перейдем к рассмотрению полученных нами спектров естественных шумов гидродинамического происхождения. На фиг. 4 приведен спектр шума фонтана при скорости ветра не более 1—2 м/сек, на фиг. 5 — спектр шума падения воды у плотины на небольшой реке, на фиг. 6 — спектр шума падения воды у речной плотины с тем же расходом воды, что и на фиг. 5, но с высотой падения в два раза большей. Мы видим, что акустический спектр падающей воды с увеличением интенсивности ее дробления расширяется в сторону высоких частот, а максимум энергии спектра становится более плоским. Эти спектры интересно сопоставить со спектрами шума морского прибоя (фиг. 8, 9 *). Шум морского прибоя обладает широким спектром, в то время как в



Фиг. 5

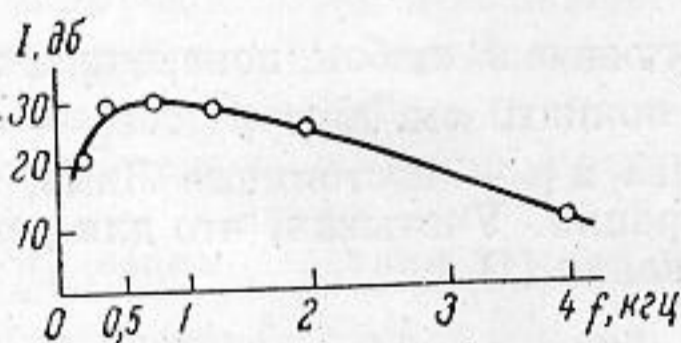


Фиг. 6

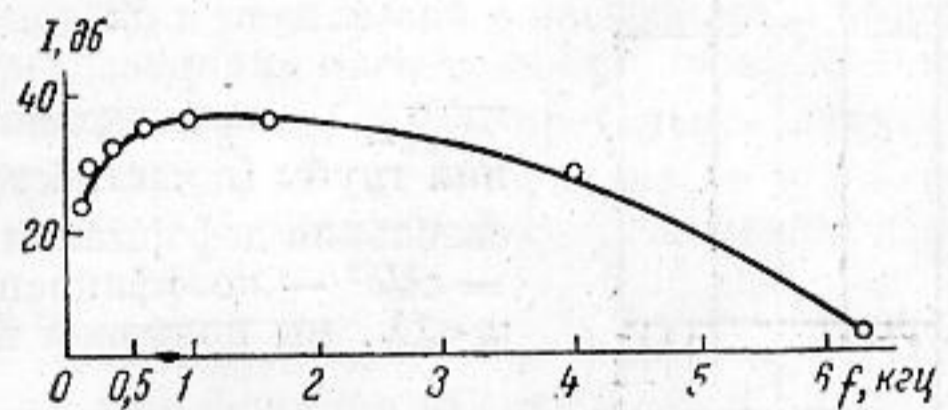


Фиг. 7

шуме фонтана довольно резко выражен спектральный максимум на частоте вблизи 1 кГц. Наконец, на фиг. 7 приведен спектр шума ливневого дождя, падающего на земную поверхность. Этот спектр очень широк и однороден и в этом отношении весьма сходен с шумом воды у плотины (фиг. 6).



Фиг. 8



Фиг. 9

Полученные результаты приводят нас к выводу, что во всех исследованных шумах естественного происхождения либо наблюдается спектральный максимум на частоте около 1 кГц, либо, начиная с той же частоты, наблюдается область существенных спектральных уровней. Характерно, что спектры прибоя и дождя в общем довольно сходны, что указывает на одинаковый механизм возникновения шума. Чем интенсивнее происходит дробление водных масс, тем шире и однороднее становится спектр и тем большим становится содержание в спектре высоких частот.

* Магнитофонные записи шума морского прибоя и шума ливневого дождя были любезно предоставлены в наше распоряжение Домом звукозаписи Министерства связи СССР.

Интересно отметить, что в спектрах шумов ливня и не очень сильных шумов гидродинамического происхождения (фонтан, прибой и другие) максимум интенсивности лежит в области 1—2 кГц, что более или менее совпадает с зоной наибольшей спектральной чувствительности слухового аппарата человека. Возможно, что адаптация к такого рода шумам естественного происхождения оказала влияние на формирование спектральных характеристик чувствительности слуха человека.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Оболенский. Метеорология, 2. М., ГИМИЗ, 1939.
2. В. Гемфриз. Физика воздуха. М., ОНТИ, 1936.
3. В. И. Арабаджи, Д. С. Зинчук. Акустика деревьев. Природа, 1961, 9, 91—92.

г. Минск

Поступило в редакцию
11 декабря 1961 г.К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
УПРУГИХ ВОЛН В СРЕДЕ С ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ КАНАЛАМИ

В. Е. Глазанов

Известно [1], что характер динамических упругих деформаций стержня, радиус которого мал по сравнению с длиной юнговской волны, совпадает со статическим случаем. Поэтому скорость распространения упругих волн c в таком стержне можно определить, исходя из значений плотности материала стержня ρ_0 и статического модуля упругости E — при условии независимости последнего от частоты — как $c = (E/\rho_0)^{1/2}$.

Очевидно, такой подход применим также для резиноподобной среды с цилиндрическими каналами, описанной в работе [2], которую можно рассматривать как бы состоящей из отдельных трубок с радиально закрепленной внешней поверхностью.

В случае статического двухстороннего сжатия трубки вдоль оси z (см. фигуру) уравнения движения (1) и (2) из работы [2] переходят в уравнения равновесия, и задача сводится к рассмотрению деформированного состояния круглой толстостенной трубы (см., например, [3]). При граничных условиях $\sigma_{rr} = 0$ ($r = a$) и $u_r = 0$ ($r = b$) решение для модуля упругости трубы из любого изотропного материала получается в виде

$$E = \frac{\sigma_{zz}}{\delta_z} = \mu \frac{(\lambda + 2\mu)(\varepsilon^2 + 1) + 2\varepsilon^2\lambda}{(\lambda + \mu)\varepsilon^2 + \mu}, \quad (1)$$

где σ_{zz} — напряжение, действующее в любом поперечном сечении трубы (в частности, на ее концах, см. фигуру), δ_z — относительная деформация образца, λ и μ — постоянные Ламе, $\varepsilon^2 = a^2/b^2$ — коэффициент перфорации. Учитывая, что для резины $\mu \ll \lambda$, мы получаем из выражения (1)

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{\lambda + 3\varepsilon^2} \left[\frac{1}{\lambda} + \frac{\varepsilon^2}{\mu} \right]. \quad (2)$$

Выражение (2) по терминологии, принятой в работе [2], можно считать «статическим приближением» для сжимаемости резиноподобной среды с цилиндрическими каналами. Сравнивая его с аналогичным выражением, полученным в работе [2], т. е.

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{\lambda} + \frac{\varepsilon^2}{\mu(1 - \varepsilon^2)}, \quad (3)$$

мы находим, что при $\varepsilon^2 \sim 0,01-0,02$ (2) и (3) дают практически одинаковые значения E . Однако при больших ε^2 формула (3) приводит к ошибкам в определении скорости распространения упругих волн*.

* Следует отметить, что в [2] критерий применимости (3) в зависимости от величины ε^2 не указан.