УДК 534.442.5

К ВОПРОСУ О ВОССТАНОВЛЕНИИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ПРОЦЕССА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ АНАЛИЗА С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕСТРАИВАЮЩЕГОСЯ ФИЛЬТРА

А. В. Римский-Корсаков, Т. Х. Седельников

При исследовании частотного спектра кратковременных процессов часто применяются анализаторы со смещающейся полосой пропускания. При этом возникает задача восстановления истинной спектральной плотности процесса по результатам его частотного анализа. Аналогичный вопрос о так называемой редукции к идеальному прибору возникает и в оптике [1].

Пусть форма резонансной кривой анализатора есть $K(\omega/\omega_0)$, где ω, ω_0 — круговые частоты. В результате анализа процесса со спектральной плотностью $\psi(\omega)$ при помощи перестраивающегося фильтра возникает функция с известной спектральной плотностью $\varphi(\omega_0)$.

Следуя работе [1], напишем уравнение:

$$\int\limits_0^\infty \psi(\omega) K(\omega/\omega_0)\, d\omega = \varphi(\omega_0). \tag{1}$$

Произведя замену переменных $\omega = e^t$ и воспользовавшись преобразованием Фурье, находим [2]

$$\omega\psi(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi(k)\, e^{-ik\ln\omega}}{\varkappa(k)}\, dk, \tag{2}$$

где

$$\Phi(k) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \varphi(e^t)\, e^{ikt}\, dt, \tag{3}$$

$$\varkappa(k) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} K(e^t)\, e^{ikt}\, dt. \tag{4}$$

Для случая резонансной кривой вида

$$K(\omega/\omega_0) = \frac{A}{1 + Q\left(\dfrac{\omega}{\omega_0} - \dfrac{\omega_0}{\omega}\right)^2}, \quad Q = \mathrm{const} \tag{5}$$

из выражения (2) можно получить формальное решение уравнения (1):

$$\omega\psi(\omega) = \frac{2Q\sin\nu}{\pi A} \sum_{l=0}^{\infty} \left[\varphi\left(\omega e^{i\left(\frac{\pi-\nu}{2} - \nu l\right)}\right) + \varphi\left(\omega e^{-i\left(\frac{\pi-\nu}{2} - \nu l\right)}\right)\right], \tag{6}$$

где $\cos\nu = \dfrac{1}{2Q} - 1$. В частности, для $\varphi(\omega) = \omega^\beta$, $1 > \beta > -3$, мы имеем

$$\omega\psi(\omega) = \frac{2Q\sin\nu}{\pi A}\, \omega^\beta \frac{\sin(\beta\pi/2)}{\sin(\beta\nu/2)}. \tag{7}$$

Аналогично, для резонансной кривой вида

$$\varphi(\omega) = \frac{A}{1 + Q_i\left(\dfrac{\omega}{\omega_i} - \dfrac{\omega_i}{\omega}\right)^2}, \quad Q_i \leqslant Q \tag{8}$$

мы получаем

$$\omega\psi(\omega) = \frac{1}{\nu} \frac{Q\sin\nu}{Q_i\sin\nu_i} \frac{A_i}{A} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi\nu_i}{2\nu}\right) \times$$
$$\times \left\{1 + \frac{1}{4}\sec^2\left(\frac{\pi\nu_i}{2\nu}\right)\left[\left(\frac{\omega}{\omega_i}\right)^{\pi/\nu} - \left(\frac{\omega_i}{\omega}\right)^{\pi/\nu}\right]^2\right\}^{-1} \tag{9}$$

где $\cos \nu_i = (1/2Q_i) - 1$. Представляет интерес сравнить высоты h и h_i и ширины истинного и наблюдаемого пиков, Δ и Δ_i, соответствующие спаду резонансной кривой в n раз

$$h = \frac{h_i}{A} \frac{1}{\nu\omega} \frac{Q \sin \nu}{Q_i \sin \nu_i} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} \frac{\nu_i}{\nu}\right), \tag{10}$$

$$\frac{\Delta_i}{\omega_i} = \sqrt{\frac{n-1}{Q_i}}; \quad \frac{\Delta}{\omega_i} = (\xi + \sqrt{\xi^2 - 1})^{\nu/2\pi} - (\xi - \sqrt{\xi^2 - 1})^{\nu/2\pi}, \tag{11}$$

где

$$\xi = 1 + 2(n-1)\cos^2\left(\frac{\pi\nu_i}{2\nu}\right).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Раутиан. Реальные спектральные приборы. Усп. физ. наук, 1958, 66, 3, 475—517.
2. Е. Титчмарш. Введение в теорию интегралов Фурье. М., ГТТИ, 1948.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
25 июля 1964 г.

УДК 534.29:532.52

ОБ ОЦЕНКЕ КАВИТАЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Л. Д. Розенберг

Несмотря на сравнительно широкое использование кавитации в ультразвуковых технологических процессах (ультразвуковая очистка, травление, лужение, получение эмульсий и суспензий и т. д.), до настоящего времени нет методов, позволяющих оценить абсолютную эффективность кавитационных процессов.

Как известно [1], лишь часть вводимой в жидкость акустической энергии расходуется на образование кавитационных пузырьков; остаток тратится бесполезно на нагрев жидкости. В свою очередь энергия, отдаваемая захлопывающимися кавитационными пузырьками, лишь частично выделяется в виде механической энергии ударных волн. Остальная энергия расходуется на возбуждение сонолюминесценции, на образование активных химических радикалов и, наконец, на создание шума.

Таким образом, плотность энергии в рабочем объеме не является однозначной мерой образования интенсивной кавитации и, в свою очередь, интенсивность кавитации не является однозначной мерой ее химической активности или вызываемой ею кавитационной эрозии, лежащей в основе перечисленных выше технологических процессов. Установление точных закономерностей требует глубокого изучения процессов образования, роста, колебаний и захлопывания кавитационных пузырьков.

Для количественной оценки эффективности технологических процессов различные авторы применяли метод тест-объектов как механических [2—5], так и химических [6—8]. Оставляя в стороне спорный вопрос о том, в какой мере химическая активность кавитации может характеризовать вызываемую ею механическую эрозию, или наоборот (см., например, [9]), заметим, что метод тест-объекта, позволяя выбрать наивыгоднейший режим работы установки, не в состоянии, однако, дать ответ на важнейший вопрос, который, по нашему мнению, уже пора поставить: **на-**