

УДК 534.2:532.574

ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРОВ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ НЕЛИНЕЙНЫХ СЛУЧАЙНЫХ ВОЛН

С. Н. Гурбатов, А. Н. Малахов, Н. В. Прончатов-Рубцов

Исследована эволюция высших спектральных функций случайных волн, распространяющихся в нелинейной среде. На стадии до образования разрывов получено выражение для биспектра стационарной волны при произвольной статистике входного сигнала. Исследованы случаи, когда на входе в среду заданы гауссов шумовой сигнал и квазимонохроматический сигнал. Рассмотрена возможность восстановления входного спектра по измеренным спектру и биспектру на выходе нелинейной среды.

В различных областях физики, связанных с изучением нелинейных случайных волн и полей, широко используются спектральные функции высших порядков (биспектры, триспектры и т. д.). Биспектры применялись для изучения свойств изотропной турбулентности [1, 2]. Высшие спектральные функции привлекались также для статистического описания процессов нелинейного взаимодействия поверхностных волн [3] и внутренних волн в океане [4]. В работе [5] экспериментально исследовалась биспектральные статистические характеристики интенсивного узкополосного акустического шума, распространяющегося в трубе. Численный биспектральный анализ применялся также для идентификации и выделения спонтанно рождающихся мод среди мод, генерируемых при нелинейном взаимодействии в турбулентной плазме [6].

Хорошо известно, что при распространении шумовой волны в нелинейной среде меняется как спектральный состав поля, так и высшие статистические характеристики волны — многоточечные вероятностные распределения, высшие моменты и кумулянты [5, 7–9]. Целью настоящей работы и является теоретический анализ высших спектральных и кумулянтных функций интенсивных шумовых волн, распространяющихся в нелинейных средах без дисперсии. Рассмотрение проводится для плоских коллинеарных волн, т. е. для случая, когда самовоздействие шумового сигнала происходит наиболее эффективно.

Процесс самовоздействия плоского интенсивного акустического шума $u(x, t)$ может быть описан в рамках уравнения Бюргерса [7, 8]

$$\frac{\partial u}{\partial x} - \beta u \frac{\partial u}{\partial t} = \mu \frac{\partial^3 u}{\partial t^2} \quad (1)$$

со случайным граничным условием $u(x=0, t) = u_0(t)$. В уравнении (1) β — коэффициент нелинейности среды, а μ — коэффициент, описывающий высокочастотную диссипацию в среде.

Будем интересоваться статистическими свойствами случайного поля $u(x, t)$ при больших числах Рейнольдса, когда диссипация, описываемая последним членом уравнения Бюргерса, не в силах нейтрализовать нелинейное укручивание волны. Переход к бесконечному числу Рейнольдса формально соответствует стремлению $\mu \rightarrow 0$. В этом случае на начальной стадии распространения волны, когда нелинейное укручивание еще не столь значительно, можно пренебречь последним членом в уравнении (1) и пользоваться при анализе статистики нелинейных акустических волн более простым уравнением Римана:

$$\frac{\partial u}{\partial x} - \beta u \frac{\partial u}{\partial t} = 0, \quad u(x=0, t) = u_0(t). \quad (2)$$

Для анализа самовоздействия шумовой волны удобно представить поле $u(x, t)$ в спектральной форме

$$C(\omega, x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, t) \exp(i\omega t) dt. \quad (3)$$

Чтобы получить выражение для спектра шумовой волны в произвольном сечении x , необходимо подставить в (3) решение Римана $u = \tilde{u}_0(t + \beta x)$, модифицированное с учетом образования разрывов в нелинейной волне, произвести замену переменных $t = \xi - \beta u_0(\xi)x$ и проинтегрировать два раза по частям [10, 11]. Ограничиваая анализ спектрального состава акустической волны длинами трасс до образования в ней разрывов, для фурье-образа римановой волны можно записать следующее выражение [10]:

$$C(\omega, x) = - \frac{1}{2\pi i \beta \omega x} \int_{-\infty}^{\infty} \{\exp[-i\omega \beta x u_0(t)] - 1\} \exp(i\omega t) dt. \quad (4)$$

Отметим, что представление (4) удобно для анализа спектрального состава как детерминированных, так и шумовых волн.

Для дальнейшего анализа необходимо ввести определение спектра высшего порядка стационарного случайного процесса. Спектром $k - 1$ -го порядка стационарного случайного процесса $u(x, t)$ будем называть, следя [12], $k - 1$ -мерное фурье-преобразование кумулянтной функции k -го порядка:

$$S_{k-1}(\omega_2, \omega_3, \dots, \omega_k) = \frac{1}{(2\pi)^{k-1}} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \chi_k(0, \tau_2, \dots, \tau_k) \times \\ \times \exp[-i(\omega_2 \tau_2 + \omega_3 \tau_3 + \dots + \omega_k \tau_k)] d\tau_2 d\tau_3 \dots d\tau_k, \quad (5)$$

где $\chi_k(0, \tau_2, \dots, \tau_k) = \langle u(x, t), u(x, t+\tau_2), \dots, u(x, t+\tau_k) \rangle$ — кумулянтная функция k -го порядка процесса $u(x, t)$. Таким образом, заданному набору кумулянтных функций $\chi_1, \chi_2(0, \tau), \chi_3(0, \tau_2, \tau_3), \dots, \chi_k(0, \tau_2, \tau_3, \dots, \tau_k)$, исчерпывающим образом представляющему стационарный случайный процесс, соответствует набор спектральных плотностей $\chi_1^2 \delta(\omega), S(\omega), S_2(\omega_2, \omega_3), \dots, S_{k-1}(\omega_2, \omega_3, \dots, \omega_k)$. Отметим, что высшие спектральные плотности ($k \geq 3$) отличны от нуля только для негауссовых случайных процессов.

Используя (4) и свойство дельта-коррелированности фурье-компонент стационарного случайного процесса

$$\langle C(\omega, x) C^*(\omega_1, x) \rangle = S(\omega, x) \delta(\omega - \omega_1), \\ \langle C^*(\omega_1, x) C(\omega_2, x) C(\omega_3, x) \rangle = S(\omega_2, \omega_3, x) \delta(\omega_1 - \omega_2 - \omega_3) \quad (6)$$

(* — знак комплексной сопряженности) и вводя характеристическую функцию

$$\theta_3(p_1, p_2, p_3; \tau_2, \tau_3) = \langle \exp[i(p_1 u_0(t) + p_2 u_0(t+\tau_2) + p_3 u_0(t+\tau_3))] \rangle,$$

для биспектра стационарной римановой волны в произвольном сечении x получаем

$$S_2(\omega_2, \omega_3, x) = -[(2\pi)^2 i \beta^3 x^3 (\omega_2 + \omega_3) \omega_2 \omega_3]^{-1} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \{\theta_3[\beta x(\omega_2 + \omega_3), -\beta x \omega_2, -\beta x \omega_3; \tau_2, \tau_3] -$$

$$\begin{aligned}
& -\theta_2[\beta x(\omega_2+\omega_3), -\beta x\omega_2; \tau_2] - \theta_2[\beta x(\omega_2+\omega_3), -\beta x\omega_3; \tau_3] - \\
& -\theta_2[-\beta x\omega_2, -\beta x\omega_3; \tau_3 - \tau_2] + \theta_1[\beta x(\omega_2+\omega_3)] + \\
& + \theta_1(-\beta\omega_2x) + \theta_1(-\beta\omega_3x) - 1 \} \exp[i(\omega_2\tau_2 + \omega_3\tau_3)] d\tau_2 d\tau_3. \tag{7}
\end{aligned}$$

Из (7) следует, что для определения энергетического биспектра римановой волны необходимо знать трехмерную и двумерную характеристические функции или двумерное и трехмерное вероятностные распределения процесса на входе в среду. Это связано с тем, что в нелинейной среде происходит многократное взаимодействие гармоник исходного поля. Выражение (7) позволяет исследовать эволюцию энергетического биспектра стационарной римановой волны при произвольной статистике входного сигнала $u_0(t)$.

Перейдем к анализу высших спектральных функций, конкретизировав входной сигнал $u_0(t)$, полагая его статистику гауссовой. В силу гауссности $u_0(t)$ на входе в среду все высшие спектры $S_2(\omega_2, \omega_3)$, $S_3(\omega_2, \omega_3, \omega_4)$, ... обращаются в нуль. Однако уже на начальном этапе распространения шумового сигнала (на стадии до образования разрывов) нелинейные искажения профиля волны приводят к изменению многоточечных вероятностных распределений волны и к появлению высших энергетических спектров, хотя одноточечное вероятностное распределение волны не меняется [13].

Для биспектра случайной римановой волны с гауссовой статистикой и нулевым средним значением на входе в нелинейную среду $\langle u(x=0, t) \rangle = 0$ с учетом фильтрующего свойства дельта-функции из (7) получаем

$$\begin{aligned}
S_2(\omega_2, \omega_3, x) = & - \frac{\exp[-\beta^2 x^2 \sigma^2 (\omega_2^2 + \omega_3^2 + \omega_2 \omega_3)]}{(2\pi^2) i \beta^3 x^3 (\omega_2 + \omega_3) \omega_2 \omega_3} \times \\
& \times \int_{-\infty}^{\infty} \{ \exp[\beta^2 x^2 ((\omega_2^2 + \omega_2 \omega_3) B(\tau_2) + (\omega_3^2 + \omega_2 \omega_3) B(\tau_3) - \\
& - \omega_2 \omega_3 B(\tau_3 - \tau_2))] - \exp[\beta^2 x^2 (\omega_2^2 + \omega_2 \omega_3) B(\tau_2)] - \\
& - \exp[\beta^2 x^2 (\omega_3^2 + \omega_2 \omega_3) B(\tau_3)] - \exp[-\beta^2 x^2 \omega_2 \omega_3 B(\tau_3 - \tau_2)] + 2 \} \times \\
& \times \exp[i(\omega_2 \tau_2 + \omega_3 \tau_3)] d\tau_2 d\tau_3, \\
\sigma^2 = & \langle u_0^2(t) \rangle, \quad B(\tau) = \langle u_0(t), u_0(t+\tau) \rangle,
\end{aligned} \tag{8}$$

где σ^2 и $B(\tau)$ — соответственно дисперсия и ковариационная функция гауссова случайного процесса $u_0(t)$.

Разлагая подынтегральные экспоненты в ряд, получим из (8) представление биспектра римановой волны в виде ряда по степеням взаимодействия:

$$\begin{aligned}
S_2(\omega_2, \omega_3, x) = & - \frac{\exp[-\beta^2 x^2 \sigma^2 (\omega_2^2 + \omega_3^2 + \omega_2 \omega_3)]}{i(2\pi)^2 \beta^3 x^3 (\omega_2 + \omega_3) \omega_2 \omega_3} \times \\
& \times \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(\beta x)^{2n}}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} \{ [(\omega_2^2 + \omega_2 \omega_3) B(\tau_2) + (\omega_3^2 + \omega_2 \omega_3) B(\tau_3) - \\
& - \omega_2 \omega_3 B(\tau_3 - \tau_2)]^n - (\omega_2^2 + \omega_2 \omega_3)^n B^n(\tau_2) - (\omega_2 \omega_3 + \omega_3^2)^n B^n(\tau_3) - \\
& - \omega_2^n \omega_3^n B^n(\tau_3 - \tau_2) \} \exp[i(\omega_2 \tau_2 + \omega_3 \tau_3)] d\tau_2 d\tau_3. \tag{9}
\end{aligned}$$

Для качественного анализа эволюции биспектральных характеристик ограничимся первыми двумя членами ряда в (9). Это приближение соответствует ограничению описания короткими длинами трасс x и низкими частотами ω . Тогда из (9) получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned}
S_2(\omega_2, \omega_3, x) = & \exp[-\beta^2 x^2 \sigma^2 (\omega_2^2 + \omega_3^2 + \omega_2 \omega_3)] \times \\
& \times \{i\beta x [(\omega_2 + \omega_3) S_0(\omega_2) S_0(\omega_3) - \omega_2 S_0(\omega_3) S_0(\omega_2 + \omega_3) - \\
& - \omega_3 S_0(\omega_2) S_0(\omega_2 + \omega_3)] + \frac{i\beta^3 x^3}{2} [\omega_2 (\omega_2 + \omega_3)^2 S_0(\omega_3) \times \\
& \times (S_0(\omega_2) \otimes S_0(\omega_2)) + \omega_3 \omega_2^2 S_0(\omega_2 + \omega_3) (S_0(\omega_3) \otimes S_0(\omega_3)) + \\
& + \omega_3 (\omega_2 + \omega_3)^2 S_0(\omega_2) (S_0(\omega_3) \otimes S_0(\omega_3)) + \\
& + \omega_2 \omega_3^2 S_0(\omega_2 + \omega_3) (S_0(\omega_2) \otimes S_0(\omega_2)) - \\
& - \omega_3^2 (\omega_3 + \omega_2) S_0(\omega_2) (S_0(\omega_2 + \omega_3) \otimes S_0(\omega_2 + \omega_3)) - \\
& - \omega_2^2 (\omega_2 + \omega_3) S_0(\omega_3) (S_0(\omega_2 + \omega_3) \otimes S_0(\omega_2 + \omega_3)) - \\
& - 2\omega_2 \omega_3 (\omega_2 + \omega_3) \int_{-\infty}^{\infty} S_0(\omega_2 + \omega) S_0(\omega_3 - \omega) S_0(\omega) d\omega\}, \\
S_0(\omega) = & (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} B(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau,
\end{aligned} \tag{10}$$

где $S_0(\omega)$ — одномерный спектр процесса $u(x, t)$ в сечении $x=0$, а \otimes — символ операции свертки двух функций.

Анализ эволюции спектральных функций второго порядка в отличие от анализа одномерного спектра необходимо проводить на плоскости ω_2, ω_3 , причем благодаря свойствам симметрии высших спектров можно ограничиться рассмотрением лишь первого квадранта на плоскости $(\omega_2 > 0, \omega_3 > 0)$ [12]. Из (10) следует, что нелинейность среды приводит к появлению биспектра, отличного от нуля при $x > 0$. С увеличением длины трассы происходит «растекание» биспектра в область высоких частот ω . Зависимость интенсивности вновь возбуждаемых гармоник от x не является монотонной: вначале интенсивность возрастает, а затем начинает уменьшаться из-за перекачки энергии в новые гармоники. (Такая зависимость биспектра от длины трассы наблюдалась в [5] при экспериментальном исследовании нелинейного распространения шумового акустического сигнала.) В общем случае все вновь возникающие гармоники перекрываются и эволюция биспектра в целом существенно зависит от $S_0(\omega)$ — конкретной формы одномерного спектра на входе в среду. Общим для процессов нелинейного взаимодействия является то, что происходит перекачка энергии в коротковолновую часть биспектра. Физически это связано с укрученением профиля нелинейной римановой волны.

Рассмотрим случай, когда на входе в нелинейную среду задана случайно-модулированная квазимохроматическая волна с ковариационной функцией $B(x=0, \tau) = A(\tau) \cos \omega_0 \tau$. Используя разложение по модифицированным функциям Бесселя 1-го рода [14]

$$\exp(\pm z \cos t) = I_0(z) + \sum_{k=1}^{\infty} (\pm 1)^k I_k(z) \cos kt, \tag{11}$$

для биспектра квазимохроматической волны из (8) получаем

$$\begin{aligned}
S_2(\omega_2, \omega_3, x) = & \frac{i \exp[-\sigma^2 \beta^2 x^2 (\omega_2^2 + \omega_3^2 + \omega_2 \omega_3)]}{(2\pi)^2 \beta^3 x^3 (\omega_2 + \omega_3) \omega_2 \omega_3} \times \\
& \times \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_n[\beta^2 x^2 (\omega_2^2 + \omega_2 \omega_3) A(\tau_2)] I_m[\beta^2 x^2 (\omega_3^2 + \omega_2 \omega_3) A(\tau_3)] \times \\
& \times \exp\{i[(\omega_2 - n\omega_0)\tau_2 + (\omega_3 - m\omega_0)\tau_3]\} d\tau_2 d\tau_3.
\end{aligned} \tag{12}$$

Слагаемые в бесконечной сумме в (12) описывают генерацию высших гармоник биспектра квазимохроматической волны вблизи центральных частот $n\omega_0$, $m\omega_0$, причем с ростом n и m происходит увеличение ширины биспектра, что и наблюдалось в эксперименте [5]. Учитывая узкополосность сигнала, для не слишком больших m, n можно приблизенно положить в аргументах бесселевых функций в (12) $\omega_2 \approx n\omega_0$, $\omega_3 \approx m\omega_0$ и получить выражение для двумерной ковариационной функции квазимохроматического сигнала:

$$B(\tau_2, \tau_3, x) \approx \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} B_{n,m}(\tau_2, \tau_3, x), \quad (13)$$

$$B_{n,m}(\tau_2, \tau_3, x) = i \exp[-\sigma^2 \omega_0^2 \beta^2 x^2 (n^2 + m^2 + nm)] \times$$

$$\times \frac{I_n(\beta^2 \omega_0^2 x^2 n(n+m) A(\tau_2)) I_m(\beta^2 \omega_0^2 x^2 m(n+m) A(\tau_3))}{\beta^3 x^3 \omega_0^3 nm(n+m)}.$$

Перейдем к более подробному рассмотрению процессов перекачки энергии при нелинейном самовоздействии шумовых акустических волн. В [8] показано, что уравнение Бюргерса может быть использовано в качестве простейшего модельного уравнения для описания свойств гидродинамической турбулентности. Для ковариационной функции статистически однородной турбулентности Бюргерса $B(x, \tau) = \langle u(x, t), u(x, t+\tau) \rangle$ из (1) следует уравнение, аналогичное уравнению Кармана — Ховарта теории гидродинамической турбулентности [15]. Это уравнение незамкнуто, так как оно содержит третью кумулянтную функцию $\langle u^2(x, t+\tau), u(x, t) \rangle$, в уравнение для которой входит четвертый кумулянт. Для спектра статистически однородной турбулентности Бюргерса $S(\omega, x)$ из (1) можно получить уравнение, соответствующее «спектральной форме» уравнения Кармана — Ховарта [15],

$$\frac{\partial S(\omega, x)}{\partial x} = \frac{i\beta\omega}{2} [G_{2,1}(\omega, x) - G_{1,2}(\omega, x)] - \mu\omega^2 S(\omega, x),$$

причем в это уравнение будут входить высшие спектральные функции $G_{1,2}(\omega, x)$ и $G_{2,1}(\omega, x)$, связанные с биспектром соотношением [12]

$$G_{1,2}(\omega, x) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \Omega, \Omega, x) d\Omega, \quad (14)$$

$$G_{2,1}(\omega, x) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega, \Omega, x) d\Omega.$$

Ограничиваюсь анализом начальной стадии распространения акустической волны в нелинейной среде при бесконечных числах Рейнольдса, по аналогии с [15] можно ввести функцию $T(\omega, x)$, описывающую перераспределение энергии по спектру в произвольном сечении x , причем связь $T(\omega, x)$ с высшими спектральными функциями имеет вид

$$T(\omega, x) = (i\beta\omega/2) [G_{2,1}(\omega, x) - G_{1,2}(\omega, x)]. \quad (15)$$

Для коротких длин трасс, ограничиваясь в (9) первым членом ряда и используя (14) и (15), для $T(\omega, x)$ получаем приближенно следующее выражение:

$$T(\omega, x) = \beta^2 \omega^2 x [S_0(\omega) \otimes S_0(\omega) - 2\sigma^2 S_0(\omega)]. \quad (16)$$

Для анализа вида функции $T(\omega, x)$, описывающей перераспределение энергии по спектру, конкретизируем вид спектра акустического шумового сигнала на входе в среду. Пусть

$$S_0(\omega) = \exp(-\omega^2/2\gamma^2), \quad \sigma^2 = \sqrt{2\pi}\gamma, \quad (17)$$

т. е. на входе в среду задан акустический шум с гауссовым спектром. Для этого случая $T(\omega, x)$ согласно (16) принимает значение

$$T(\omega, x) = \sigma^2 \beta^2 \omega^2 x \left[\frac{\exp(-\omega^2/4\gamma^2)}{\sqrt{2}} - 2 \exp(-\omega^2/2\gamma^2) \right]. \quad (18)$$

Вид $\tilde{T}(\omega) = T(\omega, x)/\sigma^2 \beta^2 x$ и $S_0(\omega)$ приведен на рис. 1. Отрицательность значения $\tilde{T}(\omega)$ при малых ω и положительность при больших ω свидетельствует о перекачке энергии вверх по спектру при нелинейном самовоздействии акустического шума, причем спектр нелинейной волны в нуле сохраняется, $S(0, x) = S_0(0)$.

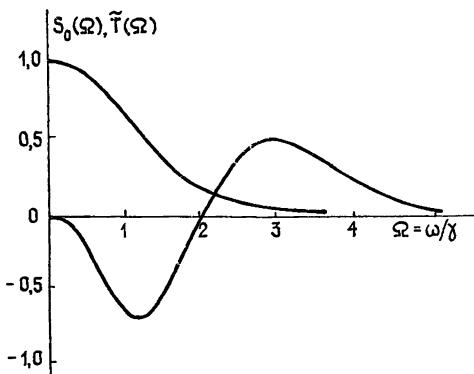


Рис. 1.

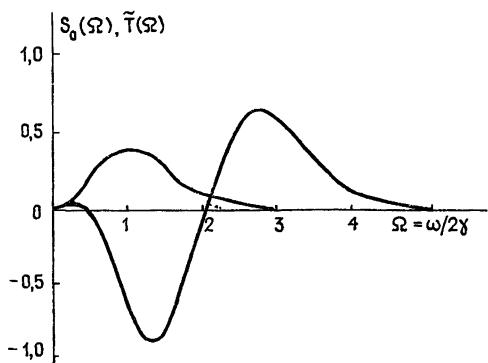


Рис. 2.

В качестве другого примера рассмотрим случай, когда входной спектр имеет максимум на частоте $\omega = 2\gamma$:

$$S_0(\omega) = (\omega/2\gamma)^2 \exp[-(\omega/2\gamma)^2], \quad \sigma^2 = \sqrt{\pi}\gamma. \quad (19)$$

В этом случае $T(\omega, x)$ имеет вид

$$T(\omega, x) = \sigma^2 \beta^2 \omega^2 x [(\sqrt{2}/16) \exp(-\omega^2/8\gamma^2) \times \\ \times ((\omega/2\gamma)^4 - 2(\omega/2\gamma)^2 + 3) - 2(\omega/2\gamma)^2 \exp(-\omega/2\gamma)^2]. \quad (20)$$

Из (20) видно, что нелинейное самовоздействие приводит в данном случае к перекачке энергии как в высокочастотную, так и в низкочастотную части спектра, т. е. спектр начинает «диффундировать» в обе стороны от частоты $\omega = 2\gamma$. (Вид $S_0(\omega)$ и $\tilde{T}(\omega)$ приведен на рис. 2.)

В заключение поставим вопрос о возможности решения обратной задачи — о восстановлении входного спектра по измеренным спектру и биспектру на выходе среды. Так, если сигнал на входе в нелинейную среду имел гауссову статистику, то выражение для одномерного спектра имеет вид [7, 11]

$$S(\omega, x) = \exp(-(\sigma\beta\omega x)^2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\beta^2\omega^2 x^2)^{n-1}}{n!} S_0(\omega) \otimes \dots \otimes S_0(\omega). \quad (21)$$

Для достаточно коротких трасс, когда наиболее существенными оказываются эффекты однократного взаимодействия, используя (9), (14), (15) и (21), для начального спектра можно написать выражение

$$S_0(\omega) = S(\omega, x) - xT(\omega, x)/2. \quad (22)$$

Таким образом, измеряя спектр и биспектр в сечении x и используя (22), можно восстановить вид начального спектра на входе в среду.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lii K. S., Rosenblatt M., Van Atta C.—J. Fluid Mech., 1976, **77**, p. 45.
2. Herring J. R.—J. Fluid Mech., 1980, **97**, № 1, p. 193.
3. Hasselman K., Munk W., Mac Donald G.—In: Proc. Symp. on Time Series Analysis.—N. Y.: 1963, p. 125.
4. McComas C. H., Briscoe M. G.—J. Fluid Mech., 1980, **97**, № 1, p. 205.
5. Sakagami K., Aoki S., Chou I. M., Kamakura T., Ikegaya K.—J. Acoust. Soc. Japan (E), 1982, **3**, № 1, p. 43.
6. Kim Y. C., Powers E. J.—Phys. Fluids, 1978, **21**, № 8, p. 1452.
7. Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики.—М.: Наука, 1975.
8. Гурбатов С. Н., Саичев А. И., Якушкин И. Г.—УФН, 1983, **141**, № 2, с. 221.
9. Гурбатов С. Н., Малахов А. Н.—Акуст. журн., 1977, **23**, № 4, с. 569.
10. Пелиновский Е. Н.—Изв. вузов—Радиофизика, 1976, **19**, № 3, с. 373.
11. Руденко О. В., Чиркин А. С.—ДАН СССР, 1974, **214**, № 5, с. 1045.
12. Малахов А. Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований.—М.: Сов. радио, 1978.
13. Гурбатов С. Н.—Изв. вузов—Радиофизика, 1984, **27**, № 10, с. 1248.
14. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.—М.: Наука, 1971.
15. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика.—М.: Наука, 1967, т. 2.

Горьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
11 марта 1985 г.

THE EVOLUTION OF THE SPECTRA OF HIGH ORDER NONLINEAR RANDOM WAVES

S. N. Gurbatov, A. N. Malakhov, N. V. Pronchatov-Rubtsov

The evolution of high spectral functions of random waves, spreading in nonlinear medium, is investigated. The expression of bispectra of stationary wave for arbitrary statistics of input signal is obtained. The bispectra of the gaussian input noise and the quasimonochromatic input signal are investigated. The possibility of restoration of input spectrum by measurement of output spectrum and bispectrum is considered.

Аннотации депонированных статей

УДК 537.874.6

ОСОБЕННОСТЬ ПОЛЯ НА РЕБРЕ ПРИ НАЛИЧИИ СЕКТОРА МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

B. B. Фисанов

Получены характеристические уравнения для величины, определяющей поведение электромагнитного поля вблизи ребра, образованного соединением секторов магнитоактивной плазмы, вакуума и проводящей среды. Постоянное магнитное поле приложено вдоль ребра. Исследование уравнений проведено для кратных угловых размеров секторов плазмы и вакуума. В отсутствие потерь электрическое поле вблизи ребра может иметь аномально сильную особенность, когда нарушено условие на ребре, не иметь особенности или принимать промежуточные значения. По сравнению со случаем симметрично расположенных сред частотная область аномальной сингулярности расширяется и распространяется на изотропную плазму. Учет потерь обеспечивает выполнение условия на ребре.

Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 2770 — В 86. Деп. от 17 апреля 1986 г.