



Авторы следующего доклада, которые готовили его как пленарный, передают свои искренние поздравления участникам МДОЗМФ-2015 и пожелания успешной работы!

УДК 519.6

МОДЕЛИРОВАНИЕ, КАК ИНСТРУМЕНТ ПОИСКА НОВЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

А. Г. Загородний

Президиум Академии наук Украины, Институт теоретической физики, Киев, Украина

В. М. Куклин

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина

Анонсированы новые описания физических явлений и новые физические эффекты, которые удалось обнаружить, создавая и анализируя математические модели процессов.

Ключевые слова: модели процессов, физические явления, новые физические эффекты.

1. Введение

Традиционное представление о моделировании было связано с необходимостью иллюстрации и визуализации процессов, для создания технологий. Однако в практике исследования природы, моделирование постепенно становится действенным методом обнаружения новых физических явлений и эффективным способом выявления новых закономерностей [1]. Причем, по мнению А. Пуанкаре «главным образом уравнения нас должны учить тому, что можно и что следует в них изменить». Поэтому полезным для создания эффективных имитационных моделей является использование эвристических, основанных на эмпирических данных подходов к описанию процессов, внесение в известные традиционные модели поправок и изменений.

2. Новый порог индуцированного излучения и пульсирующее излучение звезд

В работе [2] показано, что в двухуровневой системе существует порог возникновения индуцированного излучения

$$n_2 \approx n_1 \approx N / 2 \approx (n_2 - n_1)^2 / 2 \quad (1)$$

где n_i число осцилляторов на i - уровне, и при его превышении, на фоне практически постоянного спонтанного излучения формируются импульсы индуцированного излучения [3], причем интенсивности и спонтанного, и индуцированного излучения оказываются сравнимы. Рационально представить $N_k = N_k^{(incoh)} + N_k^{(coh)}$, где $N_k^{(incoh)}$ и $N_k^{(coh)}$ - соответственно числа квантов спонтанного и индуцированного излучения. То есть можно рассмотреть две модели описания - традиционную и качественную - модифицированную.

Традиционная система уравнений

$$\partial M_1 / \partial T = -2N_0 - 2M_1 \cdot N_1 ; \quad (2)$$

$$\partial N_1 / \partial T = N_0 + M_1 \cdot N_1 - \theta \cdot N_1 . \quad (3)$$

Качественная система уравнений с разделением квантов по их происхождению

$$\partial M / \partial T = -2N_0 - 2M \cdot N_c ; \quad (4)$$

$$\partial N_{inc} / \partial T = N_0 - \theta \cdot N_{inc} ; \quad (5)$$

$$\partial N_c / \partial T = M \cdot N_c - \theta \cdot N_c . \quad (6)$$

где $N_{inc} = N_k^{(incoh)} / \mu_0$, $N_c = N_k^{(coh)} / \mu_0$, $M = \mu / \mu_0$, $M = M_1 = \mu / \mu_0$, $T = w_{21} \cdot \mu_0 \cdot t = \mu_0 \cdot \tau$, $N_1 = N_k / \mu_0$, единственным удобным для анализа свободным параметром является $N_0 = N / \mu_0^2$. Обсудим причины, по которым имеет смысл вблизи порога индуцированного излучения (1), использовать качественную систему уравнений. В рамках классического описания, интенсивности спонтанного излучения частиц-осцилляторов, фазы которых распределены случайно, складываются, потому что интенсивность спонтанного излучения равна сумме интенсивностей излучения отдельных частиц-осцилляторов, находящихся в возбужденном состоянии или на более высоком энергетическом уровне. В случае индуцированного, фактически когерентного излучения, напряженность поля настолько значительна, что синхронизирует фазы как излучающих, так и поглощающих частиц-осцилляторов, потому что от знака инверсии заселенностей $\mu = n_2 - n_1$ зависит, будет это индуцированное поле возрастать или убывать, причем характерное время этого процесса обратно пропорционально μ . Однако, если такого индуцированного когерентного поля нет, то частицы-осцилляторы только лишь в возбужденном состоянии будут излучать спонтанно, ибо фазы их не синхронизованы. Поглощением же спонтанного поля невозбужденных осцилляторов можно пренебречь, ибо они находятся в случайном быстропеременном поле, среднее действие которого пренебрежимо мало. В квантовом случае в традиционной модели присутствует слагаемое

$M_1 \cdot N_1$, которое ответственно за индуцированные процессы возбуждения и поглощения. Но которое не имеет физического смысла ниже порога (1), ибо в этом случае в системе нет интенсивного индуцированного поля, которое способно синхронизировать излучение многих частиц. Но при превышении порога (1) это слагаемое играет важную роль, обеспечивая описание индуцированного излучения при $\mu > 0$ и, вообще говоря, при достаточно большой напряженности индуцированного излучения, и вынужденного затухания при $\mu < 0$.

Таким образом, вблизи порога (2) рационально пользоваться именно качественной системой уравнений, тогда практически стационарное состояние спонтанного излучения определяется величиной $\theta \cdot \bar{N}_{inc} = N_0 / 2$, а вот поток энергии индуцированного излучения равен $\theta \cdot N_c$ в единицах $u_{21}(n_{20} - n_{10})^2 = u_{21}\mu_0^2$. Время измеряется в единицах $u_{21}\mu_0$ где $u_{21} \cdot n_2$ - скорость изменения количества квантов второго возбужденного уровня, на котором находится n_2 частиц, за счет спонтанных процессов излучения. Другими словами для описания спонтанного излучения следует воспользоваться уравнением (5), стационарным решением которого будет поток спонтанного излучения из системы $\theta \cdot N_{inc} = N_0$. Для описания вблизи порога (1) индуцированных процессов можно воспользоваться двумя уравнениями качественной системы (4) и (6). Вблизи порога индуцированного излучения (1) и при его превышении, на фоне практически постоянного спонтанного излучения формируются импульсы индуцированного излучения [3], причем интенсивности и спонтанного, и индуцированного излучения оказываются сравнимы $\theta \cdot N_c \propto M \cdot N_c \approx M^2 / 2 \propto \theta \cdot \bar{N}_{inc} \approx N_0 / 2$. Отметим, что при существовании внешнего механизма, который заведомо обеспечивает превышение стационарного значения инверсии, уравнение для инверсии (4) может быть записано в виде

$$\partial M / \partial T = \Gamma M - N_0 - 2M \cdot N_c + I_0 \quad (4a)$$

В этом случае можно наблюдать появление периодических импульсов индуцированного излучения с частотой $\sqrt{\theta \cdot \Gamma}$ на фоне среднего потока излучения

$$\theta N_{cst} + \theta N_{incst} = (\Gamma \theta - N_0 + I_0) / 2 + N_0 / 2 = (\Gamma \theta + I_0) / 2,$$

при этом интегральная интенсивность излучения во время появления импульса может увеличиваться в несколько раз. Подобное рассмотрение справедливо при выполнении неравенства $\Gamma \theta > N_0$, которое свидетельствует о превышении порога (1). Важно отметить, что радиационные потери энергии поля θ в открытых системах определяются как отношение потока энергии от объекта к энергии в его объеме, то есть эта величина пропорциональна c / R , где c - скорость света, R - радиус системы. Увеличение размера R приводит к уменьшению потерь θ , а это в свою очередь, как показано в [3], обеспечивает большую интенсивность индуцированного излучения. То есть, при тех же параметрах систем, более интенсивные импульсы должны наблюдаться у более крупных объектов, при этом частота их появления оказывается меньше.

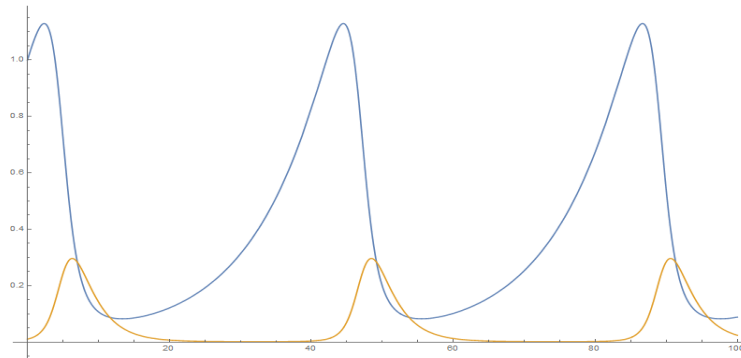


Рис.1. Решение уравнений (7)-(8) для $\Gamma = 0.1$ и $\theta = 0.4$. Верхняя кривая - M, нижняя кривая- N_c

В природе такой механизм может быть ответственным за эффект периодического изменения светимости звезд, которые принято называть цефеидами. При этом не обязательно требовать от столь больших звезд изменений их размеров до 40% во время их вспышек, что, вообще говоря, представляется достаточно фантастическим. Таким образом, следует обратить внимание на два момента. Первый - **традиционная модель была трансформирована таким образом, что кванты поля были разделены по их происхождению на спонтанные и индуцированные**. Второй – в результате численного анализа двух систем, традиционной и модифицированной, именно вблизи порога индуцированного излучения **удалось обнаружить появление импульсов индуцированного, практически когерентного излучения**. Обнаружение этих импульсов обязано процедурам модификации модели и ее численному исследованию.

3. Новое представление о природе эффекта Мессбауэра

Расположим в начале координат ВЧ осциллятор, скорость которого $v_x = v_{x0} \cos \omega_0 t$. Медленные колебания такого осциллятора в потенциальной яме происходят со скоростью $v_z = b \Omega \cos(\Omega t)$, причем $\Omega \ll \omega_0$. Законы сохранения при поглощении кванта внешнего поля $E_\nu = \hbar(\omega_0 + \Omega)$ осциллятором с массой покоя m_0 и зарядом e имеют вид

$$\hbar(\omega_0 + \Omega)/c = m_0 V_0, \quad \hbar \Omega = m_0 V_0^2 / 2. \quad (7)$$

В условиях $\alpha = \hbar \omega_0 / m_0 c^2 < 1$ движение осциллятора вдоль оси OZ описывается уравнением $z = b \sin \Omega t$, где $\Omega = V_0 / b$, откуда следует [4] соотношение $\omega_0 b / c = kb = 2$.

Векторный потенциал в точке, где находится частица - осциллятор, $A_x = \sqrt{2} \cdot q_0 \exp \{i(\omega \pm \Omega)t + ikb \sin \Omega t\} \cdot \text{Cos} \{ \delta \} = \sqrt{2} \cdot q_0 \text{Cos} \{ \delta \} \sum_m J_m(kb) \exp \{i(\omega \pm \Omega)t + im\Omega t\}$
 $v_x = v_{x0} \cdot \cos \omega_0 t$ - скорость осциллятора. Таким образом, в системе существует m энергетических уровней, переходы на каждый из которых могут осуществляться

независимо. При этом следует обратить внимание на изменение частоты при отдаче $k \cdot t^{-1} \int t dt \cdot (dV_Q / dt) \approx \pm kV_Q / 2 = \pm \Omega$ в системе покоя частицы-осциллятора. В классической модели интервал времени передачи импульса и энергии частице-осциллятору достаточно длительный, в квантовом случае этот процесс мгновенный. Добиваясь выполнения требований временного синхронизма, убедимся в том, что только при значениях частоты внешнего поля $\omega = (m \mp 1)\Omega + \omega_0$ выражение для энергии взаимодействия осциллятора с полем оказывается отличным от нуля и может быть представлено в виде

$$H' = -e \cdot v_x A_x / c = -\frac{e \cdot v_{x0}}{c} q_0 \sqrt{2} \cdot \sum_m J_m(kb) \cdot \cos \delta. \quad (8)$$

Вероятность перехода (ρ - плотность состояний) на собственной частоте ВЧ осциллятора ω_0 равна

$$P_{if} = \frac{4\pi^2}{h^2} |H_{if}|^2 \rho = \frac{8\pi e^2}{hc^3} \omega_0^2 (|x_{ab}|^2 + |y_{ab}|^2) \cdot J_1^2(kb) \cdot \cos^2 \delta, \quad (9)$$

причем, излучение на частоте $\omega = \omega_0 - \Omega$ и поглощение $\omega = \omega_0 + \Omega$ описывается подобным выражением, где $m=0$ и $J_{\pm 1}(kb)$ следует заменить на $J_0(kb)$. Нетрудно видеть, что в случае колеблющегося в потенциальной яме осциллятора с частотой Ω и амплитудой колебаний b так как $J_1^2(2) \gg J_0^2(2)$, **интенсивность линий поглощения и излучения на собственной частоте осциллятора ω_0 почти на порядок превосходит интенсивность линий излучения на частоте $\omega_0 - \Omega$ и поглощения на частоте $\omega_0 + \Omega$** [5] Заметим также, что природа ВЧ осциллятора, энергия колебаний которого как целого в потенциальной яме равна энергии отдачи, не влияет на обсуждаемый характер излучения и поглощения на его собственной частоте.

Так, например поглощение ядрами атомов ^{57}Fe и ^{119}Sn гамма-квантов 14.4 кэВ и 23,8 кэВ соответственно, согласно выражению $\omega_0 b / c \approx 2$, приводит к колебаниям атомов в потенциальной яме кристалла с размахами (удвоенной амплитудой) равными $0,55 \cdot 10^{-8}$ см. и $0,33 \cdot 10^{-8}$ см. Время релаксации такого колебательного движения атомов железа и олова из-за генерации звука порядка 0.1 и 0.01 секунды соответственно, что на много порядков больше времени жизни возбужденного ядра атома.

3. Нагрев ионов при распаде интенсивного ленгмюровского поля в плазме

Представлено моделирование модуляционной неустойчивости интенсивной ленгмюровской волны [6], где ионы описаны большим числом частиц, в высокотемпературной плазме (модель Захарова) $n_0 T_e \gg |E_0|^2 / 4\pi$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_n}{\partial t} - i \frac{k^2 n^2 v_{Te}^2}{2\omega_{pe}} E_n - i \frac{\omega_{pe}}{2n_0} \cdot \sum_m n_{m-n} E_m &= 0; & \frac{\partial E_0}{\partial t} - i \frac{\omega_0}{2n_0} \cdot \sum_m n_{i,-m} E_m &= 0; \\ \frac{d^2 x_s}{dt^2} &= \frac{e}{M} \sum_n \bar{E}_n \cdot \exp\{ik_0 n x_s\}; & \bar{E}_n &= \frac{-ik_0 n e}{4m\omega_{pe}^2} (E_n E_0^* + E_0 E_{-n}^* + \sum_{m \neq 0, n} E_{n-m} E_{-m}^*); \end{aligned} \quad (10)$$

и в низкотемпературной плазме (модель Силина) $n_0 T_e \ll |E_0|^2 / 4\pi$:

$$\frac{\partial E_n}{\partial t} - \frac{4\pi\omega_{pe} v_{in}}{k_0 n} J_1(a_n) \cdot \exp(i\phi_0) - i \frac{\omega_0}{2en_0} \sum_m v_{in-m} [E_{-m}^* \cdot J_2(a_{n-m}) \exp[2i\phi_0] + E_m \cdot J_0(a_{n-m})] = 0;$$

$$\bar{E}_n = \left(-\frac{4\pi i}{k_0 n}\right) v_{in} [1 - J_0^2(a_n) + \frac{2}{3} J_2^2(a_n)] + \frac{1}{2} J_1(a_n) [E_n \cdot e^{-i\phi_0} - E_{-n}^* \cdot e^{i\phi_0}] -$$

$$-\frac{ink_0}{16\pi en_0} J_0(a_n) \sum_m E_{n-m} \cdot E_m^* - \frac{ik_0}{16\pi en_0} J_2(a_n) \cdot \sum_m (n-m) [E_{n-m} \cdot E_m \cdot e^{-2i\phi_0} + E_{m-n}^* \cdot E_{-m}^* \cdot e^{2i\phi_0}]; \quad (11)$$

$$\frac{d^2 x_s}{dt^2} = \frac{e}{M} \sum_n \bar{E}_n \cdot \exp\{ik_0 n x_s\};$$

$$\frac{\partial E_0}{\partial t} - i\Delta E_0 = -\frac{\omega_0}{2en_0} \sum_m v_{i,-m} [E_m^{(-1)} \cdot J_2(a_m) \exp[2i\phi_0] + E_m^{(+1)} \cdot J_0(a_m)];$$

где $W_0 = |E_0|^2 / 4\pi$ – начальная плотность энергии длинноволновых ленгмюровских колебаний, $v_{Te}^2 = T_e / m_e$, $-e, m_e, T_e, n_0$ – заряд, масса, температура и плотность электронов $\omega_0 \approx \omega_{pe} = [4\pi e^2 n_0 / m_e]^{1/2}$,

$$v_{im} = en_{im} = en_0 \cdot \frac{k_0}{2\pi} \int_{-\pi/k_0}^{\pi/k_0} \exp[-imk_0 \cdot x_s(x_0, t)] \cdot dx_{s_0}, E_m - \text{компонент электрического}$$

поля коротковолнового спектра: $E = \sum_m E_m \exp\{ik_m x\} = \sum_m E_m \exp\{imk_0 x\}$, $J_s(a_m)$ – функция Бесселя, аргумент которой $a_m = m \cdot a_0 = ek_0 |E_0| / m_e \omega_{pe}^2$; $E_0 = |E_0| \exp\{i\phi_0\}$ и $E_n = |E_n| \exp\{i\psi_n\}$ медленно меняющиеся амплитуды длинноволновой и коротковолновой ленгмюровских волн. Максимальные относительные инкременты неустойчивостей в модели Захарова $\delta / \omega_{pe} = \left(\frac{1}{2} \frac{|E_0|^2}{4\pi n_0 T_e} \frac{m_e}{M}\right)^{1/2}$ и в модели

Силина $\delta / \omega_{pe} = 0.44 \cdot \left(\frac{m_e}{M}\right)^{1/3}$. Для числа частиц, моделирующих ионы $S = 2 \cdot 10^4$, отношение массы электрона к массе иона выбиралось $m_e / M = 0.5 \cdot 10^{-3}$ (легкие ионы) и $m_e / M = 10^{-6} / 8$ (тяжелые ионы). Крупные частицы равномерно распределены на интервале $-1/2 < \xi < 1/2$, начальные условия для частиц $d\xi_s / d\tau |_{\tau=0} = v_s |_{\tau=0} = 0$, число мод спектра $-N < n < N$, $N = S/100$. Начальная нормированная амплитуда интенсивных колебаний $a_0(0) = ek_0 |E_0(0)| / m_e \omega_{pe}^2 = 0.06$. Начальные амплитуды ВЧ мод задаются выражением $e_n |_{\tau=0} = ek_0 |E_n(0)| / m_e \omega_{pe}^2 = (2 + g) \cdot 10^{-3}$ в модели Силина и $e_n |_{\tau=0} = ek_0 E_n(0) / m_e \omega_{pe}^2 = (0.5 + g) \cdot 10^{-4}$ в модели Захарова, где $g \in [0; 1]$ – случайное число, $\psi_n |_{\tau=0}$ также случайным образом распределялись в интервале $0 \div 2\pi$. Величина $I = \sum_s \left(\frac{d\xi_s}{d\tau}\right)^2 = \sum_s \left(\frac{k_0 dx_s}{2\pi \delta dt}\right)^2$ и распределение частиц по энергиям

являлись целью исследований и основным результатом расчетов.

Для высокотемпературной плазмы распределение частиц-ионов по энергиям близко к Максвелловскому, то есть можно говорить о температуре легких ионов

$T_i \approx (|E_0(0)|^2 / 4\pi)^2 n_0^2 T_e$, однако для более тяжелых ионов их температура оказывается несколько меньше. Распределение ионов по энергиям в гибридной модели Силина характеризуется наличием большой доли быстрых частиц. В случае высокотемпературной плазмы доля энергии передаваемая полем ионам $W_0 / n_0 T_e$, а для холодной плазмы эта величина достигает значений порядка $(m_e / m_i)^{1/3}$. Использованное ниже **число частиц** $N = 20.000$, **в трехмерном случае** $N^3 \approx 10^{13}$ **соответствовало числу частиц реальной плазмы**. Это позволило считать моделирующие частицы фактически отдельными ионами. То есть, **данный подход абсолютно корректно позволил изучить динамику ионов**, не используя различные феноменологические представления, описания с усреднением в ячейках, описания в непрерывных средах (кинетическое и гидродинамическое), где возникали проблемы с появлением режимов с обострением.

4. Структурно-фазовые переходы в тонких слоях газа и жидкости

Если число Релея Ra превышает критическое значение Ra_{thr} , то есть $Ra = Ra_{thr}(1 + \varepsilon)$, в слое газа или жидкости между плохо проводящими тепло горизонтальными поверхностями (вдоль оси z) возникает трехмерная конвекция, описываемая уравнением Проктора – Сивашинского, которое определяет динамику температурного поля этого процесса в горизонтальной плоскости (x, y) :

$$\dot{\Phi} = \varepsilon^2 \Phi + \gamma \cdot \nabla(\Phi \nabla \Phi) - (1 - \nabla^2)^2 \Phi + \frac{1}{3} \nabla(\nabla \Phi |\Phi|^2) + \varepsilon^2 f, \quad (12)$$

где f - внешний аддитивный шум, ε , определяющая превышение порога развития конвекции, считается достаточно малой и положительно определенной величиной. Слагаемое вида $\gamma \nabla(\Phi \nabla \Phi)$ отвечает за температурную зависимость вязкости. Решение можно искать в форме $\Phi = \varepsilon \sum_j a_j \exp(i \vec{k}_j \vec{r})$ с $|\vec{k}_j| = 1$. В условиях пренебрежения зависимостью вязкости от температуры динамика функции состояния $I = \sum_i a_i^2$ от времени имеет вид [7], изображенный на рис.2.

Характерные времена переходных процессов (рис.2): $\tau_1 = 1.6$ - время возникновения «аморфного» состояния, $\tau_2 = 4.4$ - время формирования выраженных валлообразных структур, $\tau_3 \approx 5.6$ - время формирования системы ячеек для одной из реализаций процесса установления конвективного движения. Результаты численного счета позволили убедиться в том, что времена формирования состояний τ_n обратно пропорциональны

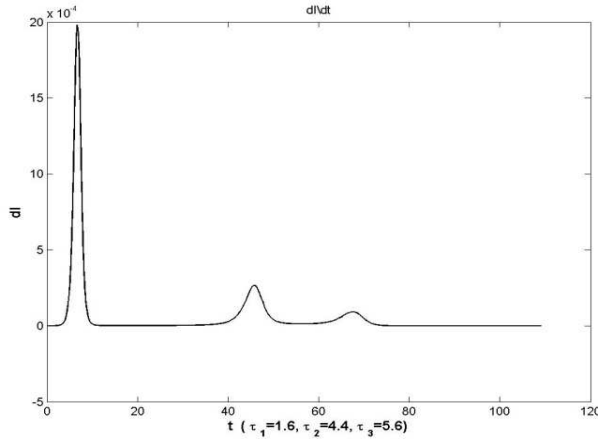


Рис.2. Поведение производной $\partial I / \partial t$ интегральной квадратичной формы $I = \sum_j a_j^2$ со временем

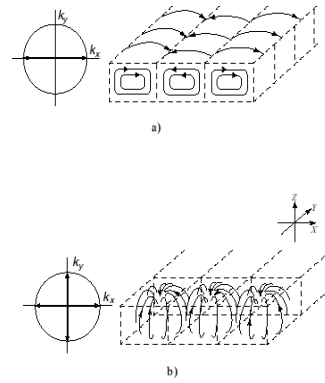


Рис.3. Конвективные структуры: валы (а) и квадратные ячейки (б).

разности между значениями $I = \sum_i A_i^2$ после структурно-фазового перехода

$$I_n^{(+)} = \left(\sum_i A_i^2 \right)_n^{(+)} \quad \text{и до этого перехода} \quad I_n^{(-)} = \left(\sum_i A_i^2 \right)_n^{(-)}. \quad \text{То есть,}$$

$$\tau_n \propto \left\{ \left(\sum_i A_i^2 \right)_n^{(+)} - \left(\sum_i A_i^2 \right)_n^{(-)} \right\}^{-1} = \Delta I_n^{-1}. \quad \text{Легко видеть, что } \tau_3 / \tau_2 \approx \Delta I_2 / \Delta I_3.$$

Таким образом, **именно за счет численного исследования модели Проктора-Сивашинского доказано, что функцией состояния, обладающего определенной топологией, является сумма квадратов амплитуд мод $I = \sum_i A_i^2$.** Кроме того, более быстрые релаксационные процессы, то есть структурно-фазовые переходы предшествуют более медленным [7].

5. Модели описания модуляционных неустойчивостей океанского волнения

При наличии источника и стока (распределенного вывода, поглощения и диссипации) энергии волны уравнение Лайтхилла (разновидность нелинейного уравнения Шредингера) принимает вид

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -\delta A - i\mathcal{F}A - i\mathcal{K}A |A|^2 + g, \quad (13)$$

где δ - декремент поглощения и g - внешний источник волновой энергии, \mathcal{F} и \mathcal{K} - пространственные операторы. Неустойчивость понимают как возбуждение спектра $\sum_{n \neq 0} u_n(t) \cdot \exp\{i\varphi_{k_n}(t)\} \cdot \exp\{i\omega_0 t - ik_n x\}$, где $u_n(t) \cdot \exp\{i\varphi_{k_n}(t)\}$ - медленно

меняющаяся комплексная амплитуда n-ной моды спектра. Представляет особый интерес случай модуляционной неустойчивости гравитационных поверхностных волн на глубокой воде для судоходства в районах с высоким уровнем океанского волнения. Для частоты волн большой амплитуды справедливо следующее выражение $\omega = kW = \sqrt{gk} \cdot \{1 + A^2 k^2 / 2 + \dots\}$, где A - отклонение поверхности, W

- фазовая скорость волны, g - ускорение свободного падения, $f(K) = \sqrt{g(k_0 + K)} - \sqrt{gk_0}$, $h(K) = \sqrt{g(k_0 + K)} \cdot (k_0 + K)^2 / 2$. Для анализа размахов волн (т.е. расстояния между верхней точкой гребня волны и нижней точкой впадины) выделим из них треть наибольших. Критерий, по которому выделяют anomalно большие волны обычно $U_{AG} > 2U_{SWH}$, где U_{AG} - аномальная волна, U_{SWH} - среднее значения трети самых больших размахов.

На линейной по амплитудам возмущений стадии модуляционной неустойчивости возбуждается спектр колебаний, волновые числа которых располагаются симметрично относительно волнового числа k_0 основной моды конечной амплитуды $k_n + k_{-n} = 2k_0$. Основываясь на этой особенности модуляционной неустойчивости, была построена так называемая S-теория, которая учитывала взаимодействие только «спаренных» мод спектра $2k_0 = k_s + k_{-s} = k_n + k_{-n}$. Этот вариант был детально исследован в работах, отмеченных в [8]. Более общее описание позволяет в выражении для нелинейного слагаемого вида $\{A|A|^2\}$ в уравнении (13) удерживать все слагаемые, не ограничиваясь симметричными (в пространстве волновых векторов) по отношению к накачке модами спектра.

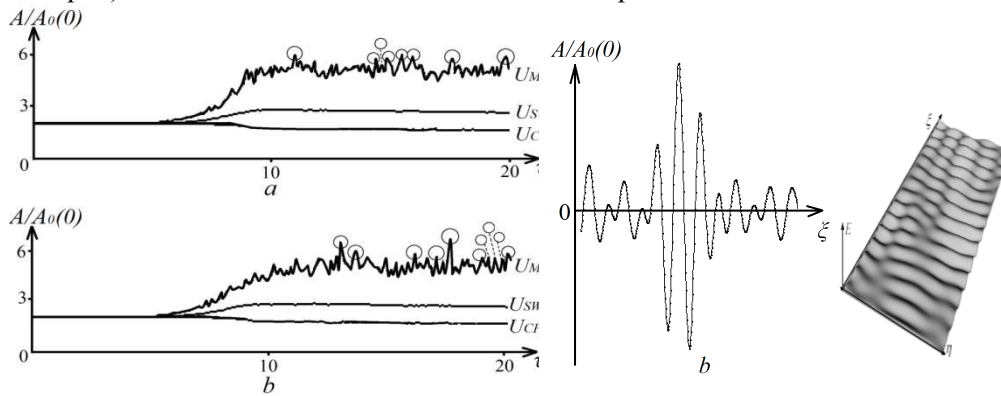


Рис. 4. Средняя амплитуда U_{cp} , средняя амплитуда трети наибольших мод U_{SWH} и самый большой размах волны из ансамбля U_{Max} , как функции времени. Кружками отмечено появление волн аномальной амплитуды U_{AG} в рамках S-теории (а) и в общем случае рассмотрения без приближений (б). Посередине- характерный вид аномальной волны. Справа -трехмерная реализация океанского волнения.

Была проведена статистическая обработка множества расчетов на основе S-теории и набрана статистика по ансамблям, которая показала хорошее соответствие с данными наблюдения из космоса. Также была набрана статистика по текущим изменениям (по времени): Анализ пространственного волнения поверхности проводился через интервалы времени, заведомо превышающие время жизни аномальных волн. Одновременно была проведена верификация результатов S-теории, которая показала качественное соответствие

этих двух моделей. Аномально большие волны ($U_{AG} > 15-20$ метров возникающие в результате интерференции сильного волнения моря (*средняя высота-размах волн 4-6 м. период 10-12 сек., фазовая скорость – более 20 м./сек., групповая – в два раза меньше, длины затухания волнения - тысячи километров*) с непременным учетом нелинейного взаимодействия, представляют собой цуг (группу) обычно из трех волн, одна из которых наибольшая, частота появления (статистика по ансамблю и по времени) – одна такая волновая группа на 10-20 тысяч волн. Для таких длинных волн (200-250 м.) максимально достижимая амплитуда до обрушения - около 30 метров. Наиболее вероятно их появление в начале развития модуляционной неустойчивости (*в интервале сотни километров от границы зоны ветрового возбуждения волн, время развития неустойчивости - 10 обратных инкрементов – около 2,5-3 часов*). Кроме таких цугов волн возможно весьма редкое появление уединенных волн с размахом до 30 метров даже при небольшом волнении -результат обычной интерференции на больших расстояниях уже ослабленных таких длинноволновых ветровых волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. <http://www-csd.univer.kharkov.ua/content/files/cat16/Modelling.pdf>
2. Zagorodny A. G., Kuklin V. M. To realization conditions of maser radiation// High-power pulsed electrophysics. International conference XIV Khariton's topical scientific readings. Digest of technical papers – Саров: ФГУП «РФЯЦ–ВНИИЭФ», 2013. – 534 с. – ил. С. 38–43.
3. Kirichok A.V., Kuklin V.M., Mischin A.V., Pryjmak A.V., Zagorodny A.G. On the formation of pulses of coherent radiation in weakly inverted media/ VANT, 2013, N.4 (86). – series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration” issue 8, P.267-271.
4. Куклина О.В., Куклин В.М. Об относительной роли фоновго спектра и столкновительной релаксации в процессах генерации и рассеяния. // Вістник ХНУ ім. В.Н.Каразіна. № 846, в. 2(50) – 2009. – с.20-28.
5. Kirichok A.V., Kuklin V.M., Zagorodny A.G. On the emission spectrum of oscillator trapped in a potential well /VANT, 2013, N.4 (86). – series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration” issue 8, P.256-259; О спектрах захваченного в потенциальную яму осциллятора/ Физические основы приборостроения. 2013. Т.2. №3, с. 56-63.
6. Belkin E.V., Kirichok A.V., Kuklin V.M., Pryjmak A.V., Zagorodny A.G. Dynamics of ions during development of parametric instability of langmuir waves/ VANT, 2013, N.4 (86). – series “Plasma Electronics and New Methods of Acceleration” issue 8, P.260-266.
7. Gushchin, A.V. Kirichok, V.M. Kuklin. Pattern formation in convective media/ «Journal of Kharkiv National University», physical series «Nuclei, Particles, Fields», issue 1 /57/ N V.1040, 2013. С.4-27; Pattern Transitions in Unstable Viscous Convective Medium/ arXiv:1311.3884v1 [nlin.PS] 15 Nov 2013.
8. Белкин Е.В., Киричок А.В., Куклин В.М., Приймак А.В. Аномальные волны в модуляционно неустойчивом волновом поле // East Eur. J. Phys. 2014. V.1 no.2. – С.4-39.

11 мая 2015 г.