

действительные, при больших — комплексно-сопряженные. Этих данных достаточно, чтобы судить о свойствах системы в области устойчивости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Yeh V. C. M. Trans. of ASME, ser. D, 1954, 76, N 3, p. 349. [2] Бендриков Г. А., Теодорчик К. Ф. Автоматика и телемеханика, 1955, 16, № 3, с. 288. [3] Бендриков Г. А., Теодорчик К. Ф. Траектории корней линейных автоматических систем. М.: Наука, 1964. [4] Бендриков Г. А., Фонсека Араухо У. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1973, 14, № 1, с. 60. [5] Кузнецов Ю. И. Автореф. канд. дис. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1967. [6] Блейклок Дж. Г. Автоматическое управление самолетами и ракетами. М.: Машиностроение, 1969.

Поступила в редакцию
08.06.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 551.466.31

СПЕКТРЫ ЗАРОЖДАЮЩИХСЯ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

Г. Е. Кононкова, К. В. Показеев

(кафедра физики моря и вод суши)

Форма спектра развитых ветровых волн достаточно хорошо изучена; существует ряд эмпирических и теоретических моделей спектров ветрового волнения для больших разгонов или для большой продолжительности действия ветра [1]. Зарождение ветрового волнения и формы его спектра исследовались мало. (Зарождающимися мы называем работы дистанционных методов изучения океана, так как именно волны, имеющие разгон не более нескольких метров). Данные структуре высокочастотного поверхностного волнения также важны для коротковолновое поверхностное волнение определяет радиолокационную или оптическую яркость морской поверхности.

С целью изучения спектров зарождающегося ветрового волнения (ЗВВ) нами был проведен эксперимент в аэрогидроканале в условиях глубокой воды. Измерение возвышений поверхности проводилось струнными волнографами, датчики которых размещались вдоль оси канала на разгонах, равных 46, 98, 170, 235, 250, 300 и 370 см. Средняя скорость ветра в канале измерялась трубкой Пито. Профиль средней скорости ветра удовлетворял логарифмической зависимости. Изменение динамической скорости V_* вдоль канала при малых разгонах было незначительным. Эксперимент был проведен при V_* , равных 35, 46, 65, 83 и 90 см/с. Более подробно методика экспериментов описана в работе [2].

Для различных разгонов X и динамических скоростей V_* были получены записи возвышений поверхности $\eta(X, V_*, t)$, по которым были рассчитаны спектры возвышений поверхности $S(\omega)$. Поскольку исследовалось только стационарное волнение, анализировались зависимости спектров от X и V_* . На рис. 1 приведены спектры ветрового волнения при $V_* = \text{const}$ и переменной величине X , а на рис. 2 — спектры $S(\omega)$ при $X = \text{const}$ и переменной V_* . Изменение спектра при росте X ($V_* = \text{const}$) происходит обычным образом: растет величина максимума спектра, максимум смещается в сторону более низких частот. В области высоких частот существует участок равновесия. Спектры волн при $X = \text{const}$ и переменной V_* уже не имеют интервала равновесия: про-

исходит рост спектральной плотности на частотах как ниже, так и выше частоты максимума спектра $\omega_{\max}$. Спектры ЗВВ для частот выше $\omega_{\max}$ уже зависят от V_* . Зависимость $S(\omega)$ от V_* отмечалась в работе [3], где была предложена следующая форма спектра:

$$S(\omega) \sim V_* \omega^{-4}. \quad (1)$$

Согласно нашим данным, эмпирическая зависимость спектра от V_* имеет вид

$$S(\omega) \sim V_*^n. \quad (2)$$

Для частот ниже $\omega_{\max}$ $n=4-6$, для частот выше $\omega_{\max}$ $n=2-3$, т. е. существует более сильная зависимость $S(\omega)$ от V_* , чем следует по (1).

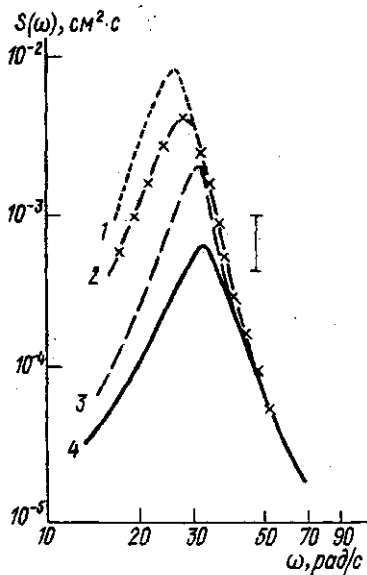


Рис. 1. Развитие спектров ветрового волнения по разгону при неизменной скорости ветра: $V_* = 65$ см/с, $X = 370$ (1), 300 (2), 230 (3) и 98 (4) см

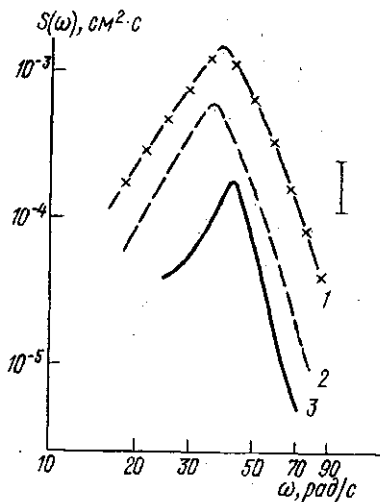


Рис. 2. Изменение спектров ветрового волнения при фиксированном разгоне с увеличением скорости ветра: $X = 98$ см, $V_* = 90$ (1), 65 (2) и 45 (3) см/с

Для частот выше $\omega_{\max}$ зависимость n от X , V_* , найденную по экспериментальным данным, можно записать следующим образом:

$$n = 3 - 9 \cdot 10^{-6} (XV_*/\nu), \quad (3)$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости воздуха.

Высокочастотная часть измеренных спектров аппроксимировалась формулой

$$S(\omega) \sim \omega^{-m}. \quad (4)$$

Для ЗВВ m уже не является константой, как это было для развитого волнения, но зависит от V_* и X (рис. 3). С увеличением V_* и X показатель m уменьшается, приближаясь к значению 4—5. На основе экспериментальных данных была предложена следующая формула для зависимости m от безразмерного параметра XV_*/ν :

$$m = 14 - 4,5 \cdot 10^{-5} (XV_*/\nu). \quad (5)$$

Величина XV_*/ν изменяется от 0 до $2,5 \cdot 10^5$, при больших значениях XV_*/ν $m = 4$, т. е. спектр $S(\omega)$ с учетом (3) переходит в (1).

Спектр ЗВВ имеет следующие особенности: он более сильно зависит от динамической скорости V_* (см. (2)) по сравнению с формулой (1) и показатель m в (4) зависит от V_* и X .

Важной чертой ЗВВ является развитие волн на фоне дрейфовых течений. Для начальной стадии развития ветрового волнения фазовая скорость спектральных компонент равна или даже меньше скорости дрейфового течения. Согласно [4], поверхностная скорость дрейфового течения u_s связана с V_* следующим соотношением:

$$u_s = 0,6 V_* \quad (6)$$

При изменении V_* от 35 до 90 см/с u_s изменяется от 21 до 57 см/с.

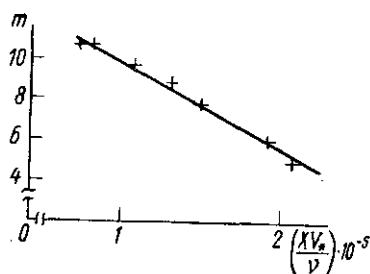


Рис. 3. Зависимость показателя m от безразмерного параметра $X V_* / v$

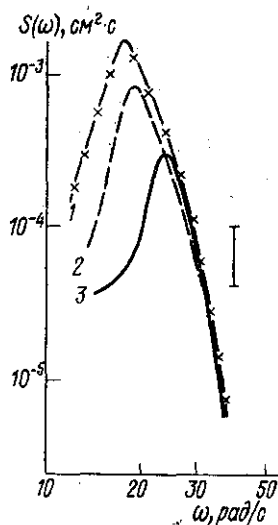


Рис. 4. Спектры $S(\omega)$, пересчитанные с поправкой на влияние дрейфа. Исходными являются спектры, приведенные на рис. 2

Если волна частотой ω_0 распространяется на потоке со скоростью U , то частота волн, фиксируемая в лабораторной системе координат, будет равна [5]

$$\omega = \omega_0 + U k_0,$$

где k_0 — волновое число, соответствующее частоте ω_0 . Пренебрегая зависимостью скорости дрейфового течения от глубины, можно получить выражение для частоты волн на дрейфовом течении:

$$\omega = \omega_0 + k_0 u_s. \quad (7)$$

На частоте ω вместо спектральной компоненты $S(\omega)$ в лабораторной системе координат фиксируется спектральная компонента $S(\omega_0)$, имеющая на высокочастотной ветви спектра большую величину, чем $S(\omega)$. Таким образом, на дрейфовом течении происходит смещение спектральных компонент в область высоких частот. Наблюдаемое возрастание величины спектральной плотности с увеличением V_* связано с собственным возрастанием V_* и с эффектом смещения спектра. Используя связь между спектром $S(\omega)$, измеренным в лабораторной системе координат, и спектром в подвижной системе координат $S(\omega_0)$ [6], с помощью (7) получим спектр $S(\omega_0)$. Примеры такого расчета даны на рис. 4, где в качестве исходных спектров $S(\omega)$ взяты спектры рис. 2: учет дрейфового течения приводит их к виду спектров на рис. 1.

Зависимость спектров от V_* может быть объяснена следующим образом. В работе [7] было получено выражение для формы спектра волн на потоке со скоростью U . Исходный спектр без течения задавался в форме

$$S(\omega_0) = C\omega_0^{-m} \exp[-A\omega_0^{-4}],$$

где C, m, A — константы. Для гравитационных волн

$$S(\omega, U) = C \left(\frac{g}{2U} \right)^{-m} \left[\left(1 + \frac{4U\omega}{g} \right)^{1/2} - 1 \right]^{-m} \times \\ \times \exp \left\{ -16 \frac{U^4 A}{g^4} \left[\left(1 + \frac{4U\omega}{g} \right)^{1/2} - 1 \right]^{-4} \right\}. \quad (8)$$

При условии $4U\omega/g < 1$ формула (8) преобразуется к виду

$$S(\omega, U) \sim U^{m/2}.$$

Если $4U\omega/g > 1$, то степенной вид зависимости $S(\omega, U)$ от U сохраняется, но показатель степени уменьшается. Таким образом, для высокочастотного участка спектра имеем

$$S(\omega, U) \simeq U^\gamma$$

и с учетом (6) $S(\omega, u_g) = S(\omega) \approx (V_*)^\gamma$, где $\gamma \leq m/2$. В наших экспериментах величина $m/2$ менялась от 2 до 5; с учетом того, что при $4U\omega/g \gg 1$ $\gamma \leq m/2$, полученные оценки γ можно считать согласующимися со значениями показателя n в формуле (2).

Для широкого диапазона изменения безразмерного разгона Xg/V_*^2 выполняется следующая зависимость для безразмерной дисперсии волн $g\sigma/V_*^2$ [1]:

$$\frac{g\sigma}{V_*^2} = 1,28 \cdot 10^{-2} \left(\frac{Xg}{V_*^2} \right)^{1/2}.$$

Согласно нашим данным, на стадии зарождения волн роль динамической скорости V_* возрастает и зависимость дисперсии от разгона X и динамической скорости V_* лучше аппроксимируется соотношением

$$\frac{g\sigma}{V_*^2} \sim \frac{V_*}{(g\nu)^{1/3}} \left(\frac{Xg}{V_*^2} \right)^{1/2}.$$

Проведенные эксперименты показали, что спектры ЗВВ имеют некоторые особенности по сравнению со спектрами на стадии развития ветрового волнения. Указанные спектральные особенности могут быть объяснены влиянием дрейфовых течений, которые на стадии зарождения ветровых волн соизмеримы с фазовой скоростью спектральных компонент. Предложены эмпирические зависимости высокочастотной части спектра от частоты и динамической скорости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Давидан И. Н. Тр. ГОИН, 1980, вып. 151, с. 8. [2] Кононкова Г. Е., Поборная Л. В., Показеев К. В. Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1977, 13, № 9, с. 991. [3] Wu J. J. Fluid Mech., 1975, 68, N 1, p. 49. [4] Тоба У. J. Oceanogr. Soc. Japan, 1973, 29, p. 209. [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954, с. 363. [6] Kato H., Sato S. Proc. of 16th Congr. «Fundam. Tools Used Environ. Probl.», Sao Paulo, 1975, Proc. vol. 1, Sao Paulo, p. 288—299. [7] Кононкова Г. Е., Показеев К. В. Тр. ГОИН, 1980, вып. 151, с. 88.

Поступила в редакцию
27.02.81

После переработки —
07.06.82