

УДК 532.5

Е.Л. Авербух

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ЭКСПРЕМАЛЬНЫХ
ВОЛНОВЫХ РЕЖИМОВ ПОЛЯ КРАЕВЫХ ВОЛН**

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева

Цель: Моделирование динамики пленок поверхностно-активных веществ в поле топографических захваченных волн с учетом экстремального характера волнового поля.

Метод: В основе исследования лежит численное моделирование уравнения баланса поверхностной концентрации. Динамика пленок была рассмотрена в рамках модели адвекции-диффузии-релаксации. Моделирование базируется на неявном конечно-разностном методе.

Результаты: Были получены распределения концентраций в поле краевых волн. Особое внимание уделено процессам дисперсионной фокусировки, усиления волн над неоднородным шельфом и нелинейным резонансным трехволновым взаимодействиям краевых волн и их поверхностных проявлениям.

Область применения: Изображения концентраций пленок поверхностно-активных веществ могут быть использованы при интерпретации данных дистанционного зондирования, диагностики и идентификации, лежащих в основе аномальных волновых процессов.

Ключевые слова: топографические захваченные волны, концентрация, поверхностно-активные вещества, фокусировка, нелинейные взаимодействия, усиление.

Введение

Волновые движения в океане сопровождаются перемещением значительных масс воды и перераспределением концентрации различного рода примесей естественного и антропогенного происхождения, повсеместно присутствующих в океане. Сильно нелинейные волны приводят к проникновению загрязняющих веществ в толщу океана за счет увеличения коэффициентов вертикальной турбулентной диффузии. Под действием крупномасштабных волновых движений примеси могут быть перенесены на значительные расстояния от места выброса, что и обнаруживается в природных условиях. Достаточно упомянуть последствия катастрофического цунами 2011 года в Японии, когда смытые с берега различного рода предметы перенесены через Тихий океан нестационарными течениями и крупномасштабными волнами и обнаружены у берегов Канады и США.

Примесные поля могут служить индикатором крупномасштабных волновых структур в океане [1, 2]. Динамика примесных полей на водной поверхности (так называемых поверхностно-активных веществ-ПАВ) играет важную роль на формирование космических изображений поверхности океана. Общеизвестна роль ПАВ в формировании радарного изображения сильно нелинейных внутренних волн, позволяя определять геометрическую структуру пакетов внутренних волн, их скорость распространения и амплитуду, а в отдельных случаях способствовать дистанционному определению вертикальной стратификации океана. Пленочные образы визуализируют расчет скопления ПАВ в поле различных волновых полей и течений; среди них циркуляции Ленгмюра, апвеллинг, внутренние волны, конвергентные зоны фронтов и вихревых структур. Все это делает актуальным исследование физики трансформации примесных полей под действием волн различной физической природы с целью получения количественных характеристик вариации поля концентрации примесей и оценки возможности решения обратных задач восстановления параметров волновых движений по динамике примесей.

Целью данной работы является исследование поверхностных проявлений краевых волн.

Краевые волны

В 1846 году Стокс опубликовал свой «Доклад о последних исследованиях в гидродинамике» [3], состоящий из шести разделов, рассматривающий ряд аспектов механики жидкости. Во втором разделе были исследованы различные проблемы распространения волн над дном постоянной глубины, а также в канале со стороны под углом. В этой работе, основанной на труде [4], исследуется возможность распространения и ограничения вдоль стенки волн жидкости, в одностороннем канале, увеличивающемся в глубину от наклонных стен. Это первое упоминание о краевых волнах, встречающееся в литературе. Краевые волны были отнесены к «захваченным волнам», потому что амплитуда быстро убывает от стенки. Основные характеристики этого решения описаны в работе [5], за ней последовала работа [6], которая дала первое полное описание линейной постановки задачи краевых волн в рамках непрерывного и дискретного спектра.

За столь ранней работой последовало много важных трудов. Нелинейные поправки к линейному решению Стокса были предоставлены в работах [7, 8]. Возбуждение стоячих краевых волн подходящей падающей волной, перпендикулярной к пляжу, было проанализировано в [9]. Другие механизмы генерации краевых волн были описаны [10]. Случай медленно меняющейся глубины, ограниченный анализом линейной задачи, был рассмотрен в [11]. Решение линейной задачи, с учетом береговых течений, было описано в [12]. Структура и нелинейные дисперсионное соотношение периодических краевых волн Стокса старших мод, вывод нелинейного уравнения Шредингера для волновой амплитуды в безразмерной форме, содержащей в коэффициентах только номер моды, был выполнен в работе [13, 14].

Несмотря на то, что со времен Стокса, до более поздних изданий текста Лэмба по гидродинамике, по крайней мере, считалось, что краевые волны были математическим курьезом [15], в настоящее время существуют доказательства (см., например, [16]), подтверждающие тот факт, что многие прибрежные процессы невозможно объяснить без привлечения теории краевых волн.

Наиболее сильное влияние на поведение крупномасштабных поверхностных волн в прибрежной зоне океана оказывает захват волновой энергии прибрежными особенностями топографии. Имеются многочисленные данные наблюдений реальных цунами, например, Камчатского цунами 4 октября 1952 г. и цунами 25 апреля 1992 г. с эпицентром около мыса Мендосино (Западное побережье США), исследования интенсивности и поведения которых в прибрежной зоне океана использует теорию захваченных волн. С их помощью легко объясняется также неравномерность изменения высоты волны цунами вдоль побережья. В целом, примерно до 70% волновой энергии цунами распространяется вдоль Курильских островов в виде захваченных волн.

Вблизи берега на захваченные волны приходится 95–8% энергии, которая может передаваться вдоль волновода на большие расстояния без существенных потерь. До сих пор остается открытым вопрос о причине гораздо более высокой энергонасыщенности захваченных волн по сравнению с волнами открытого океана, несмотря на то обстоятельство, что область захвата волн, как правило, занимает лишь 5–10% площади океана. Одним из видов захваченных волн являются краевые волны. Коротко-масштабные краевые волны играют определяющую роль во многих процессах береговой динамики, таких как формирование структуры линии берега и его рельефа, процессы, связанные с морфологией дна в прибрежной зоне и др. В настоящее время имеется множество фактов, подтверждающих их существование в волновом поле в прибрежной зоне океана. Крупномасштабные краевые волны являются важной компонентой движений воды, производимых циклонами, движущимися вдоль береговой линии.

Исследование динамики пленочных загрязнений в поле краевых волн было начато с изучения линейных бегущих краевых волн над однородным шельфом [17], учета вдольберегового сдвигового течения краевых волн [18], исследования поведения ПАВ в поле краевых волн с учетом неоднородности подводного [19]. Остановимся подробнее на экстремальных

режимах краевых волн и эффектах фокусировки, нелинейных резонансных трехволновых взаимодействий и усиления волн близ критической частоты отсечки.

Модель расчета

Динамика пленок поверхностно-активных веществ основана на модели адвекции, дополненной диффузионными и релаксационными эффектами в рамках уравнения баланса поверхностной концентрации $\Gamma(x, y, t)$ [20]:

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \frac{\partial(u\Gamma)}{\partial x} + \frac{\partial(v\Gamma)}{\partial y} = D\left(\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Gamma}{\partial y^2}\right) + \frac{\Gamma_0 - \Gamma}{\tau}, \quad (1)$$

где $u(x, y, t)$, $v(x, y, t)$ – компоненты двумерной (поверхностной) заданной скорости гидродинамического потока. Параметр D есть коэффициент горизонтальной (поверхностной) диффузии, а τ – характерное время релаксации пленки, описывающее процессы обмена с более глубокими слоями воды, Γ_0 – равновесная концентрация пленки на поверхности раздела (в отсутствие течения). Эта величина может зависеть от многих параметров, например, от скорости ветра над водой, температуры, солености воды и др. Коэффициенты D и τ являются эмпирическими. Они могут меняться в пространстве и во времени и также определяются различными физическими процессами в окрестности поверхности раздела.

Уравнение (1) было решено численно с помощью метода конечных разностей. Неявная схема решалась методом переменных направлений:

$$\begin{aligned} & \Gamma_{i-1,j}^{n+1/2} \left(-\frac{u_{i,j}^{n+1/2}}{2\Delta x} - \frac{D}{\Delta x^2} \right) + \Gamma_{i,j}^{n+1/2} \left(\frac{1}{\Delta t/2} + (u_x)_{i,j}^{n+1/2} + 2\frac{D}{\Delta x^2} \right) + \Gamma_{i+1,j}^{n+1/2} \left(\frac{u_{i,j}^{n+1/2}}{2\Delta x} - \frac{D}{\Delta x^2} \right) = \\ & = \Gamma_{i,j-1}^n \left(\frac{D}{\Delta y^2} + \frac{v_{i,j}^n}{2\Delta y} \right) + \Gamma_{i,j}^n \left(\frac{1}{\Delta t/2} - 2\frac{D}{\Delta y^2} - (v_y)_{i,j}^n \right) + \Gamma_{i,j+1}^n \left(\frac{D}{\Delta y^2} - \frac{v_{i,j}^n}{2\Delta y} \right); \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \Gamma_{i,j-1}^{n+1} \left(-\frac{v_{i,j}^{n+1}}{2\Delta y} - \frac{D}{\Delta y^2} \right) + \Gamma_{i,j}^{n+1} \left(\frac{1}{\Delta t/2} + (v_y)_{i,j}^{n+1} + 2\frac{D}{\Delta y^2} + \frac{1}{\tau} \right) + \Gamma_{i,j+1}^{n+1} \left(\frac{v_{i,j}^{n+1}}{2\Delta y} - \frac{D}{\Delta y^2} \right) = \\ & = \Gamma_{i-1,j}^{n+1/2} \left(\frac{u_{i,j}^{n+1/2}}{2\Delta x} + \frac{D}{\Delta x^2} \right) + \Gamma_{i,j}^{n+1/2} \left(\frac{1}{\Delta t/2} - 2\frac{D}{\Delta x^2} - (u_x)_{i,j}^{n+1/2} \right) + \Gamma_{i+1,j}^{n+1/2} \left(-\frac{u_{i,j}^{n+1/2}}{2\Delta x} + \frac{D}{\Delta x^2} \right) + \frac{\Gamma^0}{\tau}, \end{aligned}$$

где в качестве граничных условий на берегу ставилось условие непротекания $\frac{\partial \Gamma}{\partial n} = 0$, а мо-

ристую границу области будем считать достаточно далекой, так чтобы волновые возмущения не успевали доходить в эту область за время расчетов, т.е. концентрация там не изменялась и всегда оставалась равной начальной, или равновесной, концентрации Γ_0 . Периодические граничные условия на боковых границах задавались:

$$\Gamma_{1,j}^n = 2\Gamma_{N,j}^n - \Gamma_{N-1,j}^n, \quad \Gamma_{N,j}^n = 2\Gamma_{1,j}^n - \Gamma_{2,j}^n.$$

Согласно линейной теории краевых волн, поле горизонтальных приповерхностных скоростей задается в виде [16, 21]:

$$\begin{aligned} u(x, y, t) &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{gk}{\omega} F(y) \exp i(\omega t - kx) \right\}; \\ v(x, y, t) &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{ig}{\omega} \frac{dF}{dy} \exp i(\omega t - kx) \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где Re – знак вещественной части получаемых выражений; ω – частота, k – вдольбереговое волновое число; $F(y)$ – структура моды краевой волны, которая находится как решение линейной краевой задачи вида:

$$\frac{d^2 F}{dy^2} + \frac{1}{h} \frac{dh}{dy} \frac{dF}{dy} + \left(\frac{\omega^2}{gh} - k^2 \right) F = 0, \quad (4)$$

здесь $h(y)$ задает форму профиля рельефа дна на цилиндрическом шельфе. На берегу ставится условие отсутствия потока массы через береговую границу. На бесконечности структура мод стремится к нулевому значению для захваченных волн.

Фокусировка краевых волн

Как и в аналогичных задачах возникновения аномально больших волн в поле ветровых волн вдали от зоны генерации, будем рассматривать захваченные волны также на больших расстояниях от очага, поэтому ближним полем будем пренебрегать [22]. Волновая часть общего решения может быть записана в виде ряда Фурье:

$$\eta(x, y, t) = \sum_{n=0}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_n(k) \exp(-|k|y) L_n(2|k|y) \exp(i(\omega_n t - kx)) dk, \quad (5)$$

где

$$A_n(k) = \frac{k}{\pi} \int_0^{+\infty} \exp(-|k|y) L_n(2|k|y) dy \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_0(x, y) \exp(ikx) dx.$$

Таким образом, основой для анализа поля концентрации является линейная суперпозиция свободных краевых волн. Согласно [22], задачу доказательства появления аномально большой волны из заданного пакета можно свести к более простой задаче, а именно эволюции заданной аномально высокой волны как начального условия. Тогда все получаемые решения после инвертации в пространстве будут представлять собой волновые пакеты, эволюция которых будет всегда приводить к формированию аномально большого импульса. Применим далее эту идею к полю волн Стокса.

Рассмотрим сначала процесс формирования аномально больших импульсов из наиболее энергетической первой моды волн Стокса ($n = 0$), для которой полином Лагерра есть константа ($L_0(y) = 1$). Тогда временная эволюция волнового поля первой моды описывается интегралом Фурье [23, 24]

$$\eta(x, y, t) = \int A(k) \exp(i(\omega t - kx) - |k|y) dk \quad (6)$$

с простым дисперсионным соотношением

$$\omega = \sqrt{g\alpha} |k| \operatorname{sign} k \quad (7)$$

и условием $A(-k) = A^*(k)$, обеспечивающим действительность волнового поля.

Как уже отмечалось, в качестве начальных условий можно рассматривать возможную форму аномально высокой волны. Она описывается следующим интегралом Фурье:

$$\eta_0(x, y) = \eta(x, y, 0) = \int A(k) \exp(ikx - |k|y) dk, \quad (8)$$

где $A(k)$ – спектральная плотность аномально большой волны. Аналитические результаты легко могут быть получены в замкнутом виде для спектра

$$A(k) = \frac{A_0 l}{2} \exp(-l|k|), \quad (9)$$

где A_0 и l определяют амплитуду и длину аномальной волны непосредственно вдоль берега. Форма аномальной волны, имеющей спектр (9), представлен на рис. 1, а изменения концентрации представлены на рис. 2.

Заметим, что поле концентраций в начальные моменты времени имеет более сложную геометрию пленки, чем для линейно бегущих краевых волн, однако, с течением времени на поверхности отчетливо выделяются чередующиеся зоны сгущения и разрежения пленки, зона сгущения имеет единственный максимум, а зона понижения концентрации характеризуется двумя локальными минимумами. Отчетливо заметно влияние диффузии на 30-50 секундах расчета. Необходимо отметить, что если максимум возвышения водной поверхности наблю-

дается в момент фокусировки 30 с (рис.1), то максимум поля концентрации после фокусировки, в момент времени 50 с.

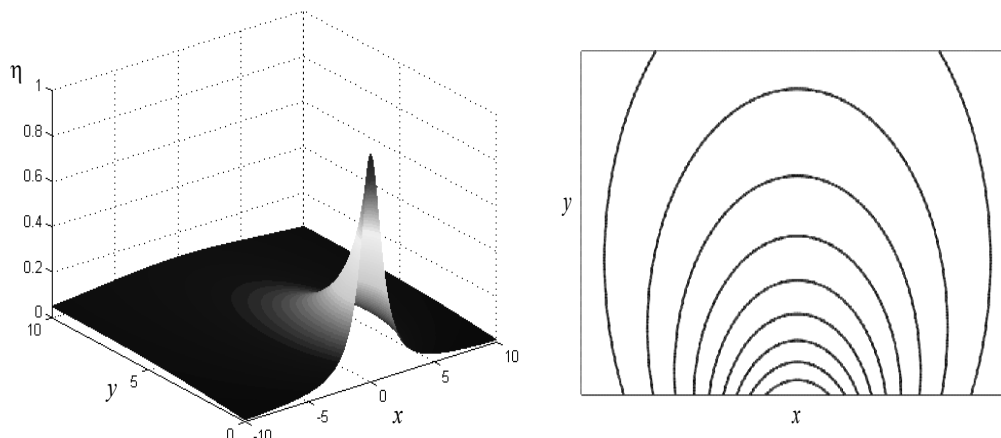


Рис. 1. Трехмерный вид и изолинии аномальной волны

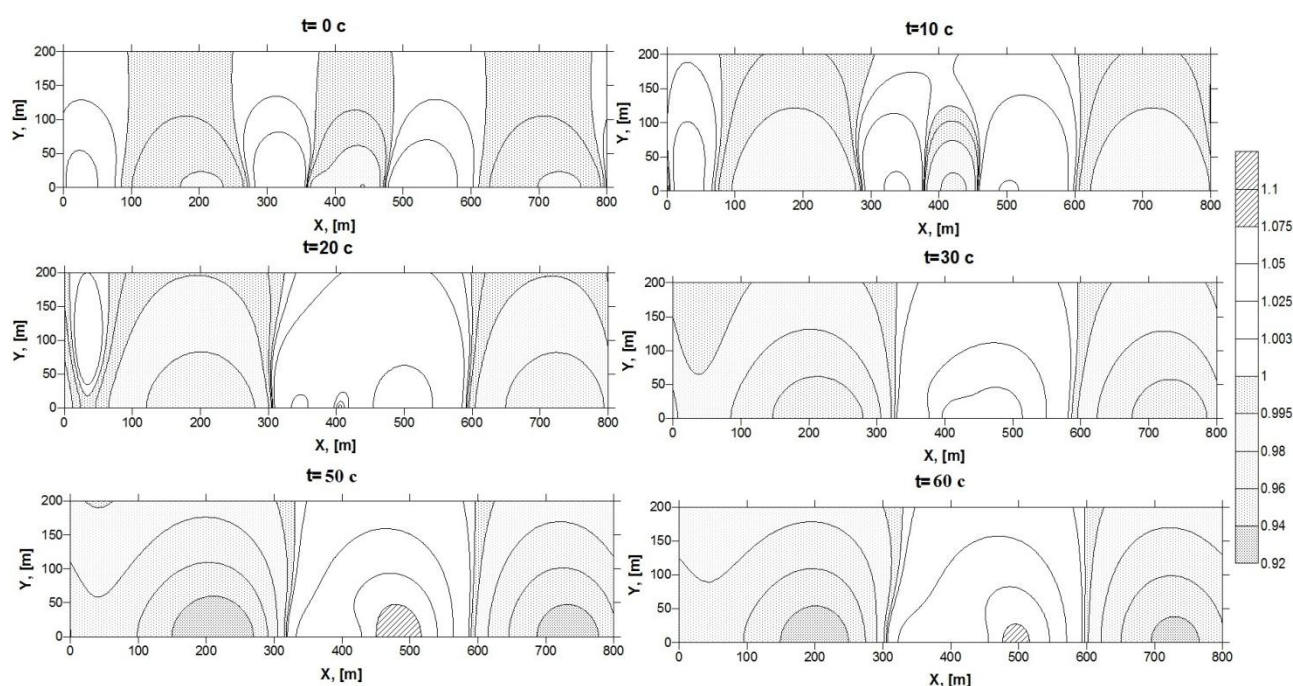


Рис. 2. Изменение концентрации в различные моменты времени

Резонансные нелинейные взаимодействия

Резонансные нелинейные взаимодействия краевых волн рассматриваются как один из основных механизмов перераспределения энергии волновых движений в прибрежной зоне. Исследования в этом направлении проводятся уже более 30 лет. Так, существование резонансных триад краевых волн Стокса над откосом постоянного уклона было доказано еще в работе [25], и затем подтверждено в последующих статьях [26-28]. Трехволновые резонансы возникают для краевых волн и над подводным рельефом сложной формы [27,29]. Более сложной задачей является учет влияния нелинейных резонансных трехволновых взаимодействий краевых волн на динамику примесей и загрязнений.

Рассмотрим вклад резонансных нелинейных трехволновых взаимодействий топографических захваченных волн, оказывающий основное влияние на перераспределение волно-

вой энергии в прибрежной зоне. В такой постановке смещение поверхности жидкости $\eta(x, y, t)$ представимо в виде [26]:

$$\eta^{(1)} = \sum_r \sum_n \frac{1}{2} A_r^n(T) F_r^n(x) e^{i(k_r y - \omega_r^n t)} + \text{К.С.}, \quad (10)$$

где $\eta^{(1)}$ представляет собой ряд Фурье линейных мод, а амплитуды $A(T)$, медленно изменяются во времени, F – структура моды, k – волновое число, ω – частота.

Рассмотрим одну резонансную триаду волн с волновыми числами k_1, k_2, k_3 ($k_3 = k_1 + k_2$), соответствующих модам n_1, n_2, n_3 . Уравнения связи k_2 и k_1 , обеспечивающие выполнение условия синхронизма частот

$$\omega_{n_3}(k_3) = \omega_{n_1}(k_1) + \omega_{n_2}(k_2). \quad (11)$$

При этом медленно изменяющиеся во времени амплитуды A_j волны моды n_j связаны системой уравнений:

$$\begin{cases} A_{1T} = i\mu_1 A_2^* A_3, \\ A_{2T} = i\mu_2 A_1^* A_3, \\ A_{3T} = i\mu_3 A_1 A_2, \end{cases} \quad (12)$$

где «*» обозначает комплексное сопряжение; i – мнимая единица; μ_i – коэффициенты взаимодействия. Поле скорости в длинных волнах восстанавливалось согласно смещению η .

Рассмотрим процессы взаимодействия краевых волн над вогнутым экспоненциальным шельфом (рис. 3), для которого профиль глубины

$$h(y) = H_0 (1 - e^{-ay}), \quad (13)$$

где H_0 – постоянная глубина на бесконечности, a^{-1} – характерная ширина шельфа.



Рис. 3. Модель вогнутого экспоненциального шельфа

Для этого шельфа характерно наличие минимальных значений частот и волновых чисел для дисперсионных кривых всех мод, за исключением низшей. Соотношение между номерами мод в триаде определяет возможность одного либо двух путей энергетического обмена между волнами, распространяющимися в одну сторону. Отметим также, что резонансные условия выполняются только в определенных областях спектра.

Рассмотрим пространственно-временную динамику для одной из триад краевых волн. Возьмем триаду «011» волновых компонент с волновыми числами $k_1 = 1,5a, k_2 = 1,6a, k_3 = 3,1a$. Для этой триады коэффициенты могут быть рассчитаны и принимают значения: $\mu_1 = -0,0495\mu, \mu_2 = -0,0229\mu, \mu_3 = -3,4936\mu$, где $\mu = a\sqrt{g/H_0}$. Волновое поле и концентрация примеси для стационарного решения системы (12) представлены на рис. 4.

Видно, что волновое поле для стационарного случая над вогнутым экспоненциальным шельфом обладает сильной временной изменчивостью, и его форма существенно зависит от расстояния от берега. Однако поле концентраций пленки поверхностно-активных веществ изменяется существенно в области у берега.

Необходимо отметить, что для триад с более высокомодовыми компонентами, уровень концентрации будет резко увеличиваться и приводить к экстремальным отклонениям.

Данный эффект связан с увеличением энергетического уровня для высоких мод краевых волн.

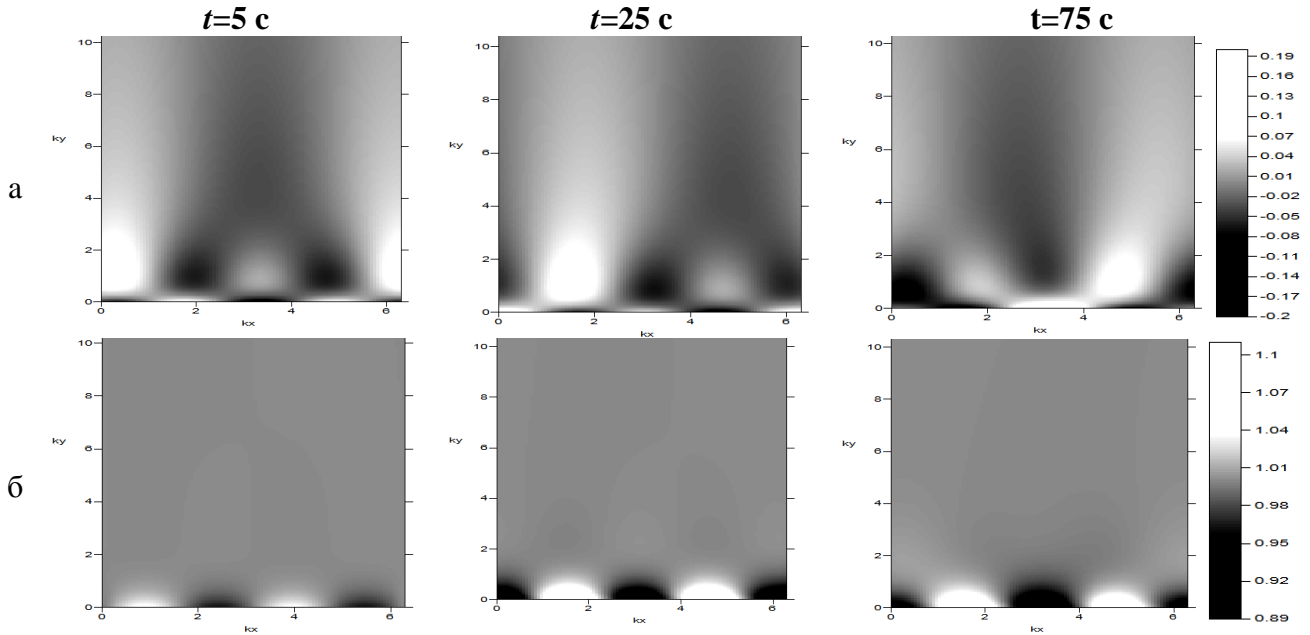


Рис. 4. Смещение водной поверхности (а) и концентрация ПАВ для триады над вогнутым экспоненциальным шельфом (б)

Усиление краевых волн

Динамика краевых волн над шельфом с цилиндрическим рельефом дна, параметры которого медленно изменяются во вдольбереговом направлении, может быть описана с помощью работ [30, 31]. Ограничимся представлением дисперсионного соотношения, собственной функции и закона изменения амплитуды для вогнутого экспоненциального шельфа(13):

$$\omega^2 = \frac{gH_0 a^2}{2} \left((2n+1) \sqrt{1 + \frac{4k_n^2}{a^2}} - (2n^2 + 2n + 1) \right), \quad (14)$$

$$G_n(k, y) = \exp(-apy) \frac{\Gamma(2p+1)}{\Gamma(2p+n+1)} \sum_{j=0}^n \frac{n!}{j!(n-j)!} \frac{\Gamma(2p+n+j+1)}{\Gamma(2p+j+1)} (-1)^j \exp(-ajy),$$

$$p = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4k^2}{a^2}} - (2n+1) \right) > 0, \quad (15)$$

$$A^2 \sim \frac{q(1+q)(1+2q)(3+2q)}{H_0 \Theta \sqrt{\left(\frac{2\omega^2}{gH_0 a^2} + 5 \right)^2 - 9}}, \quad \text{при } n = 1, \quad (16)$$

где $\Gamma(z)$ – гамма функция,

$$\Theta = 4q^3 + 12q^2 + 11q + 3 - 2c^2 q(2q^2 + 3q + 1) + c q(c+2)(4q^2 + 8q + 3) - 2q(2c+1)(2q^2 + 5q + 3), \quad c = \frac{\Gamma(2q+3)\Gamma(2q+1)}{\Gamma^2(2q+2)}, \quad q = \frac{1}{3} \left(\frac{\omega^2}{gH_0 a^2} - 2 \right).$$

Важной характеристикой дисперсионных кривых для краевых волн над экспоненциальным шельфом является минимальная частота существования отдельных мод, которая определяется выражением

$$\omega_n^{\min} = a[gH_0n(n+1)]^{1/2}, \quad (17)$$

а также длинноволновая асимптотика для скорости волн, определяемая скоростью на максимальной глубине H_0 .

Изменение концентрации ПАВ при распространении первой моды на границе области их непротекания показано на рис. 5 (оси даны в метрах). Скорость изменения на границе велика, поэтому асимптотические формулы строго не работают, однако ясно, что «оставшееся» волновое поле уже не будет представлять собой распространяющуюся волну.

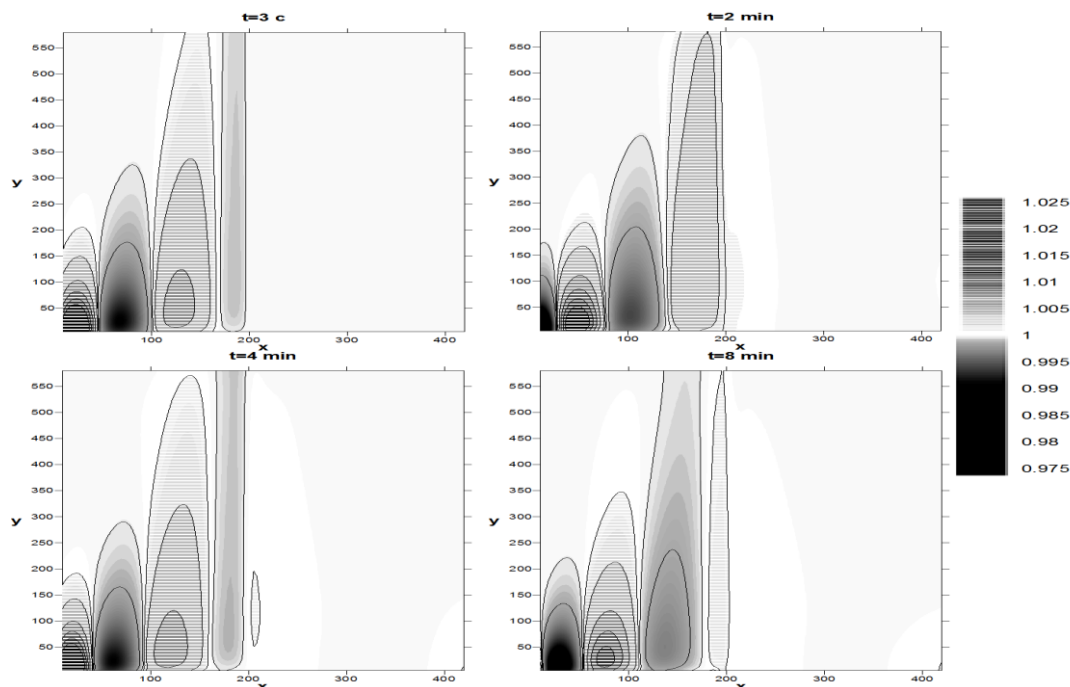


Рис. 5. Концентрация ПАВ в поле первой моды краевых волн для модели адвекции-диффузии-релаксации ($D = 10 \text{ м}^2/\text{с}$, $\tau = 3 \text{ мин}$) при изменении глубины шельфа на бесконечности

Заключение

В настоящей работе исследованы экстремальные волновые режимы краевых волн и их поверхностные проявления в пленках поверхностно-активных веществ. Рассматриваются различные процессы, приводящие к формированию аномальных смещений: фокусировка краевых волн, усиление волн на неоднородном шельфе близ частоты отсечки и трехволновое взаимодействие, приводящие к рождению новой гармоники.

Исследование показало, краевые волны умеренных амплитуд приводят к довольно слабым изменениям концентрации пленки в пределах 1%, однако при экстремальных волновых режимах были получены отклонения порядка 15%.

Представленные результаты поисковой научно-исследовательской работы получены в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы» и гранта РФФИ 10-05-00199.

Библиографический список

1. Математическое моделирование в задачах прогнозирования аварийных ситуаций на реке Ока в пределах Нижегородской области / [А.В. Иванов и др.] // Водные ресурсы. 2000. Т. 27. № 3. С. 305 – 312.
2. **Ермаков, С.А.** Влияние пленок на динамику гравитационно-капиллярных волн / С.А. Ермаков. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 2010.

3. **Stokes, G.G.** Report on recent researches in hydrodynamics. Rep. 16th Brit. Assoc. Adv. Sci., P. 20. (See also Papers, Vol.i. Pp. 157-187. Cambridge University Press, 1880.)
4. **Kelland, P.** On the theory of waves, P. 2. Trans. R. Soc. Edin. 15. P. 101–144.
5. **Lamb, H.** Hydrodynamics, 6th edn. Cambridge, UK: Cambridge University Press. 1932.
6. **Ursell, F.** Edge waves on a sloping beach. Proc. R. Soc. A 214, 1952. P. 79–97.
7. **Whitham, G. B.** Nonlinear effects in edge waves // J. Fluid Mech. 1976. № 74. P. 353–368.
8. **Minzoni, A.A.** Nonlinear edge waves and shallow-water theory // J. Fluid Mech. 1976. №74. P. 369–374.
9. **Minzoni, A.A.** On the excitation of edge waves on beaches / A. A. Minzoni, G. B. Whitham // J. Fluid Mech. 1977. №79. P. 273–287.
10. **Evans, D. V.** Edge waves over a sloping beach. Q // J. Mech. Appl. Maths. 1988. №42. P. 131–142.
11. **Miles, J. W.** Edge waves on a gently sloping beach // J. Fluid Mech. 1989. №199. P. 125–131.
12. **Howd, P.A.** Edge waves in the presence of strong longshore currents / P. A. Howd, A. J. Bowen, R. A. Holman // J. Geophys. Res. 1992. №97. P. 11 357–11 371.
13. Слабонелинейные периодические краевые волны Стокса / В.А. Дубинина [и др.]// Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 49. № 4. С. 525-530.
14. **Дубинина, В.А.** Нелинейная динамика краевых волн над линейно наклонным дном / В.А. Дубинина, А.А. Куркин, О.Е. Полухина / Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. № 2. С. 124.
15. **Johnson, R.S.** Edge waves: theories past and present // Mathematical, physical & engineering sciences, Phil. Trans. R. Soc. A (2007) 365, 2359–2376, doi:10.1098/rsta.2007.2013, Published online 13 March 2007.
16. **Полухина, О.Е.** Интерпретация данных наблюдений краевых волн на о. Шикотан / О.Е. Полухина, А.А. Куркин, Н.В. Полухин / Океанология. 2006. Т. 46. № 5. С. 645-649.
17. **Авербух, Е.Л.** Моделирование динамики пленок поверхностно – активных веществ в поле линейных бегущих краевых волн на шельфе моря / Е.Л. Авербух, О.Е. Куркина, А.А. Куркин // Вестник МГОУ. Сер. Естественные науки. 2011. № 2. С. 109–22.
18. **Авербух, Е.Л.** Краевые волны на вдольбереговом сдвиговом течении над ступенчатым шельфом / Е.Л. Авербух, О.Е. Куркина, А.А. Куркин / Современная наука: идеи, исследования, результаты, технологии: сб. научн. ст. – Киев: «НПВК Триакон», 2011. Вып. 2(7). С. 163-166.
19. **Авербух, Е.Л.** Нестационарная динамика пленок поверхностно – активных веществ в поле краевых волн над неоднородным шельфом // Е.Л. Авербух, А.А. Куркин / Вопросы современной науки и практики. 2012. №2(40). С. 10-22.
20. **Талипова, Т.Г.** Динамика нелинейных длинных внутренних волн в стратифицированной жидкости: дис. ... док. физ. - мат. наук. Т.Г. Талипова. – Н. Новгород, 2004. – 356 с.
21. **Рабинович, А.Б.** Длинные гравитационные волны в океане: захват, резонанс, излучение / А.Б. Рабинович. – СПб.: Гидрометеиздат, 1993. – 325 с.
22. **Дубинина, В.А.** Фокусировка краевых волн на шельфе моря / В.А. Дубинина, А.А. Куркин, О.Е. Полухина / Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 39. № 6. С. 839-848.
23. **Kurkin, A.** Focusing of edge waves above a sloping beach / A. Kurkin, E. Pelinovsky // European Journal of Mechanics - B/Fluids. 2002. Т. 21. № 5. С. 561-577.
24. **Куркин, А.А.** Динамика нестационарных краевых волн Стокса // Океанология. 2005. Т. 45. № 3. С. 325–331.
25. **Kenyon, K.E.** A note on conservative edge wave interactions // Deep-Sea Research. 1970. V. 17. P. 197–201.
26. **Kirby, J.T.** Evolution equations for edge waves and shear waves on longshore uniform beaches / J.T. Kirby, U. Putrevu, H.T. Ozkan-Haller // Proc. 26th Int. Conf. Coastal Engineering. 1998. P. 203–216.
27. **Кочергин, И.Е.** Нелинейное взаимодействие триады краевых волн / И.Е. Кочергин, Е.Н. Пелиновский // Океанология. 1989. Т. 29. № 6. С. 899–03.
28. Резонансные трехволновые взаимодействия краевых волн Стокса / В.А. Дубинина [и др.]// Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. N. 42. № 2. С. 277-284.
29. **Galletta, V.** Nonlinear effects on edge wave development / V. Galletta, G. Vittori // European Journal of Mechanics B\ Fluids. 2004. V. 23. P. 861–878.

30. **Куркин, А.А.** Вариации амплитуды краевых волн при медленном вдольбереговом изменении параметров шельфа / А.А. Куркин, Е.Н. Пелиновский, О.Е. Полухина / Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42. № 3. С. 353.
31. **Kurkin, A.** Shallow-water edge waves above an inclined bottom slowly varied in along-shore direction / A. Kurkin, E. Pelinovsky / European Journal of Mechanics - B/Fluids. 2003. Т. 22. № 4. С. 305–316.

*Дата поступления
в редакцию 15.08.2012*

E.L. Averbukh

SURFACE MANIFESTATIONS OF EXTREME WAVE REGIMES IN THE FIELD OF EDGE WAVES

Nizhny Novgorod state technical university n.a. R.Y. Alexeev

Purpose: Modeling of surfactant's dynamics in the field of topographic trapped waves subject to extreme character of the wave field.

Method: Research based on numerical simulation of the balance equation of the surface concentration. Film dynamics considered in the advection - diffusion - relaxation model. Simulation based on implicit finite-difference method.

Results: Concentration distributions in the field of edge waves were obtained. Process of the wave amplitude changes due to slow longshore variations in the underwater topography, interactions of edge wave triads, effects of dispersive focusing and their surface manifestations were considered.

Application domain: Specific pictures in the field of surfactant film concentration can be used in the interpretation of remote sensing data and diagnostics and identification of underlying anomalous wave processes.

Key words: topographic trapped waves, concentration, surfactant, focusing, nonlinear interactions, amplification.