АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXII 1976 Вып. 2

УДК 534.87:532.528:621.391.8

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ШУМА КАВИТАЦИОННОЙ ОБЛАСТЬЮ ГРЕБНОГО ВИНТА

А. А. Пудовкин

Дано аналитическое описание излучения шума при пузырьковой форме кавитации, развивающейся на гребном винте, с помощью импульсных случайных процессов с коррелированными параметрами. Использованный подход позволяет помимо высокочастотной части энергетического спектра описать дискретную низкочастотную часть энергетического спектра, направленность и модуляционные характеристики излучения кавитационного шума.

В настоящее время общепринято [1] представление кавитационного шума как совокупности импульсов, возникающих в случайные моменты времени. Согласно полученному в работе [2] решению, амплитуда a и длительность d генерируемого при одиночном захлопывании каверны акустического импульса могут быть определены через параметры потока

$$a=\frac{R_{\max}}{r}Q\left[\frac{p_0(\gamma-1)}{Q}\right]^{3\gamma-1/3(\gamma-1)}, \tag{1}$$

$$d=R_{\max}\sqrt{\frac{\rho_0}{Q}}\left[\frac{Q}{p_0(\gamma-1)}\right]^{2+3\gamma/6(\gamma+1)},$$

где p_0 — гидростатическое давление, ρ_0 — плотность невозмущенной жидкости, r — расстояние до наблюдателя, γ — показатель адиабаты, R — радиус пузырька, Q — давление газа при $R=R_{\max}$.

Обозначим форму импульса $I(\cdot)$, а момент возникновения импульса с номером l—ε_l.

Для звукового давления, генерируемого кавитационной областью, можно написать выражение

$$p=\sum_{l=-N}^{N}d_l\frac{Q}{r}\sqrt{\frac{Q}{\rho_0}}\left[\frac{p_0(\gamma-1)}{Q}\right]^{3\gamma/2(\gamma+1)}I\left[\frac{t-\varepsilon_l}{d_l}\right]. \tag{2}$$

Это выражение справедливо для пузырьковой формы кавитации в отсутствие повторных захлопываний. Однако в некоторых случаях генерируется несколько последовательных импульсов, разделенных интервалами, величина которых приближенно равна времени Рэлея [3]. Форму импульса при повторных захлопываниях можно считать неизменной, однако при каждом из них часть энергии уносится звуковой волной. Отношение этой энергии к потенциальной энергии каверны в жидкости определяется коэффициентом излучения Δ, который обусловливает максимальный радиус после повторного восстановления каверны [4]: $R_{\max 1}=R_{\max}(1-\Delta)^{1/3}$. Приближенно коэффициент излучения определяется соотношением [4]

$$\Delta=0{,}215\,c^{-1}p_0^{1/2}\rho_0^{-1/2}(1+3Q/p_0)^2(Q/p_0)^{-3/2},$$

где c — скорость звука. Таким образом, в кавитационных режимах, для которых характерны повторные захлопывания, импульс, генерируемый одной каверной, есть суперпозиция импульсов написанной выше формы, следующих с интервалами, равными времени Рэлея, но с соответственной корректировкой максимального радиуса, а следовательно, амплитуды, длительности и времени Рэлея.

По описанным выше причинам генерируемый кавитационной областью гребного винта шум может быть описан импульсным случайным процессом, в котором амплитуда и длительность импульсов, а в случае повторных захлопываний и интервал между ними определяются параметрами потока и одной случайной величиной R_{max}.

Можно считать, что в набегающем на винт потоке величины p_0, γ, ρ_0 остаются постоянными. Величину Q можно считать постоянной, поскольку для газосодержания существенным является не количество газа в зародыше или диффузия газа в каверну, а лишь конечная скорость конденсации пара, приводящая к $Q/p_0=10^{-2}-10^{-3}$ [3].

Обычно гребной винт вращается в неравномерном натекающем потоке. Пусть результирующая скорость v есть суперпозиция не зависящей от угла поворота компоненты V_0 и зависящей от угла поворота компоненты $\Delta v(t)$, причем $\Delta v(t)/V_0 \ll 1$. В этом случае зависит от угла поворота число кавитации, а следовательно, и максимальный радиус, до которого вырастает зародыш. Разлагая в ряд выражение для величины наибольшего радиуса пузырька, развивающегося в зоне разрежения по схеме Ф. Ф. Болотина [3], и ограничиваясь членами не выше первой степени $\Delta v(t)/V_0$, для величины максимального радиуса получим выражение

$$R_{max}=\frac{L\sqrt[3]{\xi}}{\sqrt{3(1-\xi)}}\left\{\frac{\sqrt{\xi-\varkappa}}{\sqrt[3]{\varkappa}}+\left[\frac{\sqrt[3]{\varkappa}}{\sqrt{\xi-\varkappa}}+\frac{2}{3}\frac{\sqrt{\xi-\varkappa}}{\sqrt[3]{\varkappa}}\right]\frac{\Delta v(t)}{V_0}\right\}, \tag{3}$$

где L — длина зоны разрежения, ξ — коэффициент разрежения, $\varkappa$ — число кавитации по V_0. В схеме Болотина предполагается, что величина L — постоянная, однако в реальных условиях эпюра разрежения не прямоугольна, и величина L зависит от расстояния между лопастью винта и линией тока, по которой движется пузырек. Помимо этого существует определенное распределение зародышей по размерам, что также может сказаться на величине максимального радиуса R_{max} конкретного пузырька. Влияние указанных причин подробно проанализировано в работе [5], и автор ее приходит к выводу о том, что максимальные радиусы пузырьков распределены по нормальному закону; при этом величины математического ожидания и стандартного отклонения зависят от коэффициента разрежения ξ, а при $\xi=0{,}25$ их отношение равно примерно 4. Вышеуказанное дает основание предположить, что L есть случайная величина с нормальным законом распределения, математическим ожиданием $\bar{L}$ и дисперсией η^2, на порядок меньшей квадрата математического ожидания. При равномерном вращении винта с угловой скоростью Ω и линейном скосе потока зависящая от угла поворота компонента изменяется по гармоническому закону $\Delta v(t)=\Delta v\cos\Omega t$. Из формул (1) и (3) следует, что случайная величина длительности импульса d_l определяется произведением случайных величин L и $\Delta v(t)$. Двумерная характеристическая функция косинуса с неизвестной фазой, т. е. $\Delta v(t)$, известна [6]. Воспользовавшись методом перевала ($\bar{L}^2/\eta^2 \gg 1$), для характеристической функции длительностей $\theta(u, w, \Omega\tau)=E\{\exp[i\omega(ud_1+wd_2)]\}$ получим выражение

$$\theta(u, w, \Omega\tau)=J_0(q)\exp(ig)+(\eta^2/\bar{L}^2)\times \tag{4}$$

$$\times\exp(ig)/\{2^{-1}q^2J_2(q)-2iqgJ_1(q)-(2^{-1}q^2+g^2)J_0(q)\},$$

где

$$g=\bar{L}\sqrt[3]{\xi/\varkappa}\,\sqrt{(\xi-\varkappa)3^{-1}(1+\xi)^{-1}\rho_0 Q^{-1}}\,(3Qp_0^{-1})^3\omega(u+w),$$

$$q=\bar{L}\frac{\Delta v}{V_0}\left(\frac{\sqrt[3]{\xi/\varkappa}}{\sqrt{3(1+\xi)(\xi-\varkappa)}}+\frac{2}{3}\sqrt[3]{\frac{\xi}{\varkappa}}\sqrt{\frac{\xi-\varkappa}{3(1+\xi)}}\right)\times$$

$$\times\sqrt{\frac{\rho_0}{Q}}\left(\frac{3Q}{p_0}\right)\omega\sqrt{u^2+2uw\cos\Omega\tau+w^2}\,.$$

Определяя статистические характеристики моментов возникновения импульсов, предположим, что кавитационные области различных лопастей характеризуются одинаковыми статистическими свойствами. Обозначим момент возникновения импульса с номером l, генерируемого кавитационной областью лопасти с номером s, через ε_l^s. Временная разность между моментами возникновения импульсов с различными номерами есть сумма интервалов c_j между последовательными импульсами $\varepsilon_l^k-\varepsilon_m^k=\sum_{j=1}^{l-m}c_j$, где c_j — независимые случайные величины, статистические характеристики которых полностью определяются одномерной характеристической функцией $\Psi(y)$, дисперсией μ^2, математическим ожиданием T и не зависят от номеров m и l. Временная разность между моментами возникновения импульсов с одинаковыми порядковыми номерами в последовательностях, генерируемых различными лопастями, есть случайная величина $\nu=\varepsilon_l^k-\varepsilon_l^s$; при $s>k$ предполагается, что статистические свойства полностью определяются одномерной характеристической функцией $\Phi(y)$ и не зависят от порядковых номеров лопастей и импульса в последовательности.

Пусть на каждой лопасти с произвольным номером s гребного винта с z-лопастями существует на радиусе R_a от оси вращения кавитационная область, излучающая сигнал вида (2) со статистическими характеристиками, описанными выше. Воспользовавшись спектральным представлением импульса, преобразованным с использованием теорем о сдвиге, подобия и о дифференцировании [7], и приняв $\gamma={}^4/_3$ для звукового давления s-й лопасти p^s, из формулы (2) имеем

$$p^s=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}e^{-i\omega t}\,d\omega\,\frac{Q}{r}\sqrt{\frac{Q}{\rho_0}}\left(\frac{p_0}{3Q}\right)^6\frac{1}{(i\omega)^2}\times \tag{5}$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty}i''(u)\sum_{l=-N}^{N}\exp[i\omega(ud_l^s+\varepsilon_l^s)]\,du,$$

где $u=(t-\varepsilon_l^s)/d_l^s$.

Для неподвижного монополя, малого по сравнению с длиной волны, для спектров давления S_p и скорости инжекции массы S_Π справедливо соотношение $S_\Pi=4\pi r(i\omega)^{-1}S_p$, следовательно, из формулы (5) легко получить выражение, описывающее скорость инжекции массы П неподвижной кавитационной области s-й лопасти. Пусть $\mathbf{r}$ — радиус-вектор точки излучения, тогда для звукового давления, создаваемого в дальнем поле произвольно движущимся монополем, справедливо выражение [8]

$$p=\left[\left(1-\frac{\mathbf{rM}}{|\mathbf{r}|}\right)^{-1}\frac{\partial}{\partial t}\left\{\frac{\Pi}{4\pi|\mathbf{r}|}\left(1-\frac{\mathbf{rM}}{|\mathbf{r}|}\right)^{-1}\right\}\right], \tag{6}$$

где $\mathbf{M}=c^{-1}\partial\mathbf{r}/\partial t$. Квадратные скобки здесь означают оценку в задержанное время $t'=t-|\mathbf{r}|/c$. Проведя интегрирование в формуле (6) по частям анало-

гично сделанному в работе [9], воспользовавшись соотношением между модулем радиуса-вектора точки излучения и расстоянием до центра вращения r_1, $|\mathbf{r}|\approx r_1-R_a\cos\chi\cos\Omega t$, где χ — угол между перпендикуляром к оси вращения и направлением на наблюдателя, воспользовавшись тождеством

$$\exp[-i\omega c^{-1}R_a\cos\chi\cos\Omega t]=$$
$$=\sum_{m=-\infty}^{\infty}(-i)^m\exp(im\Omega t)J_m\left(\omega\frac{R_a}{c}\cos\chi\right),$$

спектральным представлением дельта-функции [7] и опуская индекс у r_1, мы получим для спектра звукового давления s-й лопасти выражение

$$S_p{}^s=\frac{i\omega}{2\pi r}\exp(i\omega c^{-1}r)\sum_{m=-\infty}^{\infty}J_m\left(\omega\frac{R_a}{c}\cos\chi\right)\times \tag{7}$$
$$\times\left\{Q\sqrt{\frac{Q}{\rho_0}}\left(\frac{p_0}{3Q}\right)[i(\omega+m\Omega)]^{-3}\int_{-\infty}^{\infty}I''(u)\sum_{l=-N}^{N}e^{i(\omega+m\Omega)(ud_l^s+\varepsilon_l^s)}du\right\}.$$

Величина в фигурных скобках здесь есть спектр скорости инжекции массы рассматриваемого процесса, т. е. последовательного захлопывания $(2N+1)$ каверны. Отметим, что при рассмотрении объемной составляющей звука вращения скорость инжекции массы есть постоянная величина $\rho_0 D\Omega$, где D — объем лопасти, для спектра скорости инжекции массы справедливо выражение $S_{\text{п}}=\rho_0 D\delta(\omega/\Omega)$ и для амплитуды первой гармоники из формулы (7) мы получаем обычное выражение [4] $(2\pi r)^{-1}\Omega\rho_0 DJ_1\left(\Omega\frac{R_a}{c}\cos\chi\right)$.

Практически всегда длительность кавитационных импульсов и статистические характеристики интервалов следования и максимальных размеров пузырьков таковы, что при малых m выполняются соотношения

$$\bar{d}^{-1}\gg m\Omega;\quad \mu T^{-2}\gg m\Omega;\quad \eta\bar{R}^{-2}p_0^{1/2}\rho_0^{-1/2}\gg m\Omega; \tag{8}$$

а для звукового диапазона частот $J_m(\cdot)$ пренебрежимо малы при больших m. В этом случае из формулы (7) следует, что в диапазоне звуковых частот излучается ненаправленный сигнал, а для звукового давления справедливо выражение (5). На низких частотах

$$\lim_{\omega\to 0}J_m\left(\omega\frac{R_a}{c}\cos\chi\right)=\begin{cases}1, & m=0,\\ 0, & m\neq 0,\end{cases}$$

т. е. от суммы по m остается лишь слагаемое с $m=0$.

Воспользовавшись соотношением (5), учитывая излучение всех z кавитационных областей, переходя к описанию на бесконечном интервале, интегрируя по текущему времени и частоте, мы получим для корреляционной функции выражение

$$B(\tau)=\frac{Q^3}{\pi T\rho_0 r^2}\left(\frac{p_0}{3Q}\right)^{12}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{\omega^4}\cos\omega\tau\int\int_{-\infty}^{\infty}I''(u)I''(w)\,du\,dw\times \tag{9}$$
$$\times\lim_{N\to\infty}\frac{1}{(2N+1)}E\sum_{k,s=0}^{z-1}\sum_{l,m=-N}^{N}\exp\left\{i\omega\left[ud\left(\varepsilon_l{}^s+\frac{2\pi s}{z\Omega}\right)-\right.\right.$$
$$\left.\left.-wd\left(\varepsilon_m{}^k+\frac{2\pi k}{z\Omega}\right)\right]\right\}e^{i\omega(\varepsilon_l{}^s-\varepsilon_m{}^k)}$$

Здесь учтено, что в данный момент времени $\varepsilon_l{}^k$ скорость набегающего потока определяет длительность импульса (1) через максимальный радиус пу-

зырька (3), и учтен дополнительный временной сдвиг, вызванный пространственным сдвигом лопастей на $2\pi(s-k)z^{-1}$ радиан.

Проводя указанные выше преобразования, легко видеть, что для более корректного учета направленности инфразвукового излучения, чем это сделано выше, нельзя заменить описание случайных величин ε_l^k статистикой c_j.

Суммирование по k, s, l, m эквивалентно суммированию всех элементов матрицы, получаемой от произведения матрицы-столбца $|H_{l1}(u)|$, состоящей из суммы матриц-столбцов $|H_{l1}(u)| = \sum_{s=0}^{z-1} |H_{l1}^s(u)|$ с элементами $H_{l1}^s(u) = \exp\left\{i\omega\left[ud\left(\varepsilon_l^s + \frac{2\pi s}{z\Omega}\right) + \varepsilon_l^s\right]\right\}$, на эрмитово-сопряженную матрицу $|H_{l1}(w)|^*$. Для рассматриваемых матриц справедливо соотношение [7]: $|H_{l1}^{k+s}(u)| \cdot |H_{l1}^k(w)|^* = \{|H_{l1}^k(w)|\,|H_{l1}^{k+s}(u)|^*\}^*$. Вследствие сделанных допущений произведение $|H_{l1}^k(u)|$ и $|H_{l1}^{k+s}(w)|^*$ не зависит от величины k, а число произведений такого типа в результирующей матрице есть $z-s$; следовательно,

$$|H_{l1}(u)| \cdot |H_{l1}(w)|^* = z|H_{l1}^k(u)| \cdot |H_{l1}^k(w)|^* +$$

$$+\sum_{s=1}^{z-1} (z-s)\{|H_{l1}^k(u)| \cdot |H_{l1}^{k+s}(w)|^* + [|H_{l1}^k(w)| \cdot |H_{l1}^{k+s}(u)|^*]^*\}.$$

В результате усреднения по d и усреднения по c_j и ν аналогично работе [10] имеем

$$E\{|H_{l1}^k(u)| \cdot |H_{l1}^{k+s}(w)|^*\} = \frac{2N+1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \theta(u, -w, \Omega x) \times$$

$$\times e^{-i(\omega-y)x} \Phi(y) e^{-iy\frac{2\pi s}{z\Omega}} dx\, dy + {}^1/_2\pi \sum_{m=1}^{2N} (2N+1-m) \times$$

$$\times \iint_{-\infty}^{\infty} dx\, dy \{\theta(u, -w, \Omega x) e^{-i(\omega-y)x} \Phi(y) [\Psi(y)]^k \times$$

$$\times e^{i(\omega-y)\frac{2\pi s}{z\Omega}} + \theta(u, -w, \Omega x) e^{-i(\omega-y)x} \Phi^*(y) [\Psi^*(y)]^k e^{-i(\omega-y)\frac{2\pi s}{z\Omega}}\}.$$

Здесь использована теорема Бореля [7], y — текущая частота интегрирования в свертке, x — разность времен возникновения двух импульсов.

При использовании этого соотношения для $s=0$ следует считать $\Phi(y) \equiv 1$. Подставив полученное соотношение в формулу (9), можно произвести суммирование по m, и для корреляционной функции мы получаем окончательно выражение

$$B(\tau) = \frac{Q^3}{\pi T \rho_0 r^2} \left(\frac{p_0}{3Q}\right)^{12} \iint_{-\infty}^{\infty} I''(u) I''(w) \int_0 \frac{d\omega}{\omega^4} \cos \omega\tau \times \tag{10}$$

$$\times \left\{z\theta(u, -w, 0) - \frac{z}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} dx\, dy\, \theta(u, -w, \Omega x) e^{i(\omega-y)x} \times\right.$$

$$\times \left[\delta\left(\frac{yT}{2\pi}\right) + 2\mathrm{Re}\frac{\Psi(y)}{1-\Psi(y)}\right] + \sum_{s=1}^{z-1} \frac{z-s}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} dx\, dy \times$$

$$\times\theta(u,-w,\Omega x)\,e^{i(\omega-y)x}\left[\Phi(y)\,e^{i(\omega-y)\frac{}{z\Omega}}+\Phi^*(y)\,e^{-i(\omega-y)\frac{2\pi s}{z\Omega}}\right]+$$

$$+\sum_{s=1}^{z-1}\frac{z-s}{2\pi}\iint\limits_{-\infty}^{\infty}dx\,dy\,\theta(u,-w,\Omega x)\,e^{-i(\omega-y)x}\times$$

$$\times\left[\delta\left(\frac{yT}{2\pi}\right)+2\,\mathrm{Re}\,\frac{\Psi(y)}{1-\Psi(y)}\right]\left[\Phi(y)\,e^{i(\omega-y)\frac{2\pi s}{z\Omega}}+\right.$$

$$\left.+\Phi^*(y)\,e^{-i(\omega-y)\frac{2\pi s}{z\Omega}}\right]\Bigg\}.$$

Рассмотрим вид корреляционной функции на выходе узкополосного усилителя. Для определенности коэффициент передачи примем в виде $K(\omega)=\{\exp[-(\omega-\omega_0)^2/2\beta^2]+\exp[-(\omega+\omega_0)^2/2\beta^2]\}$ при условии

$$\bar{d}^{-1}\gg\sqrt{\pi}\beta\gg\Omega. \tag{11}$$

Выбор конкретного вида $K(\omega)$ не существен, при другом виде результат будет отличаться лишь постоянным множителем и формой записи функции, определяющей время корреляции. Обозначим

$$\mathscr{L}(\omega,\Omega x)=\omega^{-4}\iint\limits_{-\infty}^{\infty}I''(u)\,I''(w)\,\theta(u,-w,\Omega x)\,du\,dw. \tag{12}$$

Заметим, что при нулевой дисперсии длительностей величина $\mathscr{L}(\omega,\Omega x)$ есть энергетический спектр импульса. При дисперсии, отличной от нуля, $\mathscr{L}(\omega,\Omega x)$ есть свертка спектра единичного импульса со спектром функции, параметрами которой являются η^2 и $\Delta v(t)/V_0$, что приводит к расширению спектра. Из формул (4) и (12) видно, что $\mathscr{L}(\omega,\Omega x)$ есть периодическая функция x с периодом $2\pi/\Omega$; обозначим через $\mathscr{L}_m(\omega)$ амплитуду m-й гармоники ряда Фурье. Аналогично звуку вращения винта имеем

$$\sum_{s=1}^{z-1}(z-s)\left[\mathscr{L}\left(\omega,\Omega x+\frac{2\pi s}{z}\right)+\mathscr{L}\left(\omega,\Omega x-\frac{2\pi s}{z}\right)\right]=$$

$$=2z^2\sum_{l=0}^{\infty}\mathscr{L}_{lz}\cos(lz\,\Omega x)-2z\mathscr{L}(\omega,\Omega x).$$

Интегрируя в формуле (10) по ω с учетом узкополосности усилителя, далее по x, имея в виду условие (11), и, наконец, по y, полагая, что функция $\Phi(y)\cdot 2\mathrm{Re}\{\Psi(y)/[1-\Psi(y)]\}$ достаточно гладкая на интервале, определяемом шириной полосы усилителя $\sqrt{\pi}\beta$, имеем

$$B(\tau)=zQ^3r^{-2}\rho_0^{-1}T^{-2}(p_0 3^{-1}Q^{-1})^{12}\times \tag{13}$$

$$\times\exp(-\omega_0^2\beta^{-2}2^{-1})\left[2z\sum_{l=0}^{\infty}\mathscr{L}_{lz}(\omega_0)\cos lz\Omega\tau-\mathscr{L}(\omega_0,\Omega\tau)\right]+$$

$$+z(2\pi)^{-1/2}Q^3\beta r^{-2}\rho_0^{-1}T^{-1}(p_0 3^{-1}Q^{-1})^{12}\times$$

$$\times\exp(-\tau^2\beta^2 2^{-1})\cos\omega_0\tau\Big\{\mathscr{L}(\omega_0,0)+2\,\mathrm{Re}\,\Psi(\omega_0)[1-\Psi(\omega_0)]^{-1}\times$$

$$\times\mathscr{L}(\omega_0,\Omega\tau)+\Phi(\omega_0)\langle 1+2\,\mathrm{Re}\,\Psi(\omega_0)[1-\Psi(\omega_0)]^{-1}\rangle\times$$

$$\times\left[2z\sum_{l=0}\mathscr{L}_{lz}(\omega_0)\cos lz\,\Omega\tau-\mathscr{L}(\omega_0,\Omega\tau)\right]\Big\}.$$

Полученное соотношение позволяет сделать ряд выводов об излучаемом кавитационной областью гребного винта сигнале: сигнал состоит из низкочастотной (первое слагаемое в формуле (13)) и высокочастотной (последние три слагаемых) компонент; низкочастотная компонента обладает направленностью, имеет периодический характер, период равен периоду оборота вала, гармоники, кратные частоте вращения лопасти, подчеркиваются; форма низкочастотной периодической компоненты сигнала определяется формой одиночного импульса, формой неоднородности потока, распределением максимальных размеров пузырьков и не зависит от распределения интервалов следования импульсов; в звуковом диапазоне частот излучается ненаправленный сигнал, что обусловлено выполнением условий (8); вид модуляции определяется формой одиночного импульса, формой неоднородности потока, распределением максимальных размеров пузырьков; вследствие сложной формы модуляции (12) при обработке с помощью типового звена радиотехнического устройства возможна как амплитудная, так и частотная модуляции; спектральная интенсивность высокочастотной модулированной компоненты (последние два слагаемых в формуле (13)) в основном определяется распределением интервалов следования импульсов, влияние конкретного вида характеристической функции интервалов следования импульсов $\Psi(y)$ рассмотрено в работе [1]; спектральная интенсивность высокочастотной немодулированной компоненты (второе слагаемое в формуле (13)) не зависит от распределения интервалов следования импульсов; ширина полосы частот модулированной компоненты сигнала (последние два слагаемых в (13)) определяется формой единичного импульса, функцией распределения длительностей импульсов, распределением интервалов следования импульсов; отношение интенсивностей модуляции на различных частотах в основном определяется распределением интервалов следования импульсов, поскольку оно зависит от соотношения интенсивностей модулированной компоненты сигнала (последние два слагаемых в формуле (13)) и немодулированной компоненты (второе слагаемое в формуле (13)); неравномерность потока оказывает бо́льшее влияние на ранних стадиях развития кавитации при $\xi \gg \varkappa$ (3).

Автор благодарит В. И. Ильичева за руководство работой и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. П. Морозов.* Кавитационный шум как последовательность импульсов, возникающих в случайные моменты времени. Акуст. ж., 1968, *14*, 3, 435—440.
2. *И. Б. Есипов, К. А. Наугольных.* О захлопывании пузырька в сжимаемой жидкости. Акуст. ж., 1973, *19*, 2, 285—288.
3. *А. Д. Перник.* Проблемы кавитации. Л., «Судостроение», 1966.
4. *И. Я. Миниович, А. Д. Перник, В. С. Петровский.* Гидродинамические источники звука. Л., «Судостроение», 1972.
5. *Ю. Л. Левковский.* Статистические характеристики пузырьковой кавитации. Акуст. ж., 1973, *19*, 2, 285—288.
6. *С. Райс.* Теория флуктуационных шумов. Сб. переводов под ред. Н. А. Железнова «Теория передачи сигналов при наличии помех». ч. II, М., Изд-во иностр. лит., 1953.
7. *Г. Корн, Т. Корн.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., «Наука», 1970.
8. *M. V. Lowson.* The Sound Field for Singularities in Motion. Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1965, *286*, 1407, 559—572.
9. *M. V. Lowson.* Theoretical Analysis of Compressor Noise. J. Acoust. Soc. Amer., 1970, *47*, 1, part 2, 381—385.
10. *А. А. Пудовкин.* Корреляционные характеристики совокупности перекрывающихся импульсов, модулированных по длительности и амплитуде. Тезисы докладов Первой дальневосточной акустической конференции «Человек и океан». Акустические методы и средства исследования, ч. I. Владивосток, 1974, стр. 196—199.

Акустический институт Академии наук СССР
Сухумский филиал

Поступила
21 января 1975 г.