

УДК 537.86

ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛИТОНА В СРЕДЕ С ФЛУКТУИРУЮЩИМИ ПАРАМЕТРАМИ*Ю. С. Кившарь, В. В. Конотоп, Ю. А. Синицын*

На примере синус-уравнения Гордона изучено излучение движущейся уединенной волны в среде с флуктуирующими параметрами. Найдено общее выражение для плотности излучаемой мощности и рассмотрены конкретные примеры, имеющие самостоятельный физический интерес. Для модели случайного поля типа полосового шума с гауссовым спектром указана характерная область резонансных частот, соответствующая максимуму излучения и позволяющая вести целенаправленное детектирование уединенных волн.

1. В связи со значительными успехами математических методов интегрирования нелинейных эволюционных уравнений в частных производных появились возможности эффективного изучения динамики уединенных волн (солитонов) в различных физических системах, приближающихся по своим свойствам к реальным, т.е. учитывающих ряд эффектов и взаимодействий, которые, как правило, нарушают точную интегрируемость исходных модельных уравнений. Предполагая подобные эффекты малыми, можно исследовать влияние различных физически важных процессов на динамику существенно нелинейных волн по теории возмущений. К настоящему времени достигнут определенный прогресс в разработке приближенных методов анализа динамики солитонов и процессов их взаимодействия в таких системах [1-6]. В случаях, когда исходное невозмущенное уравнение является точно интегрируемым, наиболее целесообразно, на наш взгляд, использовать теорию возмущений, основанную на методе обратной задачи рассеяния [3, 5].

Известно [3-5], что действие возмущений на отдельный солитон приводит, во-первых, к изменению его параметров и, во-вторых, к эффектам, связанным с искажением солитонной формы и излучением волн. Изменение параметров солитона описывается в так называемом адиабатическом приближении [3, 4] обыкновенными дифференциальными уравнениями типа классических уравнений движения частиц, что позволяет в ряде случаев интерпретировать солитоны как деформируемые частицеподобные нелинейные волны [6]. Однако учет поправок к адиабатическому приближению приводит к эффектам, связанным с излучением волн. При этом определенный физический интерес представляет исследование спектральной плотности энергии, уносимой возбуждаемыми в системе волнами при наличии движущегося солитона [7-9].

Возмущения, действующие на нелинейную уединенную волну, могут быть двоякого рода. Прежде всего, это регулярные возмущения, например, внешние постоянные или переменные поля, дефекты структуры и т.п. Во-вторых, это случайные возмущения, обусловленные как флуктуациями внешних полей и параметров среды, так и взаимодействием солитона с другими типами квазичастиц, например с фононами в случае изучения динамики магнитных солитонов типа доменных границ при учете слабого магнитоупругого взаимодействия [10].

Влияние регулярных возмущений на динамику нелинейных уединенных волн достаточно хорошо изучено на ряде примеров модельных уравнений, описывающих большой класс физических систем [2-7]. В рамках метода среднего поля [1] и адиабатического приближения [11, 12] рассматривалась также эволюция параметров отдельного солитона под действием случайных возмущений. В настоящей работе на примере известного синус-уравнения Гордона исследовано излучение волн, генерируемое случайными возмущениями достаточно общего вида при наличии движущегося топологического солитона (кинка или антикинка).

2. Синус-уравнение Гордона (SGE), учитывающее наличие случайных возмущений, запишем в виде

$$u_{tt} - u_{xx} + \sin u = \varepsilon f(x, t) R[u]. \quad (1)$$

Здесь использованы безразмерные переменные, а также введены обозначения: $R[u]$ — локальный (вообще говоря, нелинейный) оператор, ε — малый параметр, $f(x, t)$ — случайная функция, описывающая гауссов случайный процесс с коррелятором

$$\langle f(x, t) f(x', t') \rangle = H_T(t - t') G_L(x - x'), \quad (2)$$

где индексы « T » и « L » введены для обозначения соответствующих масштабов неоднородностей (корреляционных радиусов).

Уравнение (1) возникает в большом числе физических задач теории конденсированного состояния. Например, к исследованию движения солитона в рамках уравнения (1) сводится задача об учете влияния термостата на динамику джозефсоновского вихря (флаксона) [13]. При этом $u(x, t)$ имеет смысл нормированного магнитного потока, а случайная функция в правой части (1) характеризует термические флуктуации стороннего тока, приложенного к джозефсоновскому переходу. Кроме этого, уравнение (1) описывает движение доменных границ в ряде магнитных систем: ферромагнетике с анизотропией типа «легкая плоскость» [21], слабом двухподрешеточном ферромагнетике [19] и т.п. Недавно было показано, что к уравнению типа (1) сводится задача о динамике межфазной границы при фазовых переходах первого рода [14], поэтому учет порождаемого флуктуациями излучения может быть проведен в этой задаче с помощью излагаемого ниже метода.

К уравнению (1) сводятся также уравнения динамики нематиков (уравнения Эриксона — Лесли) в случае деформации чистого кручения, когда ориентация директора задается одним углом $\theta = u/2$. Член с синусом возникает при учете магнитного поля, лежащего в плоскости поворота директора [15]. Случайные возмущения в задачах такого типа обусловлены, например, флуктуациями внешнего магнитного поля или случайными пространственно-неоднородными отклонениями плотности момента инерции молекул нематика.

Односолитонное решение уравнения SGE, т.е. уравнения (1) при $\varepsilon = 0$, хорошо известно:

$$u_s(z) = 4 \operatorname{arctg} e^{\sigma z}, \quad z = (x - \xi) / \sqrt{1 - v^2}, \quad (3)$$

где $\sigma = \pm 1$ — топологический заряд солитона (кинк или антикинк), $\xi = \xi_0 + vt$ и $v = \operatorname{const}$ — скорость солитона. Переходя к учету малого возмущения в правой части (1), ищем приближенное решение в виде разложения [3]

$$u = u_s(z) + u^{(1)}(x, t) + \dots, \quad (4)$$

где $u_s(z)$ имеет вид (3) с параметрами v и ξ , зависящими от времени, а поправки $u^{(1)}, \dots$ описывают искажение солитонной формы, излучение волн и различные радиационные эффекты ($u^{(1)} \sim \varepsilon, \dots$).

Изменения параметров v и ξ определяются решением адиабатичес-

ких уравнений, которые представляют собой в данном случае систему двух стохастических дифференциальных уравнений:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\varepsilon\sigma}{4} (1-v^2)^{3/2} I_0(v); \quad (5)$$

$$\frac{d\zeta}{dt} = v - \frac{\varepsilon\sigma}{4} v(1-v^2) I_1(v), \quad (6)$$

где

$$I_n(v) = \int_{-\infty}^{\infty} dz f(x, t) R[u_s(z)] z^n \operatorname{sech} z, \quad n=0, 1. \quad (7)$$

Анализ уравнений (5)–(7) для некоторых конкретных возмущений рассматриваемого класса содержится в работах [11, 12].

Нетрудно также получить поправку первого порядка теории возмущений в виде случайной функции, а затем найти необходимые средние значения. Мы не будем останавливаться подробно на этих расчетах, а перейдем к вычислению наиболее интересной, на наш взгляд, величины — средней мощности излучения, генерируемого в системе случайным полем $f(x, t)$.

Спектральную плотность излучаемой мощности при наличии любого возмущения рассматриваемого типа нетрудно получить в общем виде, используя теорию возмущений, основанную на методе обратной задачи рассеяния, без вычисления поправки $u^{(1)}$ и связанных с ней средних, входящих в определение средней мощности излучения. Действительно, плотность излучаемой мощности можно легко выразить через коэффициент Йоста $b(\lambda, t)$ связанной с уравнением SGE задачи рассеяния [7, 6, 24]

$$p(\lambda) = \frac{d\varepsilon(\lambda)}{dt} = \frac{4}{\pi\lambda} \left(\lambda + \frac{1}{4\lambda} \right) \operatorname{Re} \left\{ b^*(\lambda) \frac{db(\lambda)}{dt} \right\}, \quad (8)$$

где λ — спектральный параметр ($0 \leq \lambda < \infty$) [17]. Возмущенная эволюция коэффициента Йоста $b(\lambda, t)$ определяется уравнением [5, 7]

$$\frac{\partial b(\lambda, t)}{\partial t} = -i\Omega(\lambda)b(\lambda, t) - \quad (9)$$

$$-\frac{i\varepsilon}{4} \int_{-\infty}^{\infty} dx f(x, t) R[u] [\psi_2^*(x, \lambda)\varphi_1(x, \lambda) + \psi_1^*(x, \lambda)\varphi_2(x, \lambda)];$$

$$\Omega(\lambda) = \lambda + (1/4\lambda), \quad (10)$$

где $\psi_{1,2}(x, \lambda)$ и $\varphi_{1,2}(x, \lambda)$ — стандартные обозначения для компонент функций Йоста, определенных асимптотиками при $x \rightarrow \pm \infty$ соответственно [17]. Для односолитонного решения (3) функции Йоста нетрудно представить в виде [7]

$$\psi(x, \lambda) = e^{(i/2)K(\lambda)x} \begin{pmatrix} \lambda + i\nu \operatorname{th} z \\ \sigma\nu \operatorname{sech} z \end{pmatrix} (\lambda + i\nu)^{-1}; \quad (11)$$

$$\varphi(x, \lambda) = e^{-(i/2)K(\lambda)x} \begin{pmatrix} -\sigma\nu \operatorname{sech} z \\ \lambda - i\nu \operatorname{th} z \end{pmatrix} (\lambda + i\nu)^{-1}, \quad (12)$$

где параметр ν определяется скоростью солитона v ,

$$v = (1/2) \sqrt{(1+v)/(1-v)},$$

и использовано обозначение

$$K(\lambda) = \lambda - (1/4\lambda). \quad (13)$$

Подставляя (11), (12) в уравнение (9), имеем [7]

$$\frac{\partial b(\lambda, t)}{\partial t} = -i\Omega(\lambda)b(\lambda, t) - \frac{i\varepsilon\sqrt{1-v^2}}{4(\lambda^2+v^2)} e^{-iK(\lambda)t} A(\lambda, v), \quad (14)$$

где

$$A(\lambda, v) = \quad (15)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} dz f(x, t) R[u_s(z)] (\lambda^2 - 2i\lambda v \operatorname{th} z - v^2) \exp(-iK(\lambda)z\sqrt{1-v^2}).$$

Физический интерес представляет средняя спектральная плотность излучаемой мощности, т. е. величина $\langle p(\lambda) \rangle$. Для ее вычисления необходимо найти $\left\langle b^*(\lambda, t) \frac{db(\lambda, t)}{dt} \right\rangle$. Угловые скобки означают усреднение по всем реализациям случайного поля $f(x, t)$.

Представим $f(x, t)$ в виде спектрального разложения (см. [18])

$$f(x, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} e^{i\kappa x} F_{\kappa, \omega} \quad (16)$$

с очевидным свойством вещественности

$$F_{\kappa, \omega} = F_{-\kappa, -\omega}^*.$$

С учетом (2) для коррелятора фурье-образа случайного поля имеем:

$$\langle F_{\kappa, \omega} F_{\kappa', \omega'}^* \rangle = 4\pi^2 h_T(\omega) g_L(\kappa) \delta(\omega + \omega') \delta(\kappa + \kappa'), \quad (17)$$

где $h_T(\omega)$ и $g_L(\kappa)$ — фурье-образы $H_T(t-t')$ и $G_L(x-x')$ соответственно.

Подставляя (16) в уравнение (14), легко определить асимптотическое поведение коэффициента Йоста $b(\lambda, t)$ при больших t , а затем получить необходимое среднее, воспользовавшись коррелятором (17). Не останавливаясь на деталях простых вычислений, приведем окончательное выражение для средней спектральной плотности излучаемой мощности:

$$\langle p(\lambda) \rangle = \frac{\varepsilon^2(1-v^2)\Omega(\lambda)}{16\pi^2\lambda(\lambda^2+v^2)^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx g_L(x) \times \quad (18)$$

$$\times |\tilde{A}(\lambda, v, \kappa)|^2 h_T[\Omega(\lambda) - K(\lambda)v + \kappa v],$$

где функция $\tilde{A}(\lambda, v, \kappa)$ определена выражением

$$\tilde{A}(\lambda, v, \kappa) = \quad (19)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} dz R[u_s(z)] (\lambda^2 - v^2 - 2i\lambda \operatorname{th} z) \exp[i(\kappa - K(\lambda))z\sqrt{1-v^2}].$$

Из общего выражения для $\langle p(\lambda) \rangle$ (18) легко получаем соответствующие предельные случаи. Если случайная функция не зависит от координаты x , то $g_L(\kappa) = 2\pi\delta(\kappa)$ и (18) приобретает простой вид

$$\langle p(\lambda) \rangle = \frac{\varepsilon^2(1-v^2)\Omega(\lambda)}{8\pi\lambda(\lambda^2+v^2)^2} |\tilde{A}(\lambda, v, 0)|^2 h_T[\Omega(\lambda) - K(\lambda)v]. \quad (20)$$

В другом предельном случае, когда возмущение описывает стационарные случайные неоднородности среды, имеем

$$\langle p(\lambda) \rangle = \frac{\varepsilon^2 (1 - v^2) \Omega(\lambda)}{8\pi\lambda v (\lambda^2 + v^2)^2} |\tilde{A}(\lambda, v, \kappa_0)|^2 g_L(\kappa_0), \quad (21)$$

где

$$\kappa_0 = K(\lambda) - \Omega(\lambda)v^{-1}.$$

Таким образом, выражения (18) — (21) дают в общем виде среднее значение плотности излучаемой мощности при наличии случайных возмущений достаточно общего вида и могут быть использованы для конкретных расчетов. Среднее значение полной излученной энергии в единицу времени нетрудно найти интегрированием по всем λ как

$$P = \int_0^\infty \langle p(\lambda) \rangle d\lambda. \quad (22)$$

3. Рассмотрим конкретные примеры возмущений и проанализируем для них полученные выше характеристики излучения — среднюю мощность излучения и ее спектральную плотность. Выберем оператор \mathcal{R} в виде

$$\mathcal{R}[u] = \sin u. \quad (23)$$

Такое возмущение описывает ряд физически важных ситуаций: флуктуации параметров слабого ферромагнетика [19], флуктуации в длинных джозефсоновских контактах [8, 20], легкоплоскостных ферромагнетиках [21] и т. п. Для простоты ограничимся примером случайного возмущения, не зависящего явно от координаты. В этом случае стохастические дифференциальные уравнения (5) — (7) (как и для любого переменного по t случайного процесса) допускают полное исследование. Действительно, с учетом указанных ограничений найдем для координаты центра адиабатического солитона ξ уравнение

$$\frac{d\xi}{dt} = v - (\varepsilon\sigma/2)v(1 - v^2)f(t),$$

откуда, пользуясь стандартными приемами, нетрудно получить все величины, характеризующие изменения параметров солитона при наличии случайного возмущения заданного типа. Например, среднеквадратичное расстояние, пройденное за время t топологическим солитоном, определяется известным соотношением для броуновской частицы, обладающей средней скоростью движения:

$$\langle \xi \rangle = \xi_0 + vt, \\ \langle (\xi - \langle \xi \rangle)^2 \rangle = D(v)t, \quad D(v) = \varepsilon^2 (1/2)v^2(1 - v^2)^2.$$

Перейдем теперь к вычислению и анализу характеристик излучения. Вначале рассмотрим случай покоящегося солитона, т. е. $v=0$. Тогда для спектральной плотности излучаемой мощности имеем

$$\langle p(\lambda) \rangle = \frac{\pi\varepsilon^2}{8\lambda} \frac{\Omega^3(\lambda)}{\text{ch}^2[\pi K(\lambda)/2]} h_T[\Omega(\lambda)]. \quad (24)$$

Полная мощность излучения представляется простой формулой

$$P = \frac{\pi\varepsilon^2}{8} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{(1 + k^2)}{\text{ch}^2(\pi k/2)} h_T[\sqrt{1 + k^2}], \quad (25)$$

где мы перешли от интегрирования по λ к интегрированию по волновому числу K , определенному в (13).

Для гауссовой корреляционной функции,

$$H_T(t - t') = \frac{1}{\sqrt{\pi T^2}} \exp \left[-\frac{(t - t')^2}{T^2} \right], \quad (26)$$

в предельных случаях малых и больших радиусов корреляции из (25), (26) получаем асимптотики

$$P \approx \frac{\pi \varepsilon^2}{8} \times \begin{cases} \frac{16}{3\pi}, & T \ll 1; \\ \frac{4\sqrt{\pi}}{T} e^{-T^2/4}, & T \gg 1. \end{cases} \quad (27)$$

$$(28)$$

Полученные результаты позволяют обсудить условия применимости адиабатического описания динамики солитона при наличии случайных возмущений. Если радиус корреляции является большим ($T \gg 1$), полная излученная мощность оказывается экспоненциально малой, что позволяет говорить об адекватном описании стохастической динамики солитона адиабатическими уравнениями. В противоположном случае дельта-коррелированного случайного процесса ($T=0$) адиабатическое описание необходимо дополнять анализом неадиабатических поправок, учет которых приводит, например, к искажению солитонной формы. Задачи подобного рода для регулярных возмущений рассматривались в работах [7, 22].

Утверждение об экспоненциальной малости полной излучаемой мощности справедливо лишь для гладких корреляционных функций, т.е. таких, для которых никакая из производных не имеет скачков. В противном случае зависимость мощности от радиуса корреляции при больших T не является экспоненциальной. Например, для корреляционной функции вида

$$H_T(t - t') = \frac{1}{2T} \exp \left(-\frac{|t - t'|}{T} \right)$$

из (25) находим мощность излучения покоящегося солитона

$$P \approx \varepsilon^2/4T^2, \quad T \gg 1, \quad (29)$$

т.е. при больших радиусах корреляции излучаемая мощность убывает по степенному закону.

4. Из вида корреляционной функции (26), которую мы использовали до сих пор, следует, что в спектре случайного поля $\hat{f}(t)$ преобладают низкие частоты: функция $h_T(\omega)$ сосредоточена в интервале $0 < \omega \leq 1/T$. Теперь мы обратимся к случаю, когда спектральная плотность поля характеризуется некоторой отличной от нуля фиксированной частотой Ω_0 :

$$h_T(\omega, \Omega_0) = (1 + e^{-4\omega_0^2 T^2})^{-1} [e^{-(\omega - \Omega_0)^2 T^2} + e^{-(\omega + \Omega_0)^2 T^2}]. \quad (30)$$

Такую модель случайного поля называют полосовым шумом с гауссовым спектром [23], а соответствующая корреляционная функция имеет вид

$$H_T(\tau) = \frac{\cos \Omega_0 \tau \exp(-\tau^2/4T^2)}{\sqrt{\pi} T [1 + \exp(-4\Omega_0^2 T^2)]}.$$

При $\Omega_0=0$ формула (30) описывает обыкновенный гауссов процесс с нулевым средним.

Из анализа выражений (20) и (30) следует, что спектральная плотность излучения существенно зависит от соотношения скорости солитона и величины Ω_0 . В частности, если не выполняется условие

$$T|\Omega(\lambda) - K(\lambda)v - \Omega_0| \leq 1, \quad (31)$$

то излученная мощность экспоненциально мала. Написанное условие суть требование совпадения с точностью до T^{-1} характерной частоты процесса $f(t)$ и внутренней частоты системы (с учетом доплеровского сдвига), т. е. неравенство является условием резонанса.

В случае предельно малых радиусов корреляции (приближение белого шума) резонансные частоты всегда присутствуют в спектре и именно они определяют полную интенсивность излучения. В этом смысле излучение в поле мелкомасштабных флуктуаций можно назвать резонансным.

Из (20) и (30) также видно, что (31) недостаточно для того, чтобы резонанс был ярко выражен: необходимо выполнение условия

$$\pi K(\lambda) \sqrt{1-v^2} \leq 1, \quad (32)$$

которое обеспечивает достаточную интенсивность излучаемой мощности и характеризует полосу резонансных частот Ω_0 .

Из (31) и (32) следует, что нижней границей полосы резонансных частот является $(\nu_0 = (1-v^2)^{-1/2})$

$$\Omega_0^{(\min)} = -T^{-1} + \frac{(1-v)(\nu_0/\pi + \sqrt{\nu_0^2/\pi^2 + 1/4}) + (1+v)}{2(\nu_0/\pi + \sqrt{\nu_0^2/\pi^2 + 1/4})}. \quad (33)$$

Сверху полоса ограничена частотой

$$\Omega_0^{(\max)} = T^{-2} + \frac{\pi/\nu_0 - 2v}{\pi/\nu_0}. \quad (34)$$

На рис. 1 качественно изображена зависимость средней излучаемой мощности от частоты Ω_0 (как непосредственно следует из (31) — (34)). При $\Omega_0 \gg \Omega_0^{(\max)}$ средняя мощность излучения экспоненциально стремится к нулю. Очевидно, что ширина полосы резонансных частот $\Delta\Omega_0 = \Omega_0^{(\max)} - \Omega_0^{(\min)}$ определяется

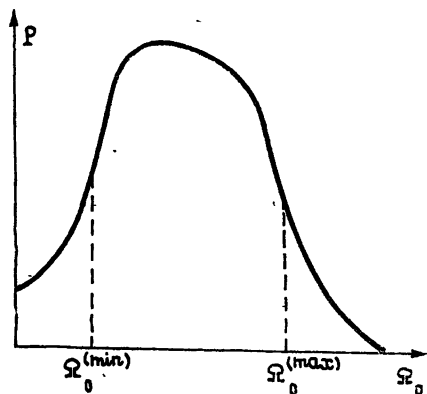


Рис. 1. Зависимость полной средней излучаемой мощности от частоты Ω_0 .

скоростью и масштабом флуктуаций. Минимума величина $\Delta\Omega_0$ достигает при $T \rightarrow \infty$. В соответствии с полученными выше результатами при $T \rightarrow 0$ $\Delta\Omega_0 \sim T^{-1} \rightarrow \infty$ и резонансная область «размывается».

Средняя спектральная плотность излучаемой энергии $\langle p(\lambda) \rangle$ также является существенно монотонной функцией. В случае крупномасштабных флуктуаций ($T \gg 1$) излучение сосредоточено в определенной полосе частот, задаваемой скоростью v и частотой Ω_0 , причем верхняя граница полосы излучения при $v \rightarrow 1$ стремится к бесконечности. Наиболее интересным, на наш взгляд, является следующий факт: при $\Omega_0 = \Omega_0^*$, где

$$\Omega_0^* = -T^{-1} + [(1+v) + (1-v)\tilde{\lambda}^2]/2\tilde{\lambda}, \quad (35)$$

$$\tilde{\lambda} = \nu_0/\pi + \sqrt{\nu_0^2/\pi^2 + 1/4}, \quad \nu_0 = (1-v^2)^{-1/2},$$

ширина полосы излучения достигает минимума. При этом максимум излучаемой мощности расположен вблизи частоты

$$\omega = 2\sqrt{v_0^2/\pi^2 + 1/4}. \quad (36)$$

На рис. 2 приведены результаты численного расчета зависимости P от скорости уединенной волны. Из рисунка видно, что немонотонная зависимость от скорости появляется при движении солитона в поле крупномасштабных флуктуаций.

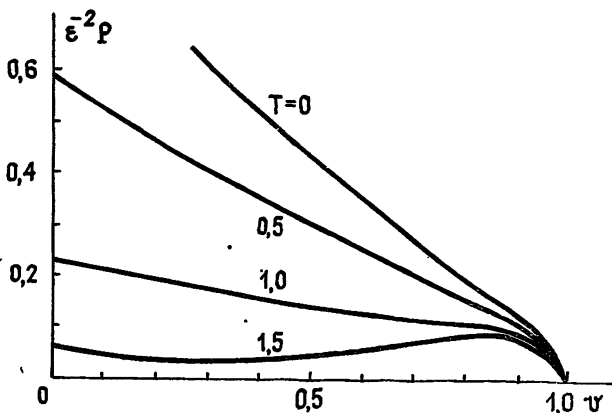


Рис. 2. Зависимость полной мощности P от скорости уединенной волны для различных радиусов корреляции случайного процесса (26).

Описанная выше зависимость средней излучаемой мощности от параметров среды и уединенной волны может оказаться полезной для детектирования уединенных волн и определения средних значений их параметров. Кроме того, определяя излучение солитона, можно восстанавливать такие параметры среды, как масштаб неоднородностей или характерную частоту излучения источников в среде.

Несомненный интерес представляет также анализ резонансного излучения солитона при движении его в стационарной среде со случайными неоднородностями. Общее выражение для средней плотности излученной в единицу времени энергии имеет вид (21). Анализ этого выражения в ряде конкретных случаев, а также решение задачи об излучении солитона в среде со случайно-расположенными примесями нулевого радиуса будут представлены в отдельной публикации.

Авторы выражают глубокую благодарность Ф. Г. Бассу и А. М. Косевичу за интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Заславский Г. М. — ЖЭТФ, 1974, 66, вып. 5, с. 1632.
2. Пелиновский Е. Н. — ПМТФ, 1971, № 6, с. 80.
3. Карман V. I. — Phys. Scripta, 1979, 20, № 3/4, p. 462.
4. Gorshkov K. A., Ostrovsky L. A. — Physica D., 1983, 3, № 1/2, p. 428.
5. Каур D. I., Newell A. C. — Proc. Roy. Soc. London, 1978, A 361, № 2, p. 413.
6. Горшков К. А., Островский Л. А., Папко В. В. — ЖЭТФ, 1976, 71, вып. 2, с. 585.
7. Кившарь Ю. С. Препринт Физико-технического института низких температур АН УССР. № 21-84. Харьков, 1984.
8. Минеев М. Б., Фейгельман М. В., Шмидт В. В. — ЖЭТФ, 1981, 81, вып. 1, с. 290.
9. Абдуллаев Ф. Х., Жангирян Р. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 8, с. 985.
10. Абдуллаев Ф. Х. — ФММ, 1984, 57, № 3, с. 450.
11. Басс Ф. Г., Конотоп В. В., Сеницын Ю. А. — ЖЭТФ, 1985, 88, вып. 2, с. 541.
12. Басс Ф. Г., Конотоп В. В., Сеницын Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 8, с. 921.
13. Salerno M., Joergensen E., Samuelsen M. R. — Phys. Rev. B, 1984, В 30, № 5, p. 2635.
14. Соболева Т. К., Стефановский Е. П., Сукстанский А. Л. — Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, вып. 2, с. 59.
15. Каменский В. Г. — ЖЭТФ, 1984, 87, вып. 4(10), с. 1262.

16. Malomed B. A. — Phys. Lett., 1984, 102 A, № 3, p. 83.
17. Захаров В. Е., Манакон С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов: метод обратной задачи. — М.: Наука, 1980. — 319 с.
18. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. II. Случайные поля. — М.: Наука, 1978. — 463 с.
19. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. А. — ЖЭТФ, 1980, 78, вып. 4, с. 1509.
20. Mkrtchyan G. S., Schmidt V. V. — Sol. St. Comm., 1979, 30, p. 791.
21. Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. — Киев: Наукова думка, 1983. — 189 с.
22. Арансон И. С., Горшков К. А., Рабинович М. И. — ЖЭТФ, 86, 1984, вып. 3, с. 929.
23. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981. — 640 с.
24. Kivshar' Yu. S., Malomed B. A. — Phys. Lett., 1985, 111 A, № 8/9, p. 427.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
5 июня 1985 г.

EMISSION OF SOLITON IN FLUCTUATING MEDIUM

Yu. S. Kivshar', V. V. Konotop, Yu. A. Sinitsyn

Using the sine-Gordon equation as an example emission of the propagating solitary wave in a fluctuating medium has been studied. General expression was obtained for the emission power density and a number of examples of the physical interest is considered. For the model of the stochastic field of the strip noise type with Gaussian spectrum a characteristic resonance frequency region is shown to correspond to the maximum of emission. This effect makes it possible to detect solitary waves.

Аннотации депонированных статей

УДК 551.501

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫЯВЛЕНИЯ ПРЕОБЛАДАЮЩЕЙ НЕОДНОРОДНОСТИ СРЕДЫ ПО СИГНАЛУ РАССЕЯНИЯ

Ю. А. Полканов

Предлагается методика выделения отдельных оптических неоднородностей атмосферы по сигналу обратного рассеяния путем предварительного формирования рабочих отсчетов сигнала суммированием исходных дискретных отсчетов, начиная с первого, и последующего сравнения соответствующих отсчетов для двух разнесенных по времени циклов измерений. Подъем или спад отношения сглаженных описанным образом сигналов соответствует положению границ отдельной неоднородности. Получено экспериментальное подтверждение такого предположения.

Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 719 — В87. Деп. от 29 января 1987 г.