Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Ордена Трудового Красного Знамени
Научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 99

О СВЯЗИ СРЕДНИХ ПОЛЕЙ В ОКЕАНЕ С КОЭФФИЦИЕНТАМИ НЕЛИНЕЙНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Ермаков С.А.,

Пелиновский Е.Н.

Горький – 1976 г.

Аннотация

На основе уравнений, описывающих нелинейные волновые взаимодействия, рассмотрено распространение регулярной волны на фоне случайных (шумовых) полей. Получено, что затухание (усиление) среднего поля выражается через пространственно-временной спектр шума и коэффициенты нелинейных взаимодействий, взятых для значений волновых чисел и частот, удовлетворяющих известным условиям волнового синхронизма. В качестве примера рассмотрена задача о генерации внутренней волны в экспоненциально стратифицированном океане полем случайных ветровых волн.

Измеряемые в океане параметры гидрофизических полей, как правило, изменчивы во времени и пространстве, что обусловлено наличием многих факторов, таких как турбулентность, тонкая структура плотностной стратификации, нелинейные взаимодействия и т.д. Вычисление усредненных характеристик этих полей даже в линейном приближении оказывается достаточно сложным ввиду громоздкости уравнений гидродинамики стратифицированной жидкости (в частности, внутренним волнам в океане при наличии тонкой структуры поля плотности посвящено, насколько нам известно, только две работы [1, 2]). В то же время очевидно, что задача о рассеянии волны в среде с флуктуирующими параметрами аналогична нелинейной задаче о взаимодействии волны со случайными волновыми полями (когда ограничиваются линейным по амплитуде волны приближением). В такой постановке обе эти задачи могут рассматриваться на основе стандартных уравнений, описывающих нелинейные волновые взаимодействия, характер которых определяется конкретным видом матричных коэффициентов взаимодействия. К настоящему времени расчет таких взаимодействий проведен для многих типов волн в океане (см., например, [3–10]).

Ниже будет показано, что средние значения линейных волновых полей могут быть определены через матричные коэффициенты нелинейных взаимодействий, что позволяет, если известны последние, существенно упростить все вычисления. При выводе уравнения для среднего поля мы используем, по-существу, технику линейной теории применительно к нелинейным уравнениям, как это уже было сделано в [11] и приведем удобные для практических расчетов формулы. В качестве примера рассматривается генерация внутренней волны случайными поверхностными волнами.

Общий вид уравнений, описывающих взаимодействие волн в нелинейных средах хорошо известен. Если поле $u(\vec{r},t)$ разложить по собственным волнам линейной задачи

$$u(\vec{r},t) = \sum_{m,\sigma} \int d\vec{k}\, a^{m}_{\sigma\vec{k}}\, e^{i\sigma(\omega^{m}_{\vec{k}} - \vec{k}\vec{r})} \qquad (1)$$

$(\omega^{m}_{\vec{k}} = \omega^{m}(\vec{k})$ – частота m-ой собственной волны, $\sigma = \pm 1$, $a^{m}_{\sigma\vec{k}}$ – спектральная амплитуда волны. $a^{m}_{-\vec{k}} = a^{m*}_{\vec{k}}$), то при слабой нелинейности $a^{m}_{\sigma\vec{k}}$ медленно меняется во времени и описывается системой [9, 12, 13] +)

$$\frac{d a^{m}_{\sigma\vec{k}}}{dt} = \sum_{\substack{m_1,\sigma_1 \\ m_2,\sigma_2}} \int d\vec{k}_1 \int d\vec{k}_2\, V^{012}_{0,1,2}\, a^{m_1}_{\sigma_1\vec{k}_1} a^{m_2}_{\sigma_2\vec{k}_2}\, e^{i\Delta_{012}t}\, \delta(\sigma_1\vec{k}_1 + \sigma_2\vec{k}_2 - \sigma\vec{k}), \qquad (2)$$

где $V^{012}_{0,1,2} = V^{m,\, m_1,\, m_2}_{\sigma\vec{k},\sigma_1\vec{k}_1,\sigma_2\vec{k}_2}$ – матричный коэффициент взаимодействия, $\Delta_{012} = \sigma_1\omega^{m_1}_{\vec{k}_1} + \sigma_2\omega^{m_2}_{\vec{k}_2} - \sigma\omega^{m}_{\vec{k}}$ – расстройка взаимодействующих волн по частоте. Очевидно, что форма уравнений не изменяется, если в качестве u выбрать не только волновые переменные, но и заданные (внешние) поля, например, изменение поля плотности, турбулентные течения и т.д. Эти внешние поля можно представить в виде суперпозиции волн с заданным законом дисперсии $\omega^{m}(\vec{k})$. Например, для неподвижных неоднородностей $\omega(\vec{k}) = 0$, неоднородности же, движущиеся с постоянной скоростью $\vec{V}$, описываются дисперсионным уравнением $\omega(\vec{k}) = \vec{k}\vec{V}$ и т.д. Уравнения (2), таким образом, описывают в единой форме взаимодействие этих

+) Наличие модовой структуры не изменяет вид уравнений (2) и сказывается лишь на конкретном виде коэффициентов взаимодействия.

как друг с другом, так и с внешними полями. На основе этих уравнений рассмотрим далее случай, когда наряду с шумом (ансамбль случайных волн или случайные внешние поля) задана регулярная волновая компонента. Такая ситуация реализуется либо при наличии регулярного источника волн (например, генерация внутренних волн при обтекании подводных препятствий) либо если статистические свойства $a^m_{\sigma\vec{k}}$ существенно различны (например, когда шум и волна разнесены по частоте, как это имеет место при взаимодействии поверхностных и внутренних волн). В этом случае решение уравнений (2) ищем в виде

$$a^m_{\sigma\vec{k}} = b^m_{\sigma\vec{k}} + c^m_{\sigma\vec{k}} \quad , \tag{3}$$

где $b^m_{\sigma\vec{k}}$ – амплитуда волны, $c^m_{\sigma\vec{k}}$ – спектральная амплитуда шума. Обычно предполагают, что волна слабо меняет спектральные характеристики шума, так что последний может считаться заданным. Тогда $c^m_{\sigma\vec{k}}$ также является решением уравнения (2). Мы будем полагать шум стационарным и однородным, причем $\langle c^m_{\sigma\vec{k}} \rangle = 0$ (скобки обозначают статистическое усреднение). Подставляя (3) в (2) легко получить в линейном по амплитуде волны $b^m_{\sigma\vec{k}}$ приближении следующее уравнение для $b^m_{\sigma\vec{k}}$:

$$\frac{d b^m_{\sigma\vec{k}}}{dt} = 2\sum_{\substack{m_1,\sigma_1\\ m_2,\sigma_2}} \int d\vec{k}_1 \int d\vec{k}_2\, V^{012}_{0,1,2}\, b^{m_1}_{\sigma_1\vec{k}_1} c^{m_2}_{\sigma_2\vec{k}_2}\, e^{i\Delta_{012}t}\, \delta(\sigma_1\vec{k}_1 + \sigma_2\vec{k}_2 - \sigma\vec{k}). \tag{4}$$

Система (4) представляет собой линейную систему интегродифференциальных уравнений с флуктуирующими параметрами. Для ее решения можно применить стандартную процедуру, развитую в [11, 14]. Представим $b^m_{\sigma\vec{k}}$ в виде суммы среднего поля $B^m_{\sigma\vec{k}}$ и случайной компоненты $\alpha^m_{\sigma\vec{k}}$ обусловленной взаимодействием поля с шумом, т.е.

$$b^m_{\sigma\vec{k}} = B^m_{\sigma\vec{k}} + \alpha^m_{\sigma\vec{k}} \quad , \quad \langle \alpha^m_{\sigma\vec{k}} \rangle = 0 \; . \tag{5}$$

Подставляя (5) в (4) и разделяя средние и флуктуирующие слагаемые, приходим к двум системам уравнений

$$\frac{dB^{m}_{\sigma\vec{K}}}{dt} = \hat{L}^{012}_{012}\left\{\langle \alpha^{m_1}_{\sigma_1\vec{K}_1}\; c^{m_2}_{\sigma_2\vec{K}_2}\rangle\right\} \tag{6}$$

$$\frac{d\alpha^{m_1}_{\sigma\vec{K}}}{dt} = \hat{L}^{012}_{012}\left\{B^{m_1}_{\sigma_1\vec{K}_1}\, c^{m_2}_{\sigma_2\vec{K}_2} + \left[\alpha^{m_1}_{\sigma_1\vec{K}_1}\, c^{m_2}_{\sigma_2\vec{K}_2} - \langle \alpha^{m_1}_{\sigma_1\vec{K}_1}\, c^{m_2}_{\sigma_2\vec{K}_2}\rangle\right]\right\} \tag{7}$$

(выражение для оператора $\hat{L}^{012}_{012}$ очевидно из системы (4)). Решая (7) с любой степенью точности по $\alpha^{m}_{\sigma\vec{K}}$ можно получить замкнутое уравнение относительно амплитуды среднего поля. Обычно используют приближение однократного рассеяния (приближение Бурре), когда членами в квадратных скобках в (7) пренебрегают. В этом приближении $\alpha^{m}_{\sigma\vec{K}}$ легко вычисляется и уравнение для $B^{m}_{\sigma\vec{K}}$ имеет вид

$$\frac{dB^{m}_{\sigma\vec{K}}}{dt} = \int\limits_{-\infty}^{t} dt'\, \hat{L}^{012}_{012}\hat{L}^{134}_{134}\, B^{m_3}_{\sigma_3\vec{K}_3}(t')\langle c^{m_2}_{\sigma_2\vec{K}_2}(t)\, c^{m_4}_{\sigma_4\vec{K}_4}(t')\rangle \tag{8}$$

Функция корреляции спектральных амплитуд шума, как нетрудно показать, следующим образом выражается через пространственно-временной спектр шумового поля $\Phi^{m}(\sigma\vec{K},\Omega)$

$$\langle c^{m_2}_{\sigma_2\vec{K}_2}(t)\, c^{m_4}_{\sigma_4\vec{K}_4}(t')\rangle =$$

$$= \frac{1}{4}\,\delta_{m_2 m_4}\,\delta(\sigma_2\vec{K}_2+\sigma_4\vec{K}_4)\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\Omega\, \Phi^{m_2}(\sigma_2\vec{K}_2,\Omega)\, e^{i(\sigma_2\omega^{m_2}_{\vec{K}_2}-\Omega)(t'-t)} \tag{9}$$

Подстановка выражения (9) в (8) позволяет получить, после несложных вычислений, следующее уравнение для амплитуды среднего поля

$$\frac{d B^{m}_{\sigma\vec{k}}}{dt} = 8\sum_{m_1,m_2,\sigma_1}\int d\vec{k}_1\int_{-\infty}^{\infty} d\Omega\, V^{012}_{0,1,0-1} V^{120}_{1,1-0,0}\, \times \tag{10}$$

$$\times\, \Phi^{m_2}(\sigma\vec{k}-\sigma_1\vec{k}_1,\Omega)\int_0^{\infty} d\tau\, B^{m}_{\sigma\vec{k}}(t-\tau)\, e^{-i(\Omega+\sigma\omega^{m}_{\vec{k}}-\sigma_1\omega^{m_1}_{\vec{k}_1})\tau}.$$

Очевидно, что решения этого уравнения имеют вид

$$B^{m}_{\sigma\vec{k}}(t) = const\cdot e^{\gamma^{m}_{\sigma\vec{k}} t}, \tag{11}$$

где $\gamma^{m}_{\sigma\vec{k}}$ в общем случае комплексная постоянная, подлежащая определению. Поскольку величина $\gamma^{m}_{\sigma\vec{k}}$ из-за слабого взаимодействия волны с шумом мала по сравнению с частотами волн $\omega^{m}_{\vec{k}}$, то множителем $e^{-\gamma^{m}_{\sigma\vec{k}}\tau}$ под интегралом в формуле (10) можно пренебречь. Тогда для $\gamma^{m}_{\sigma\vec{k}}$ получаем явное выражение

$$\gamma^{m}_{\sigma\vec{k}} = 8\sum_{m_1,m_2,\sigma_1}\int_{-\infty}^{\infty} d\Omega\int d\vec{k}_1\, V^{012}_{0,1,0-1} V^{120}_{1,1-0,0}\,\Phi^{m_2}(\sigma\vec{k}-\sigma_1\vec{k}_1,\Omega)\,\times \tag{12}$$

$$\times\int_0^{\infty} d\tau\, e^{-i(\Omega+\sigma\omega^{m}_{\vec{k}}-\sigma_1\omega^{m_1}_{\vec{k}_1})\tau}.$$

Как правило, наиболее интересно вычисление реальной части выражения (12), так как именно она описывает затухание (или усиление) среднего поля при взаимодействии с шумом. Мнимая же поправка (т.е. поправка к частоте волны $\omega^{m}_{\vec{k}}$), возникающая в результате этого взаимодействия, вообще говоря, не определяется мнимой частью (12). Можно показать, что для отыскания поправки к частоте волны в исходных уравнениях (2) необходимо удержать члены, описывающие четырехволновые процессы, вклад которых в $\mathrm{Im}\,\gamma^{m}_{\sigma\vec{k}}$ того же порядка, что и рассматриваемых трехволновых. Вклад же четырехволновых процессов в $\mathrm{Re}\,\gamma^{m}_{\sigma\vec{k}}$ мал и его можно не учитывать. Воспользуемся известным соотношением

$$\mathrm{Re}\int_0^\infty e^{-i\omega\tau}\,d\tau = \pi\,\delta(\omega). \qquad (13)$$

Тогда для $\mathrm{Re}\,\gamma^{m}_{\sigma\vec{k}}$ получим следующее выражение (положим, для определенности, $\sigma = +1$)

$$\mathrm{Re}\,\gamma^{m}_{\vec{k}} = 8\pi\sum_{m_1,m_2,\sigma_1}\int d\vec{k}_1\, V^{012}_{0,1,0-1}\, V^{120}_{1,1-0,0}\,\Phi^{m_2}\bigl(\vec{k}-\sigma_1\vec{k},\ \omega^{m}_{\vec{k}}-\sigma_1\omega^{m_1}_{\vec{k}_1}\bigr). \qquad (14)$$

Вычисление (14) значительно упрощается, если учесть, что шум имеет волновой характер и представим в виде (1) с медленно меняющимися амплитудами $C^{m}_{\sigma\vec{k}}$. Тогда

$$\Phi^{m}(\vec{k},\Omega) = \Phi^{m}(\vec{k})\,\delta(\Omega-\omega^{m}_{\vec{k}}). \qquad (15)$$

Воспользовавшись далее условиями симметрии матричных коэффициентов [13][+)]

$$V_{\sigma\vec{k},\sigma_1\vec{k}_1,\sigma_2\vec{k}_2} = -V_{\sigma_1\vec{k}_1,-\sigma_2\vec{k}_2,\sigma\vec{k}}\cdot\sigma\sigma_1 = -V_{\sigma_2\vec{k}_2,-\sigma_1\vec{k}_1,\sigma\vec{k}}\cdot\sigma\sigma_2 \qquad (16)$$

запишем $\mathrm{Re}\,\gamma^{m}_{\vec{k}}$ окончательно в виде

$$\mathrm{Re}\,\gamma^{m}_{\vec{k}} = -8\pi\sum_{m_1,m_2}\int d\vec{k}_1\bigl(V^{012}_{0,1,0-1}\bigr)^2\,\Phi^{m_2}(\vec{k}-\vec{k}_1)\,\delta\bigl(\omega^{m}_{\vec{k}}-\omega^{m_1}_{\vec{k}_1}-\omega^{m_2}_{\vec{k}-\vec{k}_1}\bigr) + \qquad (17)$$

$$+8\pi\sum_{m_1,m_2}\int d\vec{k}_1\bigl(V^{012}_{0,-1,0+1}\bigr)^2\,\Phi^{m_2}(\vec{k}+\vec{k}_1)\,\delta\bigl(\omega^{m}_{\vec{k}}+\omega^{m_1}_{\vec{k}_1}-\omega^{m_2}_{\vec{k}+\vec{k}_1}\bigr).$$

Формула (17) определяет, таким образом, коэффициент за-

+) Условия симметрии в форме (16) справедливы при определенной нормировке, когда плотность энергии волны $\varepsilon^{m}_{\vec{k}} = |a^{m}_{\sigma\vec{k}}|^2\,\omega^{m}_{\vec{k}}$. В противном случае формула (16) определяет лишь соотношения между знаками матричных коэффициентов тухания регулярной (когерентной) волны, распространяющейся в случайном шумовом поле. Отметим, прежде всего, резонансный характер затухания среднего поля (ср. [15]). К затуханию (или усилению) среднего поля приводят лишь спектральные компоненты шума с частотами и волновыми числами, удовлетворяющими условиям синхронизма

$$\begin{gathered} \sigma\omega^{m}_{\vec{k}} - \sigma_1\omega^{m_1}_{\vec{k}_1} - \sigma_2\omega^{m_2}_{\vec{k}_2} = 0 \\ \sigma\vec{k} - \sigma_1\vec{k}_1 - \sigma_2\vec{k}_2 = 0 . \end{gathered} \tag{18}$$

Далее, затухание среднего поля (описывающееся первым слагаемым в правой части (17) обусловлено взаимодействием волны с низкочастотным шумом (с частотами $\omega^{m_2}_{\vec{k}-\vec{k}_1} = \omega^{m}_{\vec{k}} - \omega^{m_1}_{\vec{k}_1} < \omega^{m}_{\vec{k}}$), в то время как усиление (второе слагаемое в (17)) – взаимодействием с высокочастотным шумом (с $\omega^{m_2}_{\vec{k}-\vec{k}_1} = \omega^{m}_{\vec{k}} + \omega^{m_1}_{\vec{k}_1} > \omega^{m}_{\vec{k}}$). Это полностью согласуется с известными соотношениями Мэнли–Роу для динамических трехволновых взаимодействий [13]. Это обстоятельство помогает зачастую определить знак $\operatorname{Re}\gamma^{m}_{\vec{k}}$ не производя конкретных расчетов.

Подчеркнем, что декремент среднего поля выражается через коэффициенты нелинейных взаимодействий. Последние уже вычислены для многих типов волн в океане, в частности для поверхностных и внутренних волн [8, 9, 10]. Спектры волнения также интенсивно исследуются как теоретически, так и экспериментально. В результате, анализ распространения средних волновых полей в океане сводится к вычислению интеграла (17).

В качестве примера рассмотрим распространение регулярной монохроматической внутренней волны на фоне поверхностного ветрового волнения (динамическая задача о возбуждении внутренней волны короткими поверхностными волнами изучалась в [8]). Условия синхронизма между двумя поверхностными и одной внутренней волнами имеют вид

$$\omega^{\delta н}_{\vec{\varkappa}} = \omega^{пов.}_{\vec{k}} - \omega^{пов.}_{\vec{k}_1}, \quad \omega^{пов}_{\vec{k}} = \sqrt{gk} . \tag{19}$$

Очевидно, что в формуле (17) остается только второе слагаемое, так что внутренняя волна всегда усиливается в поле поверхностного волнения.

Интеграл по модулю $\vec{K}_1$ в (17) легко вычисляется, в результате чего имеем

$$\mathrm{Re}\,\gamma_{\vec{K}}^{\text{вн}} = 8\pi \int_0^{\pi} d\theta\, V^2 \Phi^{\text{пов}}(\vec{K}+\vec{K}_1^*) K_1^* \left| \frac{d\omega^{\text{пов}}_{\vec{K}+\vec{K}_1}}{dK_1} - \frac{d\omega^{\text{пов}}_{\vec{K}_1}}{dK_1} \right|^{-1}_{K_1 = K_1^*}, \tag{20}$$

где $K_1^*(\theta)$ – решение уравнения (19), $\frac{\pi}{2}+\theta$ – угол между векторами $\vec{K}_1^*$ и $\vec{K}$. Ограничимся рассмотрением экспоненциальной модели стратификации океана с постоянной частотой Вяйсяля $N = (g/\rho_0 \cdot \partial\rho_0/dz)^{1/2}$ ($\rho_0 = \rho_0(z)$ – средняя плотность океана). Расчет матричных коэффициентов взаимодействия дает

$$V^2 = \frac{2(\omega^{\text{пов.}}_{\vec{K}})^3 K_z K_1^{5/2}}{\sqrt{g}\, N^2 k^4 H} \left[1 - \left(\frac{K}{2K_1}\right)^2\right] \tag{21}$$

($K_z = n\pi/H$, H – глубина океана, n – номер моды внутренней волны). Для оценок примем спектр поверхностных волн в виде

$$\Phi^{\text{пов}}(\vec{K}) = \frac{1}{2\pi} \langle \zeta^2 \rangle \tilde{K}^{-1} \delta(K - \tilde{K}), \tag{22}$$

где константы выбираем из сравнения с эмпирическими спектрами ветровых волн [16]: $\langle \zeta^2 \rangle = \beta \tilde{K}^{-2}$, $\beta = 0{,}04$, $\tilde{K}$ – характерное волновое число, соответствующее максимуму ветрового волнения. Подставляя (21) и (22) в (20), находим инкремент

$$\mathrm{Re}\,\gamma = \frac{64 \beta \tilde{K} H^2 N^3}{\pi^3 g\, n^2} \left(1 - \frac{\omega^2}{N^2}\right)^{5/2} \tag{23}$$

(ω – частота внутренней волны). Наибольшее значение инкремента у первой моды внутренней волны, быстро спадает с ростом номера моды n и с приближением ω к N (см. рис.).

Полагая $N = 3\cdot 10^{-3}$ сек$^{-1}$, $H = 10^3$ м. $\tilde{k} = 0{,}1$ м$^{-1}$, $n = 1$, получим максимальный инкремент (при $\omega \to 0$) $\gamma_{max} \approx 2{,}3\cdot 10^{-5}$ сек$^{-1}$, что соответствует характерному времени генерации внутренней волны γ^{-1} порядка 12 час. Отметим, что численные расчеты динамических задач о возбуждении внутренней волны дают по порядку величины такие же времена [8]. Приведенная оценка, хотя и является достаточно грубой из-за выбора спектра в форме (22), тем не менее показывает, что статистический режим возбуждения внутренних волн в океане может быть достаточно эффективным.

ЛИТЕРАТУРА

1. McGorman R.E., Mysak L.A. Internal waves in a randomly stratified fluid. Geophys.Fluid Dyn.,(5(2),243-266, 1973.

2. Миропольский Ю.З. О влиянии микроструктуры плотности на распространение внутренних волн. Изв. АН СССР ФАО, 9, № 4, 1973.

3. Бреховских Л.М. Звуковые волны под водой, обусловленные поверхностными волнами в океане. Изв. АН СССР ФАО, 2, № 9, 1966.

4. Захаров В.Е. Устойчивость периодических волн конечной амплитуды на поверхности глубокой жидкости. ПМТФ, 2, 87, 1968.

5. Воронович А.Г. Резонансное трехволновое взаимодействие внутренних волн. Океанология, 15, № 5, 1975.

6. Ball F.K. Energy transfer between external and internal gravity waves. J.Fluid Mech., 19, n.3, 1964.

7. Thorpe S.A. The excitation, dissipation and interaction of internal waves in the deep ocean. J.Geophys.Res., 80, n.3, 1975.

8. Бреховских Л.М., Гончаров В.В., Куртепов В.М., Наугольных К.А. О резонансном возбуждении внутренней волны при нелинейном взаимодействии поверхностных волн. Изв. АН СССР, ФАО, 8, № 2, 1972.

9. Бреховских Л.М., Гончаров В.В., Куртепов В.М., Наугольных К.А. О взаимодействии внутренних волн в океане с поверхностными. Океанология, 15, № 2, 1975.

10. Ермаков С.А., Пелиновский Е.Н. К теории низкочастотного поверхностного волнения, индуцированного внутренними волнами в океане.
Изв. АН СССР, ФАО, 12, № 3, 1976.

11. Бреховских Л.М., Гончаров В.В., Наугольных К.А., Рыбак С.А. Волны в океане. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 19, № 5-6, 1976.

12. Hasselmann K. Feynman diagrams and interaction rules of wave-wave scattering processes.
Rev.Geophys., 4, n.1, 1966

13. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Нелинейная теория плазмы. В сб. "Вопросы теории плазмы", вып. 7. Атомиздат, 1973.

14. Канер Э.А. К теории распространения волн в среде со случайными неоднородностями. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 2, № 5, 1959.

15. Ермаков С.А., Пелиновский Е.Н., Тамойкин В.В. О связи затухания среднего поля с дисперсионными характеристиками среды.
Изв. ВУЗов, Радиофизика (в печати).

16. Сб. "Ветровые волны". ИИЛ, 1962

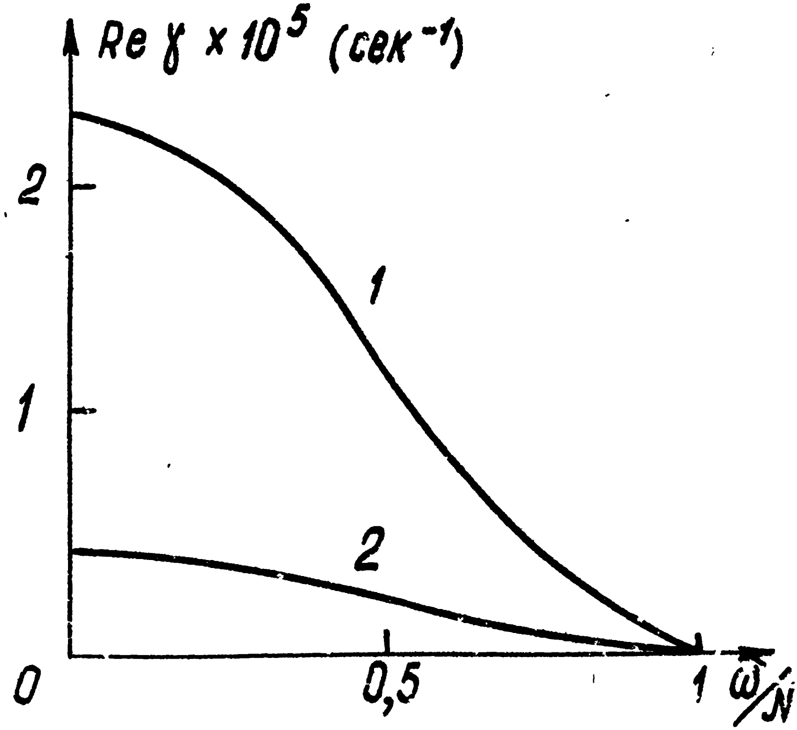

Рис.1.

Коэффициенты усиления (инкременты) внутренних волн первой (1) и второй (2) мод случайным полем поверхностных волн.