

# МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛН, ПОДДЕРЖИВАЕМЫХ ВНЕШНИМ ИСТОЧНИКОМ В СРЕДЕ С ПОГЛОЩЕНИЕМ

*Е.В. Белкин, А.В. Киричок, В.М. Куклин*

*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Харьков, Украина*

*E-mail: kuklinvm1@rambler.ru*

Обсуждается характер развития модуляционной неустойчивости волн, поддерживаемых внешним монохроматическим источником в среде с поглощением. Показано, что в условиях малости отношений амплитуд отдельных мод спектра модуляции к амплитуде основной волны можно ограничиться взаимодействием мод спектра, поддерживаемых основной волной. Появление аномальных волн большой амплитуды характерно для начальной стадии развитой модуляционной неустойчивости. При дальнейшем развитии процесса также можно обнаружить появление волн, удовлетворяющих критерию аномальности, однако их амплитуды постепенно убывают вместе со средней величиной амплитуды волнения.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Корректное описание явлений и процессов в различных средах и системах предусматривает наличие возмущений различных пространственно-временных масштабов. При этом должна учитываться нелинейность среды или системы, которая определяет механизмы взаимодействия этих возмущений. Различные подходы к описанию подобных явлений и процессов представлены, например, в монографиях [1-6].

Ниже обсудим распадные процессы в среде с поглощением при наличии внешнего источника интенсивного монохроматического излучения. Явление модуляционной неустойчивости волны конечной амплитуды было впервые исследовано в работах [7-8]. В консервативных средах, т.е. в отсутствие внешних источников и механизмов поглощения энергии, конечным этапом развития модуляционной неустойчивости является образование цуга уединенных волн или реализация режимов с обострением [9-10]. Именно поэтому существуют настоящие попытки описывать развитие процесса модуляционной неустойчивости с помощью модифицированных различным образом решений, относящихся к консервативным системам (см., например, [11]). Однако этот подход не обязательно может оказаться конструктивным, ибо не учитывает достаточно активный и продолжительный переходный процесс формирования устойчивых волновых образований. Да и устойчивость этих образований может достигаться лишь в узких интервалах параметров.

В настоящей работе показано, что наличие потока энергии через такую открытую систему приводит к полному или частичному подавлению или задержке процесса формирования цуга уединенных волн и формирует новое метастабильное состояние. Это состояние, по крайней мере, на начальной стадии развитой неустойчивости (т.е., за времена, лишь в несколько раз превышающими обратный линейный инкремент неустойчивости) характеризуется появлением короткоживущих всплесков модуляции основной волны с аномально большой амплитудой. Причем среднее значение амплитуды основной волны остается достаточно большим. В случае значи-

тельного числа пространственных мод возбуждаемого спектра их амплитуды остаются достаточно малыми в сравнении с амплитудой основной волны и их взаимодействием между собой без поддержки основной волны можно пренебречь. Процесс взаимодействия мод спектра при этом сопровождается вынужденной (т.е. управляемой волной большой амплитуды) интерференцией [12]. Дальнейшее развитие неустойчивости на больших временах процесса приводит к сужению спектра и формированию устойчивых крупномасштабных солитоноподобных образований, напоминающих структуры, полученные в работе [11].

Таким образом, в присутствии внешнего источника и конечного уровня поглощения значительные всплески огибающей и аномально большие амплитуды поля обнаруживают себя на начальной стадии развитой модуляционной неустойчивости. При этом амплитуда каждой пространственной моды спектра модуляции остается много меньше амплитуды основной волны, что позволяет ограничиться в описании системы лишь некоторыми видами взаимодействия.

Впервые подобный метод описания открытой системы, в которой развивается модуляционная неустойчивость, первоначально сформулирован в работе [13]. В ней было показано, что при накачке спиновых волн однородной прецессией намагниченности ( $k_0 \rightarrow 0$ ), описываемой уравнением Лайтхилла при учете возбуждения симметричного спектра, для которого выполнены условия пространственно-временного синхронизма вида  $2\omega_0 = \omega(k) + \omega(-k)$  и  $2k_0 = 0 = k - k'$ , механизмом ограничения неустойчивости является их обратное влияние на накачку, приводящее к «замораживанию» ее амплитуды на пороговом уровне. Дальнейшее уточнение теории [14] позволяло учитывать более слабые взаимодействия возбужденных мод между собой, причем основной вклад должны были обеспечивать симметричные относительно накачки пары волн  $\omega(k) + \omega(-k) = \omega(k') + \omega(-k')$ , которые позволяли обеспечить выполнение условий отмеченного выше пространственно-временного синхронизма для всех мод. В ряде работ ([15] и [16]), опи-

раясь на учет подобного взаимодействия, были сформулированы подходы к описанию нелинейной стадии модуляционной неустойчивости, что в дальнейшем получило название S-теории. Для этого авторы этой теории перешли к описанию на языке корреляционных функций  $\langle A_k A_{k'}^* \rangle = n_k \cdot \Delta(k - k')$  и  $\langle A_k A_{k'} \rangle = \sigma_k \cdot \Delta(k + k')$ , представив  $\sigma_k = n_k \cdot \exp\{-i\psi_k\}$ . К важным результатам чрезвычайно конструктивной S-теории можно причислить обнаруженное доминирование в механизме насыщения обратного влияния на накачку спектра возбуждения при малой надпороговости и рост влияния на эффект насыщения неустойчивости фазового рассогласования [17] при увеличении надпороговости.

В отличие от описания в рамках обобщенной на случай  $k_0 \neq 0$  системы уравнений для модуляционной неустойчивости, рассматривающей эволюцию отдельных мод спектра плазменных колебаний [18], предложенная ниже модель позволяет корректно проследить их поведение, определить пространственно-временную динамику волнового пакета (т.е. волн и их огибающих), а также характер процесса неустойчивости, в частности, нарушение симметрии спектра возмущений при развитии модуляционной неустойчивости волны большой амплитуды в среде с сильной дисперсией. В рамках данной модели, как показано ниже, также удается обнаружить образование аномальных всплесков модуляции поля и появление волн значительной амплитуды.

## 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА

Рассмотрим в качестве примера модуляционную неустойчивость волн с достаточно сильной дисперсией, которые можно наблюдать в плазменных волноводах, а также на поверхности жидкости, поддерживаемых внешним источником  $G$  в условиях небольшого поглощения их энергии. Небольшое поглощение энергии, как отмечается в работе [19], оказывает необходимое стабилизирующее влияние на процесс модуляции волн большой амплитуды, как, впрочем, и внешний источник, поддерживающий постоянную энергию волнового движения.

Важно отметить, что, как и в обсуждаемых в предыдущем разделе случаях, поддерживаемая внешним источником волна в процессе развития неустойчивости сохраняет значительную амплитуду, существенно превышающую амплитуду мод возбуждаемого пространственного спектра модуляции. Поэтому в условиях конечного уровня поглощения моды возбуждаемого спектра модуляционной неустойчивости будут взаимодействовать, только если это их взаимодействие поддерживается волной большой амплитуды. Другими словами, доминирующими видами взаимодействия, по крайней мере, на начальной стадии нелинейного режима неустойчивости, остаются перечисленные в предыдущем разделе взаимодействия симметрично расположенных в волновом пространстве мод спектра модуляции.

Для частоты волны большой амплитуды в отсутствие потерь можно использовать следующее выражение [20]:

$$\omega = \sqrt{gk} \left\{ 1 + \frac{A^2 k^2}{2} + \dots \right\}, \quad (1)$$

где  $g$  – некоторый размерный коэффициент (для волн на поверхности жидкости – ускорение свободного падения). Данные экспериментальных исследований [21] указывают на следующие характеристики таких волн: крутизна, максимальная для устойчивых волн, равна  $H / \lambda = 0.13 \dots 0.14$  для интересующих нас длинных (гравитационных) волн на глубокой воде, где  $H \propto 2A$  и  $\lambda$  – это соответственно расстояние между верхней точкой гребня волны и нижней точкой впадины (размах), и длина волны, откуда  $Ak < 1$ .  $|A_0|$  – средняя амплитуда;  $\bar{H} = 2|A_0|$  – средняя высота;  $(2 \dots 3) \cdot 2|A_0|$  – высота больших волн, причем  $(2 \dots 3) \frac{2|A_0|}{2\pi} k_0 \propto 0.13$ . Анализируя эти данные, легко видеть, что ширина пространственного спектра неустойчивости в этих условиях не столь мала в сравнении с волновым числом волны большой амплитуды, как в модели Лайтхилла. Это затрудняет использование разложения по пространственным масштабам, использованным в работе [18].

Уравнение для комплексной амплитуды поля можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_K}{\partial t} &= -\delta A_K - i\sqrt{g(k_0 + K)} A_K - \\ &- i\sqrt{g(k_0 + K)} \frac{(k_0 + K)^2}{2} \{ |A|^2 A \}_{K=0} = \\ &= -\delta A_K - i\sqrt{g(k_0 + K)} A_K - \\ &+ i\sqrt{g(k_0 + K)} \frac{(k_0 + K)^2}{2} \cdot \\ &\cdot \{ A_K [2|A_0|^2 + 2 \sum_{K' \neq K, 0} |A_{K'}|^2 + |A_K|^2] + \\ &+ A_{-K}^* \{ A_0^2 + \sum_{K \neq K, 0} A_K \cdot A_{-K} \} \}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\lambda = 2\pi / k_0$  – длина волны большой амплитуды.

Можно перейти к описанию медленно меняющейся амплитуды волны (исключим частоту основной волны  $\sqrt{gk_0}$ ), т.е. будем рассматривать медленное изменение комплексной амплитуды, что соответствует переходу:

$$\begin{aligned} A_K &\propto \exp\{-i\omega_0 t + i(k_0 + K)x + i\varphi_K\} \rightarrow \\ A_K &\propto \exp\{+i(k_0 + K)x + i\varphi_K\}. \end{aligned}$$

При этом уравнение (2) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_K}{\partial t} &= -\delta A_K - i[\sqrt{g(k_0 + K)} - \sqrt{gk_0}] A_K - \\ &+ i\sqrt{g(k_0 + K)} \frac{(k_0 + K)^2}{2} \cdot \\ &\cdot \{ A_K [2|A_0|^2 + 2 \sum_{K' \neq K, 0} |A_{K'}|^2 + |A_K|^2] + \\ &+ A_{-K}^* \{ A_0^2 + \sum_{K \neq K, 0} A_K \cdot A_{-K} \} \}. \end{aligned} \quad (3)$$

Введем в рассмотрение действительные амплитуды и фазы:  $A_K = |u_K| \exp\{i\varphi_K\}$ . Тогда система уравнений, описывающая модуляционную неустой-

чивость волны большой амплитуды в условиях сильной дисперсии, принимает вид:

$$\frac{\partial u_K}{\partial \tau} = -\delta_d u_K + (1+K)^{2.5} \cdot [u_{-K} \cdot u_0^2 \sin \Phi_K + u_{-K} \sum_{K \neq K,0} u_K u_{-K} \cdot \sin(\Phi_K - \Phi_K)]. \quad (4)$$

Здесь следует различать моды с волновыми числами  $K$  и  $K$ , соответственно, и фазы  $\Phi_K$  и  $\Phi_K$

$$\frac{\partial \varphi_K}{\partial \tau} = -\frac{2[\sqrt{(1+K)}-1]}{\alpha} - (1+K)^{2.5} \cdot [2u_0^2 + 2 \sum_{K \neq K,0} u_K^2 + u_K^2] + \frac{u_{-K}}{u_K} u_0^2 \cos \Phi_K + \frac{u_{-K}}{u_K} \sum_{K \neq K,0} u_K u_{-K} \cdot \cos(\Phi_K - \Phi_K), \quad (5)$$

где частоты мод

$$\omega(K) - \omega_0 = \omega[k_0(1+K)] - \omega(k_0) = \sqrt{gk_0(1+K)} - \sqrt{gk_0}.$$

Здесь использованы обозначения  $k_0 \xi = \zeta$ ,

$$\frac{\omega_0}{2} t = \tau / \alpha; \quad \alpha = k_0^2 |A_0|^2; \quad \tau = t \cdot \sqrt{gk_0} \frac{k_0^2 |A_0|^2}{2};$$

$$K = (k - k_0) / k_0;$$

$$\omega_0 \frac{K^2}{4} t = (\tau / 2\alpha) \cdot K^2;$$

$$A_K / A_0 (\tau = 0) = a_K = |a_K| \exp\{i\varphi_K\} = u_K \exp\{i\varphi_K\}, \quad \text{а}$$

$$\text{также} \quad \Delta_K = \frac{2\{[\sqrt{(1+K)}-1] + \sqrt{(1-K)}-1\}}{\alpha};$$

$P_K = \{2(1+K)^{2.5} + 2(1-K)^{2.5} - 2\}$ , причем при расчетах можно не использовать разложение подкоренных выражений. Уравнения для основной волны записываем как

$$\frac{\partial u_0}{\partial \tau} + \delta u_0 + u_0 \cdot \sum_{K \neq K,0} u_K u_{-K} \cdot \sin \Phi_K = G, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial \tau} = -u_0^2 - 2 \sum_{K \neq 0} u_K^2 - \sum_{K \neq 0} u_K u_{-K} \cdot \cos \Phi_K \quad (7)$$

и переходим к  $K \rightarrow K_m$  и суммированию по  $m$ , т.е.

$$K_m = m \cdot \Delta K / k_0, \quad \text{где} \quad \Delta K = \frac{2K_{Max}}{N} \quad \text{и} \quad m = \pm(1, 2, \dots, N),$$

причем  $K_{Max} / k_0 = \sqrt{2} k_0 |A_0|^2 = \sqrt{2} \cdot \alpha^{1/2}$ , где

$$2\varphi_0 - \varphi_K - \varphi_{-K} = \Phi_K.$$

Можно показать, что при значениях  $K/k_0 < 1$  линейный инкремент  $\gamma = \text{Im} \Delta \omega$  определяется из соотношения

$$\begin{aligned} (-i\Delta\omega + \delta) &= -i\{\alpha^{-1}K + [1 + (\frac{3}{2})K^2]|u_0|^2\} \pm \\ &\pm [-\{\frac{1}{2\alpha}K^2\}^2 - 2\{-\frac{1}{2\alpha}K^2\}[1 + (\frac{3}{2})K^2]|u_0|^2 \\ &- 8K^2|u_0|^4\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (8)$$

причем последним слагаемым под корнем можно пренебречь. Очевидно, здесь  $\Delta/2 \approx -K^2/2\alpha$ . В пространстве  $\zeta$  вид возмущения (лабораторная система отсчета)

$$\begin{aligned} E &= \exp\{i\zeta + i\varphi_0\} \cdot \{u_0 + \\ &\sum_{\substack{i \neq 0 \\ i > 0}} [u_i \cdot \exp\{i\frac{2\tau}{\alpha}(\sqrt{1+K}-1-K) + iK\zeta + i(\varphi_i - \varphi_0)\} + \\ &u_{-i} \cdot \exp\{i\frac{2\tau}{\alpha}(\sqrt{1-K}-1+K) - iK\zeta + i(\varphi_{-i} - \varphi_0)\}]\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь основная волна покоится, а модуляция перемещается.

Так как дисперсия достаточно сильная в окрестности частоты волны большой амплитуды, в приведенных уравнениях можно легко увидеть нарушение симметрии в условиях возбуждения стоксовой и антистоксовой части спектра, что способно значительно изменить характер модуляции.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для анализа размахов волн (т.е., расстояния между верхней точкой гребня волны и нижней точкой впадины) выделим из них треть наибольших. Найдём для каждого момента времени в области рас-  
смотрения

$$(\zeta \in L = 2\pi / (\Delta K / k_0) = \pi N / K_m = \frac{\pi N}{\sqrt{2} \cdot \alpha^{1/2}}),$$

где  $\Delta K = \frac{2K_{Max}}{N}$ ,  $\zeta = k_0 x$ ) - средний размах всех волн

$U_{CP}$  и средние значения размаха трети самых боль-

ших  $U_{SWH}$ , а также самый большой размах волны из ансамбля  $U_{Max}$  (Рис.1). Расчеты проводились для

600 мод спектра, отношение декремента поглощения к величине максимального инкремента выбиралось на уровне 0.1 (т.е.  $\delta = 0.1$ ), при этом для нормировки амплитуды основной волны на единицу на начальной стадии процесса был выбран уровень внешней накачки  $G = 0.1$ .

Прежде всего следует отметить, что критерий, по которому выделяют аномально большие волны, вида

$$U_{AG} > 2U_{SWH} \quad (10)$$

не однозначен, ибо наибольшие амплитуды наблюдаются именно в начальной стадии развития неустойчивости.

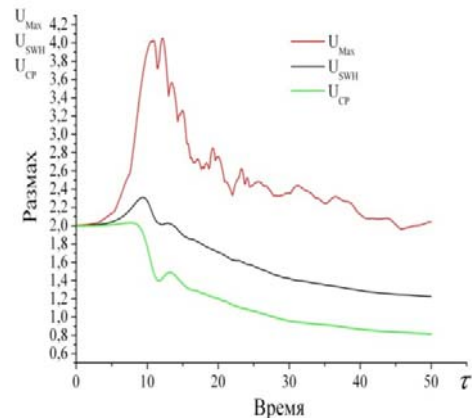


Рис.1. Размах волн (расстояние между верхней точкой гребня волны и нижней точкой впадины) как функция времени  $\tau$ : среднее значение для всех волн  $U_{CP}$  и для трети самых больших волн  $U_{SWH}$ , максимальное значение для каждого момента времени  $U_{Max}$  [22]

Тем не менее, волны заметно меньших амплитуд или размахов в режиме развитой неустойчивости также подпадают под этот критерий, так как со временем наблюдается снижение как средних, так и больших амплитуд волн. Приведем для сравнения две области, отдельные волны которых соответствуют критерию (10) (Рис.2).

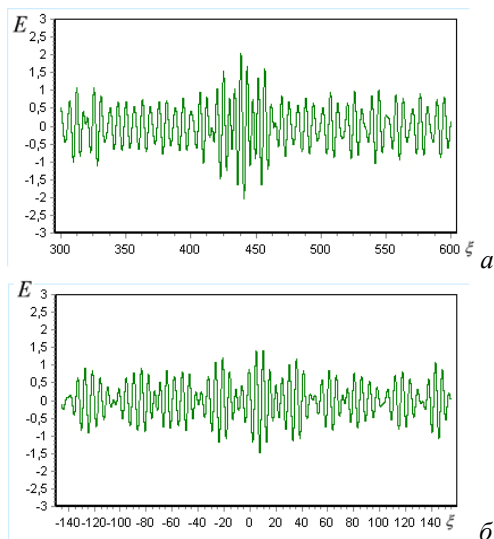


Рис.2. Области vicinity anomalously large waves in different realizations of the process at  $\tau \propto 10$  (a) and at  $\tau \propto 30$  (b)

Анализ наблюдений и численных экспериментов показывает [23], что аномальные волны часто возникают в составе группы волн, имеющих форму солитоноподобных образований.

Рассматривая динамику спектра неустойчивости в проведенных в данной работе расчетах, можно обнаружить явление значительного его сдвига по отношению к спектральной области линейной неустойчивости (Рис.3). Этот сдвиг обусловлен снижением амплитуды основной волны. Кроме этого следует отметить, что амплитуды отдельных мод спектра остаются много меньше амплитуды основной волны. Отметим несимметричность спектра относительно основной волны, что обусловлено сильной дисперсией и достаточно большой величиной инкремента модуляционной неустойчивости для волн большой амплитуды.

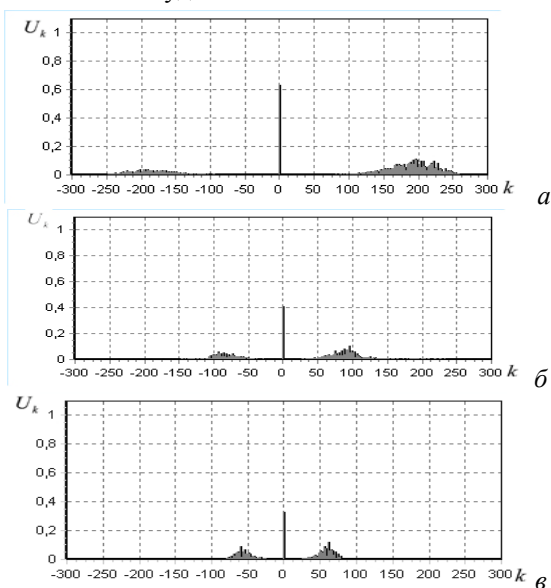


Рис.3. Спектр неустойчивости для одной реализации при  $\tau \propto 10$  (a),  $\tau \propto 35$  (б),  $\tau \propto 140$  (в)

Из анализа спектров можно увидеть, что в режиме развитой неустойчивости длина модуляции увеличивается почти в 3,5 раза.

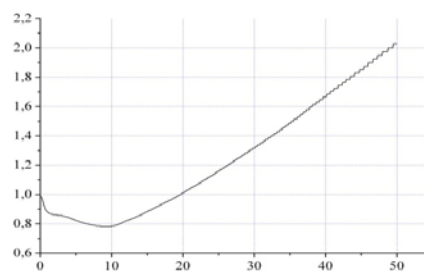


Рис.4. Поведение относительной характерной длины модуляции в процессе неустойчивости

Поведение относительной характерной длины модуляции показано на Рис.4. Динамика двумерных волновых процессов оказывается подобной. Таким образом, количество волн на длине модуляции в начальной стадии развитой неустойчивости значительно меньше, чем на поздних стадиях процесса.

Анализируя частоту появления аномальных волн в разных реализациях процесса, найдем, что одна такая волна появляется среди 10 000 волн, что качественно соответствует известным наблюдениям.

## ВЫВОДЫ

Таким образом, появление аномальных волн большой амплитуды характерно для начальной стадии развитой модуляционной неустойчивости. С развитием неустойчивости средние и максимальные значения волн заметно убывают.

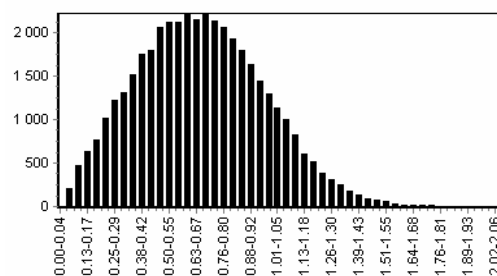


Рис.5. Частота появления волн разной амплитуды в численных экспериментах при разных реализациях процесса в момент времени  $\tau \propto 10$

Однако согласно принятому критерию (10), даже в этих условиях можно выделить аномально большие волны, хотя их амплитуда уже при  $\tau \propto 30$  в полтора-два раза меньше, чем в наиболее интересном случае самых больших подобных волн при  $\tau \propto 10$  (Рис.5).

На длине модуляции в начальной стадии процесса укладывается несколько волн, одна из которых может в отдельных реализациях оказаться аномально большой. В режиме развитой неустойчивости количество волн на длине модуляции возрастает в три-четыре раза. Частота появления волн в численном эксперименте качественно соответствует известным наблюдениям.

При этом следует отметить, что в области рассмотрения (как по времени, так и в пространстве) сохраняется с приемлемой точностью полная энергия волнового движения и выполняются условия малости отношений амплитуды отдельных мод спектра к амплитуде основной волны. Последнее позволяет считать подобное описание модуляционной неустойчивости на временах рассмотрения достаточно корректным.

Авторы выражают благодарность Е.А. Кузнецову за внимание к работе и полезные замечания.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.П. Силин, А.А. Рухадзе. *Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред*. М.: «Атомиздат», 1961, 244с.
2. Д. Пайнс. *Элементарные возбуждения в твердых телах*. М.: «Мир», 1965, 320с.
3. В.Н. Цытович. *Нелинейные эффекты в плазме*. М.: «Наука», 1967, 288с.
4. В.С. Львов. *Нелинейные спиновые волны*. М.: «Наука», 1987, 272с.
5. В.И. Петвиашвили, О.А. Похотелов. *Уединенные волны в плазме и атмосфере*. М.: «Энергоатомиздат», 1989, 200с.
6. В.П. Силин. *Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму*. М.: «Наука», 1973, с.287.
7. M.J. Lighthill. Contribution to the theory of waves in nonlinear dispersive system // *J. Inst. Math. Appl.* 1965, v.1, №2, p.269-306.
8. V.E. Zakharov. Stability of nonlinear waves in dispersive media // *J. Theor. Prikl. Fiz.* 1966, v.51, p.668-671.
9. В.Е. Захаров, А.Б. Шабат. Теория двумерной самофокусировки и одномерной автомодуляции волн в нелинейных средах // *ЖЭТФ*. 1971, т.61, №1, с.118-134; О взаимодействии солитонов в устойчивой среде // *ЖЭТФ*. 1973, т.64, №5, с.1627-1639.
10. В.Е. Захаров. Коллапс ленгмюровских волн // *ЖЭТФ*. 1972, т.62, №5, с.767-770.
11. E.V. Zemlyanaya and N.V. Alexeeva. Oscillation solitons of the driven, damped nonlinear Schrodinger equation // *Theoretical and Mathematical Physics*. 2009, №159(3), p.870-876.
12. V.M. Kuklin. Effect of induced interference and the formation of spatial perturbation fine structure in nonequilibrium open-ended system // *Вопросы атомной науки и техники Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*, 2006, №5, с.63-68.
13. H. Suhl. Effective Nuclear Spin Interactions in Ferromagnets // *Phys Rev.* 1958, v.109, №2, p.606.
14. E.L. Schlomann, J.H. Saunder, M.H. Sirvets. Band Ferromagnetic Resonance Experiments at High Peak Power Levels // *J. Appl. Phys.* 1960, v.31, p.386S-395S.
15. В.Е. Захаров, В.С. Львов, С.С. Старобинец. Турбулентность спиновых волн за порогом их параметрического возбуждения // *УФН*. 1974, т.114, №4, с.609-654.
16. В.С. Львов. *Нелинейные спиновые волны*. М.: «Наука», 1987, 272с.
17. В.Е. Захаров, В.С. Львов, С.С. Старобинец. Механизм ограничения амплитуды СВ при параллельной накачке // *ФТТ*. 1969, т.11, с.2047-2055.
18. Е.В. Белкин, А.В. Киричок, В.М. Куклин. Об интерференции в многомодовых режимах модуляционных неустойчивостей // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»*. 2008, №4, с.222-227.
19. H. Segur, D. Henderson, J. Carter, et al. Stabilizing the Benjamin-Feir instability // *J. Fluid Mech.* 2005, v.539, p.229-271.
20. В.И. Карпман. *Нелинейные волны в диспергирующих средах*. М.: «Наука», 1973, 175с.
21. L.W. Schwartz, J.D. Fenton. Strongly nonlinear waves // *Ann. Rev. Fluid. Mech.* / Пер. Л. Шварц, Дж. Фентон. 1982, v.14, p.39-60. Сильно нелинейные волны // *Нелинейные волновые процессы. Серия «Механика»*: Сборник статей. М.: «Мир», 1987, №42, 296с.
22. Е.В. Белкин, В.М. Куклин, А.С. Петренко. О квазилинейном характере многомодовых неустойчивостей в нелинейных средах // *Thesis of Int. Conf. MSS-09 "Mode Conversion, Coherent Structures and Turbulence"*. Moscow, 23-25 Nov., 2009.
23. C. Kharif, E. Pelinovsky, A. Slunyaev. *Rogue Waves in the Ocean*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.

Статья поступила в редакцию 16.06.2010 г.

## MODULATION INSTABILITY OF WAVES DRIVEN BY EXTERNAL SOURCE IN DUMPED MEDIUM

*E.V. Belkin, A.V. Kirichok, V.M. Kuklin*

In present paper we study the dynamics of modulation instability of waves in dumped medium in presence of an external monochromatic source. The instability of intensive gravitation wave on the oceanic surface is considered. It is shown that under condition of small ratio of side mode amplitudes to the central wave amplitude it is possible to take into account the interaction of the side modes with the central mode only. The appearance of the enormous waves of large amplitude is typical for the initial stage of modulation instability. During the latter dynamics the appearance of waves satisfying the anomaly criterion can also be revealed, but their amplitudes gradually diminish as well as the average chopiness amplitude.

## МОДУЛЯЦІЙНА НЕСТІЙКІСТЬ ХВИЛЬ

### У СЕРЕДОВИЩІ З ПОГЛИНАННЯМ У ПРИСУТНОСТІ ЗОВНІШНЬОГО ДЖЕРЕЛА КОЛИВАНЬ

*Є.В. Белкін, О.В. Киричок, В.М. Куклін*

Розглянуто розвиток модуляційної нестійкості хвиль в середовищі з поглинанням та у присутності зовнішнього монохроматичного джерела коливань. Показано, що в умовах малості відносин амплітуд окремих мод спектру модуляції до амплітуді основної хвилі можна обмежитися взаємодією мод спектру, підтримуваних основною хвилею. Поява аномальних хвиль великої амплітуди характерна для початкової стадії розвитку модуляційної нестійкості. При подальшому розвитку процесу також можна спостерігати появу хвиль, що задовольняють критерію аномальності, проте їх амплітуди поступово зменшуються разом із середньою величиною амплітуди хвилювання.