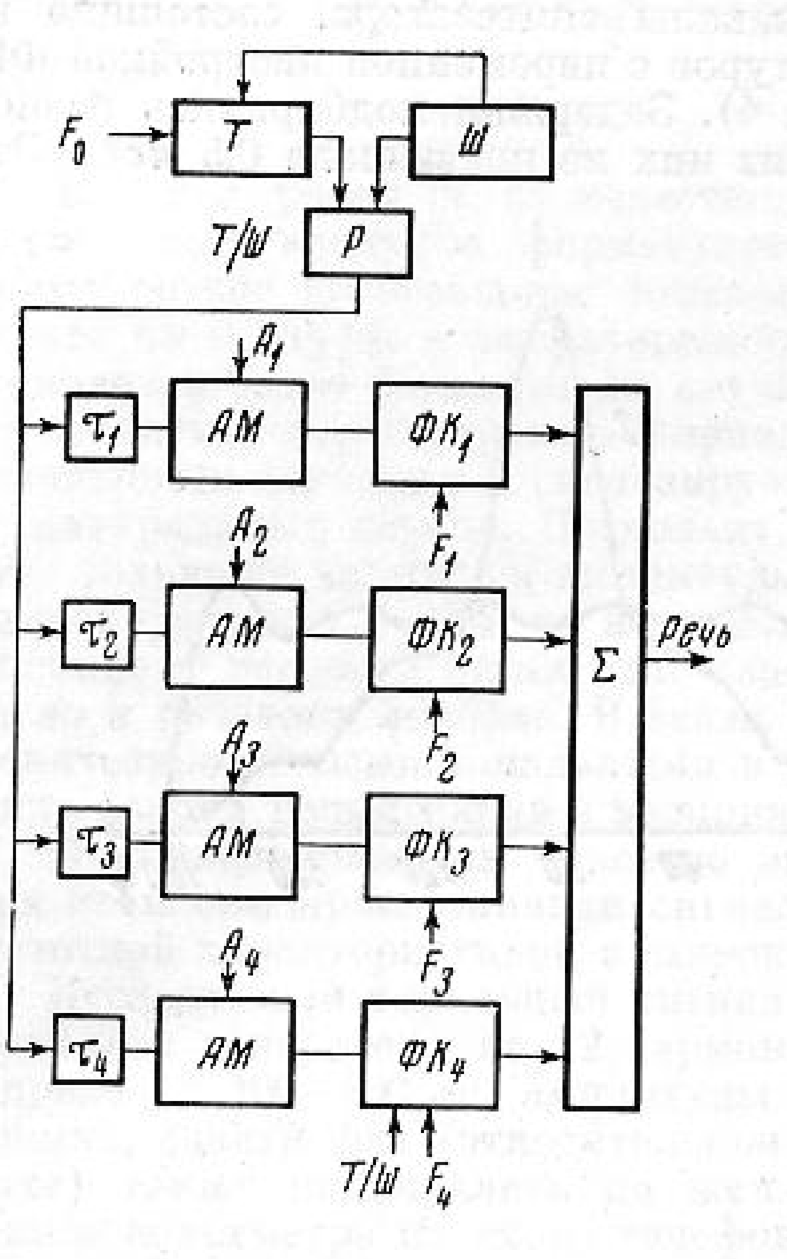

Фиг. 4

речь становилась по своему звучанию близкой к натуральной.

Анализ экспериментальных результатов показывает, что общий закон о невосприимчивости слуха к фазе колебаний остается верным и применительно к речевому сигналу. Однако, как и для других сигналов, фазовые соотношения между составляющими речевого колебания сказываются на звучании синтезированной речи только через нелинейные искажения в тракте слухового восприятия, определяемые пикфактором сигнала; последний зависит от фазовых соотношений. Как известно из других исследований [6], эти искажения возникают как в среднем ухе, так и в улитке, в последней, видимо, из-за вихревых образований в лимфе.

Для получения синтезированной речи высокого качества при параллельном синтезе необходимо учитывать относительный временнóй сдвиг формант, соответствующий расстояниям центров формантных резонаторов речевого тракта от гортани, т. е. учитывать «фазу» форманты. Не следует смешивать ее с фазой колебаний и сдвигами фаз между составляющими, входящими в импульс возбуждения.

Для получения синтезированной речи с качеством звучания, близким к натуральному, следует использовать фазовый вокодер, в анализаторе которого выделяются фазы формант, а в синтезаторе они вводятся соответственно методу Фланагана [4, 1]. Рекомендуется использовать генератор основного тона голоса T (см. фиг. 4) с флуктуирующим периодом, получающимся с помощью шумового генератора Ш. При таких флуктуациях существенно уменьшается пикфактор сигнала и, следовательно, нелинейные искажения.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Сапожков. О некоторых путях улучшения качества синтезируемой речи. Акуст. ж., 1971, 17, 4, 605–609.
2. Дж. Фланаган. Анализ, синтез и восприятие речи. М., «Связь», 1968.
3. А. А. Пирогов. Синтетическая телефония. М., Связьиздат, 1963.
4. J. L. Flanagan. Speech analysis, synthesis and perception. 2-d, N. Y., 1972.
5. H. v. Helmholtz. Die Lehre von Tonempfindungen, Berlin, 1862.
6. С. Н. Ржевкин. Слух и речь в свете современных физических исследований. М., ОНТИ НКПТ СССР, 1936.

Московский электротехнический институт связи

Поступила 2 марта 1973 г.

УДК 534.222.2

ОБ ОЦЕНКЕ СКОРОСТИ АКУСТИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ ПРИ БОЛЬШИХ УРОВНЯХ ЗВУКОВОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю. Г. Статников, Н. Л. Широкова

Как известно [1], потоки, вызываемые звуком, описываются следующими уравнениями:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t}+(\mathbf{U}\nabla)\mathbf{U}=-\frac{\nabla p}{\rho_0}+\nu\Delta\mathbf{U}+F,\qquad \nabla\mathbf{U}=0,\tag{1}$$

где $\mathbf{U}$ – скорость потока, p и ρ_0 – постоянные составляющие давления и плотности среды, ν – кинематическая вязкость среды, F – сила, вызывающая поток:

$$F=-\overline{(\mathbf{V}_A\nabla)\mathbf{V}_A}+\frac{1}{\rho_0{}^2}[\overline{\rho_A\nabla p_A}-\eta\overline{\rho_A\Delta\mathbf{V}_A}],\tag{2}$$

где $\mathbf{V}_A$, ρ_A, p_A – переменные составляющие скорости, плотности и давления, которые могут быть определены на основе уравнений акустики:

$$\frac{\partial\mathbf{V}_A}{\partial t}+(\mathbf{V}_A\nabla)\mathbf{V}_A=-\frac{\nabla p_A}{\rho_0}+\nu\Delta\mathbf{V}_A,\qquad \frac{\partial\rho_A}{\partial t}+\rho_0\nabla\mathbf{V}_A=0.$$

Следует заметить, что уравнение (1) с силой F, определяемой по формуле (2), получается из уравнений Навье – Стокса, с помощью метода Шредингера – Капицы при условии $\mathbf{U}<c$ и $\mathbf{V}_A<c$, где c – скорость звука в среде.

Найти точное решение уравнения (1) для волны конечной амплитуды сложно из-за нелинейности уравнения, а также из-за отсутствия или математической громоздкости выражения для $\mathbf{V}_A$ [2]. Однако в некоторых практических задачах интересно и важно оценить величину скорости акустических потоков. Так, при исследовании акустической коагуляции аэрозолей встает вопрос о потоках, развивающихся вокруг препятствий, когда амплитуда смещения в среде A превосходит размер препятствия a. В этом случае невозможно найти выражение для $\mathbf{V}_A$, так как условие $A/a>1$ равносильно условию $(\mathbf{V}_A\nabla)\mathbf{V}_A>\partial\mathbf{V}_A/\partial t$. Однако величину скорости акустического течения можно оценить, не находя точного вида силы F и не решая уравнения (1). Покажем это на примерах.

Поскольку $F\sim(\mathbf{V}_A\nabla)\mathbf{V}_A$, для плоской звуковой волны $F\sim\alpha_n\mathbf{V}_0^2$, где $\mathbf{V}_0$ – колебательная скорость в звуковой волне, α_n – коэффициент затухания пилообразной волны, $\alpha_n=\alpha_0\,\mathrm{Re}_{\text{ак}}$, α_0 – малоамплитудный коэффициент затухания, $\mathrm{Re}_{\text{ак}}$ – акустическое число Рейнольдса. Для цилиндра и сферы, находящихся в звуковом поле, $F\sim\mathbf{V}_0^2/a$.

Теперь оценим скорости акустических течений исходя из формулы (1). Рассмотрим два случая: $\mathrm{Re}_{\text{пот}}<1$ и $\mathrm{Re}_{\text{пот}}>1$, где $\mathrm{Re}_{\text{пот}}$ – потоковое число Рейнольдса. Если потоковое число Рейнольдса мало, то для стационарного потока уравнение (1) переходит в

$$-\frac{\nabla p}{\rho_0}+\nu\Delta\mathbf{U}+F=0$$

и скорость акустического течения может быть определена из следующей оценки. $\nu\mathbf{U}/x^2\sim F$, где x – характерный параметр изменения скорости. Следовательно, $\mathbf{U}\sim\sim Fx^2/\nu$. Используя оценку F для плоской волны, получаем $\mathbf{U}\sim\mathbf{V}_0^2\alpha_n x^2\nu^{-1}$, где x – радиус поршня. Поскольку $\alpha_n=\alpha_0\,\mathrm{Re}_{\text{ак}}$, $\mathbf{U}\sim\mathbf{V}_0^3$, что совпадает с результатом, полученным на основе точного решения уравнения (1) [3]. Если $\mathrm{Re}_{\text{ак}}<1$, то для плоской волны $\alpha_n=\alpha_0$ и $\mathbf{U}\sim\mathbf{V}_0^2$ – случай эккартовского течения [4].

Рассмотрим акустические потоки около препятствий. Здесь необходимо учитывать соотношение между размером препятствия и толщиной акустического пограничного слоя: $a>\delta$ и $a<\delta$, $\delta=\sqrt{\nu/\omega}$. В первом случае характерным параметром изменения скорости является δ, поэтому соотношение для оценки скорости потока будет $\nu\mathbf{U}/\delta^2\sim\mathbf{V}_0^2/a$, откуда $\mathbf{U}\sim\mathbf{V}_0^2/a\omega$. Такой же порядок скорости получен для потоков около цилиндра и сферы при малых амплитудах колебаний в работах [5, 6]. Если $a<\delta$, то $\nu\mathbf{U}/a^2\sim\mathbf{V}_0^2/a$ и $\mathbf{U}\sim\mathbf{V}_0^2a/\nu$, что совпадает с решением $A/a<1$, приведенным в работе [7]. Следовательно, порядок величины скорости потоков при амплитудах смещения, превосходящих размер тела, тот же, что и для бесконечно малых амплитуд звукового поля.

При больших потоковых числах Re уравнение стационарных потоков будет $\rho_0(\mathbf{U}\nabla)\mathbf{U}=-\nabla p+F$. Тогда для плоской волны $\mathbf{U}^2\alpha\sim\alpha\mathbf{V}_0^2$ и $\mathbf{U}\sim\mathbf{V}_0$. Линейная зависимость скорости потока от величины звукового давления наблюдалась экспериментально [8]. Если около препятствия развиваются такие потоки, что $\mathrm{Re}_{\text{пот}}>1$, то $\mathbf{U}^2/a\sim\mathbf{V}_0^2/a$ и $\mathbf{U}\sim\mathbf{V}_0$. Заметим, что такие потоки могут иметь место только около достаточно больших препятствий. Вокруг аэрозольных частиц при реальных уровнях звукового давления возникают потоки, для которых $\mathrm{Re}_{\text{пот}}$ всегда остается меньше единицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. К. Зарембо. Акустические течения. В кн. Физика и техника мощного ультразвука, т. 2, под ред. Л. Д. Розенберга, М., «Наука», 1968.
2. К. А. Наугольных. Поглощение волн конечной амплитуды. Там же.
3. Ю. Г. Статников. Потоки, вызванные звуком конечной амплитуды. Акуст. ж., 1967, **13**, 1, 146–148.
4. C. Eckart. Vortices and stream caused by sound waves. Phys. Rev., 1948, **73**, 1, 68.
5. J. M. Andres, U. Ingard. Acoustic streaming of high Reynolds numbers. J. Acoust. Soc. America, 1953, **25**, 5, 928–932.
6. C. M. Lane. Acoustic streaming in the vicinity of a sphere. J. Acoust. Soc. America, 1955, **27**, 6, 1082–1086.
7. N. Riley. On a sphere oscilating in a viscous fluid. Quart. J. Mech. and Appl. Math., 1966, **19**, 4, 461–472.
8. В. А. Акуличев, Л. Д. Розенберг, М. Г. Сиротюк. Certains relation dans le champ de la cavitation ultra-sonore. Proc. 5 Intern. Congr. Acoust., E64, Liege, 1965.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
25 декабря 1972 г.