

## Радиолокационный контраст ветровой ряби на волне сейсмического происхождения

А.Г. Боев<sup>1</sup>, А.Я. Матвеев<sup>2</sup>, А.А. Боева<sup>3</sup>, Д.М. Бычков<sup>3</sup>,  
В.Б. Ефимов<sup>3</sup>, В.Н. Цымбал<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Радиоастрономический институт НАН Украины  
61002, Украина, Харьков, Краснознаменная 4

<sup>2</sup>Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины  
61085, Украина, Харьков, Ак. Проскуры, 12  
E-mail: matweev@list.ru

<sup>3</sup>Харьковский Национальный политехнический университет  
61002, Украина, Харьков, Фрунзе, 24

В работе решена задача о радиолокационном контрасте ветровых волн короткого гравитационного и гравитационно-капиллярного диапазонов на морской поверхности, возмущенной волной сейсмического происхождения. Для зондирующих радиоволн с длинами 3.2 и 5.66 см исследованы зависимости радиолокационных контрастов от параметров сейсмической волны и глубины моря. Показана возможность уверенного радиолокационного обнаружения морской сейсмической волны очень малой амплитуды в начальной стадии ее развития. По радиолокационным данным ИСЗ «Сич-1» оценены параметры сейсмической морской волны в районе слабого землетрясения вблизи турецкого побережья Черного моря.

**Ключевые слова:** радиолокационный контраст, волна сейсмического происхождения, зондирующая радиоволна, ветровые волны.

### Введение

Одной из актуальных задач, связанных с оперативным дистанционным мониторингом землетрясений, является задача раннего обнаружения морских волн сейсмического происхождения. Такие волны образуются в результате подвижек дна в зоне очага землетрясения. Вдали от берегов они обладают малой амплитудой, очень большой длиной волны (Касахара, 1985; Доценко, 1988) и не заметны человеческим глазом. Выходя на мелководье, эти волны увеличивают свою амплитуду и способны стать источниками значительных разрушений. Опасность и непредотвратимость такого природного явления требует создания оперативных систем предупреждения в сейсмоопасных зонах.

В настоящее время, наряду с разветвленной сетью контактных датчиков (Душенко, 2003; [http://nctr.pmel.noaa.gov/Dart/dart\\_ref.html](http://nctr.pmel.noaa.gov/Dart/dart_ref.html)) широко применяются дистанционные методы и системы регистрации сейсмических волн (в том числе из космоса). Среди них – методы спутниковой альтиметрии, позволяющие обнаруживать аномальные изменения уровня Мирового Океана ([http://www.wdcb.ru/ALTIM/Russian/Presentation/Isadb\\_ru.pdf](http://www.wdcb.ru/ALTIM/Russian/Presentation/Isadb_ru.pdf); Okal et al., 1999), методы, в основе которых лежат наблюдения сейсмических температурных аномалий поверхности океана (Носов, 1977), а также ионосферных и гравитационных аномалий Земли в зоне очага землетрясения ([www.aerocosmos.info/pdf/bon\\_smirnov.pdf](http://www.aerocosmos.info/pdf/bon_smirnov.pdf), Fraser-Smith et al., 1990). Наиболее перспективными для решения задач предупреждения землетрясений

являются спутниковые радиолокационные методы (Бадулин и др., 2006; Боев и др., 2007; Зайцев и др., 2005,), позволяющие независимо от метеоусловий и условий освещенности оперативно контролировать состояние поверхности океана.

Радиолокационное обнаружение морских сейсмических волн предполагает решение задачи о влиянии их на спектр коротковолнового ветрового волнения (ветровой ряби), рассеивающей зондирующие радиоволны. Линейная трансформация коротких гравитационных волн длинной волной в приближении геометрической оптики изучалась в ряде работ (Филипс, 1969; Монин, Красицкий, 1985). Короткие волны считались свободными, не связанными с давлением ветра. Влияние вертикальной скорости жидкости в длинной волне, ответственной за рост амплитуды коротких волн не учитывалось. Длинная волна, по сути, моделировалась продольным, слабо переменным и плавно неоднородным течением. Такая постановка задачи имеет определенную область применимости, однако является слишком упрощенной и не может быть использована для нахождения спектра высот и радиолокационного контраста (радиоконтраста) коротковолнового ветрового волнения.

В настоящей работе выражение для радиоконтраста ветровой ряби, развивающейся на длинной сейсмической волне, также строится на основе линейной, но более общей гидродинамической задачи о взаимодействии коротких волн с длинной волной, с учетом давления ветра, вязкости, полного поля скоростей жидкости в длинной волне. Показано, что передний и задний склоны длинной волны по-разному влияют на спектр и радиоконтраст коротковолнового волнения. На переднем склоне короткие волны затухают, на заднем – усиливаются. Это связано с направлением вертикальной скорости движения жидкости в длинной волне. На переднем склоне она направлена вверх. При этом вертикальные поверхностные напряжения жидкости, создаваемые волновыми движениями, уменьшают действие ветрового давления, что приводит к уменьшению амплитуды коротких волн. На заднем склоне длинной волны вертикальная скорость направлена вниз и эффект получается обратный. Здесь возникает явление аналогичное параметрическому резонансу в теории колебаний (Ландау, Лифшиц, 1958). В итоге, стационарный спектр высот ряби в системе координат, движущейся с волной (далее стационарный спектр) в линейном приближении может существовать лишь на длинных волнах с амплитудой, меньшей некоторого граничного значения. Для зондирующих радиоволн с длинами 3.2 и 5.66 см в работе проведены расчеты зависимостей радиолокационных контрастов от параметров слабых морских сейсмических волн. По радиолокационным данным ИСЗ «Сич-1» оценены параметры сейсмической морской волны в районе слабого землетрясения вблизи турецкого побережья Черного моря.

## 1. Постановка задачи. Уравнения

Рассмотрим некоторый участок моря диаметра, возмущенный поверхностной гравитационной волной сейсмического происхождения длиной  $\Lambda_0$  (длинная волна). Свяжем с некоторой точкой этого участка декартову систему координат, так чтобы плоскость  $z=0$  соответствовала невозмущенной поверхности моря, а вектор  $\vec{r}\{x, y\}$  описывал положение точки на ней. Ось  $z$  направим вверх, ось  $x$  – в сторону движения длинной волны. Пусть в момент времени  $t=0$  на поверхность моря начинает действовать случайное поле давления  $P_w(\vec{r}, t)$  турбулентного ветра, который генерирует поверхностные волны короткого гравитационного и гравитационно-капиллярного диапазонов (рябь). Задача состоит в определении влияния крупной волны на спектр высот коротких волн.

Как известно, в жидкости с «малой вязкостью» существует два типа поверхностных волн. Это обычная потенциальная волна, «сосредоточенная» у поверхности в слое порядка ее длины волны  $\lambda$  и «вязкая» волна, сосредоточенная в слое толщины  $\delta \ll \lambda$ . В связи с этим, далее волновое движение будет считаться потенциальным, а влияние вязкости учитываться только в краевых условиях на поверхности. В итоге, движение жидкости будет описываться следующими уравнениями:

$$\Delta_{//}\varphi + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = 0, \quad \vec{V} = \vec{\nabla}\varphi, \quad \Delta_{//} \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad -\infty < x, y < \infty, \quad z \leq 0$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + g\zeta - \frac{\alpha}{\rho}\Delta_{//}\zeta + \frac{1}{2}V^2 = -\frac{1}{\rho}P_w(t, \vec{r}), \quad \frac{\partial\zeta}{\partial t} = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right) \quad \text{при } z = 0, \quad (1.1)$$

Здесь  $\zeta(\vec{r}, t)$  – возвышение поверхности жидкости,  $\vec{V}(\vec{r}, z, t)$  – ее вектор скорости,  $\varphi(\vec{r}, z, t)$  – потенциал скорости,  $\alpha$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $g$  – ускорение свободного падения, Краевые условия в глубине жидкости будут выписаны далее.

Решение системы (1.1) будем искать в виде:

$$\zeta = \zeta_0 + \zeta, \quad \varphi = \varphi_0 + \varphi, \quad \vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{v}. \quad (1.2)$$

Здесь индексом «0» обозначены величины, характеризующие движение в длинной волне, меняющиеся с периодом,  $T=2\pi/\Omega$  ( $\Omega$  – частота длинной волны). Величины без индекса описывают случайное коротковолновое движение, вызванное ветром. Из (1.1) и (1.2), после усреднения уравнений (обозначено далее чертой сверху) на интервале времени  $2\pi/\omega \ll \tau \ll 2\pi/\Omega$ , ( $\omega$  – частота рассматриваемой короткой волны), получим для определения поля длинной волны следующую задачу:

$$\frac{\partial\varphi_0}{\partial t} + g\zeta_0 = 0, \quad \frac{\partial\zeta_0}{\partial t} = \left(\frac{\partial\varphi_0}{\partial z}\right), \quad \text{при } z = 0,$$

$$\frac{\partial^2\varphi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi_0}{\partial z^2} = 0, \quad \vec{V}_0 = \vec{\nabla}\varphi_0, \quad -\infty < x < \infty, \quad z \leq 0, \quad \left(\frac{\partial\varphi_0}{\partial z}\right)_{z=h} = 0.$$

Здесь принято, что  $h$  – глубина моря, капиллярность и вязкость для длинной волны не существенны, кинетическая энергия собственного волнового движения и кинетическая энергия, передаваемая от коротких волн, много меньше потенциальной. Из-за сильного различия масштабов длинной и коротких волн, влияние длинной волны на рябь будет проявляться только через поверхностные значения ее полей. При этом горизонтальную  $U$  и вертикальную  $W$  скорости частиц воды, участвующих в длинноволновом движении, а также возвышение поверхности  $\zeta_0$  можно задать следующими формулами (Ландау, Лифшиц, 1953):

$$U(t, x) = A_0\Omega cth(K_0h)\cos\xi, \quad W(t, x) = A_0\Omega\sin\xi, \quad \zeta_0 = A_0\cos\xi, \quad (1.3)$$

где  $\Omega = \sqrt{gK_0th(K_0h)}$  – частота длинной волны,  $K_0, A_0$  и  $\xi \equiv K_0x - \Omega t$  – соответственно, ее волновое число, амплитуда и фаза.

Мелкомасштабное волновое движение будет описываться следующей задачей:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0}, \quad \Delta_{II} \varphi + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0, \quad \vec{v} = \vec{\nabla} \varphi, \quad -\infty < x, y < \infty, \quad z \leq 0,$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + g\zeta - \frac{\alpha}{\rho} \Delta_{II} \zeta = -\frac{1}{\rho} P_w(t, \vec{r}) - U \frac{\partial \varphi}{\partial x} - W \frac{\partial \varphi}{\partial z} - 2\nu \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{2} (\vec{v}^2 - \overline{\vec{v}^2}), \quad \text{при } z = 0. \quad (1.4)$$

Для ряби море будем считать глубоким, поэтому ее потенциал скорости должен удовлетворять краевому условию:

$$\varphi \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad z \rightarrow \infty.$$

Условие (1.4) на поверхности жидкости отличается от аналогичного условия, обычно используемого в теории волн, наличием пяти последних слагаемых в правой части. А именно, конвективными слагаемыми, содержащими компоненты скорости крупной волны, «вязкими» поправками к давлению ветра ( $\nu$ -коэффициент кинематической вязкости жидкости) и слагаемым, описывающим кинетическую энергию мелкомасштабного движения. Пояснения требуют происхождения и необходимость учета лишь двух последних слагаемых.

В условия слабого вязкого затухания коротких волн «вязкие» поправки представляют собой малые величины по сравнению с величинами в левой части (1.4). Однако учет их необходим, так как стационарный спектр высот волн в условиях их резонансного взаимодействия с ветром не может быть сформирован без учета диссипации энергии. Поэтому условие равенства нормальных напряжений на невозмущенной поверхности жидкости, которое при рассмотрении собственных (свободных) волн достаточно использовать приближенно (в виде равенства только давлений), в случае вынужденных волн должно быть записано в полном виде (Кочин и др., 1949).

По физическому смыслу второе, третье, четвертое и пятое слагаемые в правой части (1.4) есть нормальные (к поверхности жидкости) напряжения, вызванные волновыми движениями. и представляют собой как бы поправки к давлению ветра. В зависимости от знаков они могут либо усиливать, либо уменьшать влияние ветра, приводя к увеличению или уменьшению амплитуды коротких волн. Учет кинетической энергии мелкомасштабного движения (последнее слагаемое в правой части (1.4)) существенен при конечном наклоне волн. В данной статье эта ситуация рассматриваться не будет.

## 2. Пространственный спектр высот ветровой ряби

Поле давления мелких турбулентных пульсаций ветра можно считать статистически однородным и стационарным (Филиппс, 1969). Поэтому представим его в виде интеграла Фурье-Стилтьеса по плоским волнам со случайными амплитудами  $\tilde{P}_w(\omega, \vec{k})$ :

$$P_w(\vec{r}, t) = \iint_{k, \omega} \tilde{P}_w(\omega, \vec{k}) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} d^2k d\omega, \quad d^2k = dk_x dk_y.$$

Возмущение поверхности жидкости, вызванное ветром, будем искать в виде пространственных гармонических колебаний со случайными амплитудами  $A(\vec{k}, t)$ .

$$\zeta(\vec{r}, t) = \int_k A(\vec{k}, t) e^{i\vec{k}\vec{r}} d^2\vec{k}.$$

Тогда потенциал скорости  $\varphi$ , удовлетворяющий уравнению Лапласа и кинематическим условиям на поверхности и в глубине жидкости, будет иметь вид:

$$\varphi(\vec{r}, z, t) = \int_k k^{-1} e^{i\vec{k}\vec{r} + kz} A'(\vec{k}, t) d^2k, \quad k = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2},$$

где штрихом здесь и далее обозначена производная по времени.

Считая в уравнении (1.4) скорости движения жидкости в длинной волне постоянными и пренебрегая в нем нелинейным слагаемым, придем к следующему уравнению для амплитуды  $A(\vec{k}, t)$ :

$$A''(\vec{k}, t) + 2\gamma A'(\vec{k}, t) + \omega_0^2 A(\vec{k}, t) = -\frac{k}{\rho} \int_{\omega} \tilde{P}_w(\vec{k}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (2.1)$$

Здесь

$$\gamma = \frac{1}{2} [ik_x U + kW + \gamma_0], \quad (2.2)$$

а  $\gamma_0$  и  $\omega_0$ , соответственно, коэффициент вязкого затухания и частота коротких волн:

$$\gamma_0(k) = 2\nu k^2, \quad \omega_0(k) = \left( gk + \frac{\alpha k^3}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (2.3)$$

Из (2.2) и (2.3) видно, что величина  $\gamma$ , играющая в уравнении (2.1) роль коэффициента затухания, зависит не только от величины волнового числа ряби  $k$ , но и от компоненты его вдоль направления распространения длинной волны  $k_x$ .

Решение уравнения (2.1) будем отыскивать с помощью преобразования Лапласа (Лурье, 1951). С этой целью перейдем от амплитуды волны  $dA(\vec{k}, t)$  к ее образу:

$$\tilde{A}(\vec{k}, s) = s \int_0^{\infty} e^{-st} A(\vec{k}, t) dt.$$

Для решения, удовлетворяющего начальным условиям  $A(\vec{k}, t) = A'(\vec{k}, t) = 0$ , получим следующее выражение:

$$\tilde{A}(\vec{k}, s) = -\frac{k}{\rho} \int_{\omega} d\omega \tilde{P}_w(\vec{k}, \omega) \frac{s}{(s + i\omega)(s^2 + 2s\gamma + \omega_0^2)}.$$

Переход от образов к оригиналам приводит к следующему выражению для Фурье амплитуды коротких волн:

$$A(\vec{k}, t) = -\frac{k}{\rho} \int_{\omega} \tilde{P}_w(\vec{k}, \omega) d\omega \frac{1}{[\omega^2 - \omega_0^2 + 2i\gamma\omega]} \left\{ e^{-i\omega t} - e^{-\gamma t} \left[ \cos \omega_1 t + \frac{(\gamma - i\omega)}{\omega_1} \sin \omega_1 t \right] \right\},$$

где  $\omega_1^2 = \omega_0^2 - \gamma^2$ .

В итоге, с учетом (2.2), получим:

$$A(\vec{k}, t) \approx -\frac{k \tilde{P}_W(\vec{k})}{\rho 2i\gamma\omega_0} \left[ 1 - e^{-\frac{ik_x U t}{2}} e^{-\frac{1}{2}(kW + \gamma_0)t} \right] e^{-i\omega_0 t}, \quad \tilde{P}_W(\vec{k}) \equiv \int_{\omega} \tilde{P}_W(\vec{k}, \omega) \delta(\omega - \omega_0) d\omega.$$

Видно, что это решение по структуре полностью соответствует амплитуде резонансного колебания маятника при наличии трения (Ландау, Лифшиц, 1958). Находя теперь квадрат модуля амплитуды, и усредняя его по ансамблю реализаций коротких волн (по поверхности), найдем, с использованием (1.3) и (2.2), пространственный спектр высот (усреднение отмечено угловыми скобками):

$$S_t(\vec{k}, t; \xi) = S(\vec{k}; \xi) \left[ 1 - 2e^{-\frac{1}{2}\gamma_0 t \left( \frac{kA_0 \Omega \sin \xi}{\gamma_0} + 1 \right)} \cos \left\{ \frac{K_0 A_0 \Omega}{2} \left( \frac{k \cos \xi}{K_0 th(K_0 h)} \right) t \right\} + e^{-\gamma_0 t \left( \frac{kA_0 \Omega \sin \xi}{\gamma_0} + 1 \right)} \right], \quad (2.4)$$

где

$$S(\vec{k}; \xi) = \frac{k^2}{\rho^2} \frac{\langle |\tilde{P}_W(\vec{k})|^2 \rangle}{\omega_0^2 (A_0 \Omega)^2 \left\{ \left( \frac{k_x \cos \xi}{th(K_0 h)} \right)^2 + k^2 \left[ \left( \frac{\gamma_0}{kA_0 \Omega} \right) + \sin \xi \right]^2 \right\}}. \quad (2.5)$$

Видно, что вследствие влияния длинной волны, спектр не стационарный и параметрически модулирован ее фазой  $\xi = K_0 x - \Omega t$ . Для исключения этих модуляций далее будем рассматривать спектры в системе координат, движущейся с длинной волной. В эксперименте для этого необходимо снимать информацию с какого-то выбранного движущегося участка модулирующей волны длиной  $2\pi/K_0$ . В этих условиях спектр (2.5) будет стационарным. Далее стационарность спектра будет пониматься именно в этом смысле.

Согласно (1.3), вертикальная скорость  $W$  движения жидкости в крупной волне на переднем склоне волны положительна. Положительными будут здесь и показатели экспонент в квадратных скобках выражения (2.4). Поэтому через отрезок времени  $t_k \geq (2kW + \gamma_0)^{-1}$  спектр коротких волн на переднем склоне крупной волны, независимо от величины ее амплитуды  $A_0$ , станет стационарным и равным спектру (2.5).

На заднем склоне крупной волны ситуация иная. Здесь вертикальная скорость  $W$  отрицательна и показатели экспонент в правой части выражения (2.4) могут менять знак. Часть коротковолнового спектра, удовлетворяющего неравенству

$$kA_0 < \gamma_0/\Omega$$

через время  $|kA_0 \Omega|^{-1}$  также будет стационарным, и описываться формулой (2.5). Часть же коротковолнового спектра, для которого

$$kA_0 > \gamma_0/\Omega$$

будет неограниченно расти со временем. Граничное значение волнового числа  $k_B$ , разделяющее стационарную и нестационарную части коротковолнового спектра на сейсмической волне амплитуды  $A_0$  будет определяться условием:

$$A_0 = 2vk_B (gK_0 th K_0 h)^{-1/2}. \quad (2.6)$$

Коротковолновая гармоника, соответствующая этому граничному волновому числу будет характеризоваться осциллирующей амплитудой. Одновременно для конкретно заданного волнового числа рассеивающей ряби уравнение (2.6) определяет граничную амплитуду сейсмической волны  $A_B$ .

На рис. 1 представлены зависимости граничного значения  $k_B$  от амплитуды морских длинами 5 и 10 км. Стационарным частям спектра ветровой ряби соответствуют областям выше соответствующих кривых. Видно, что стационарный спектр коротких волн сантиметрового диапазона существует лишь на волнах с очень малой амплитудой, порядка одного сантиметра. Такими амплитудами обладают сейсмические морские волны, образованные либо не глубокими подводными землетрясениями с магнитудами меньшими 6, либо более мощными, но более глубокими (Доценко, 1988).

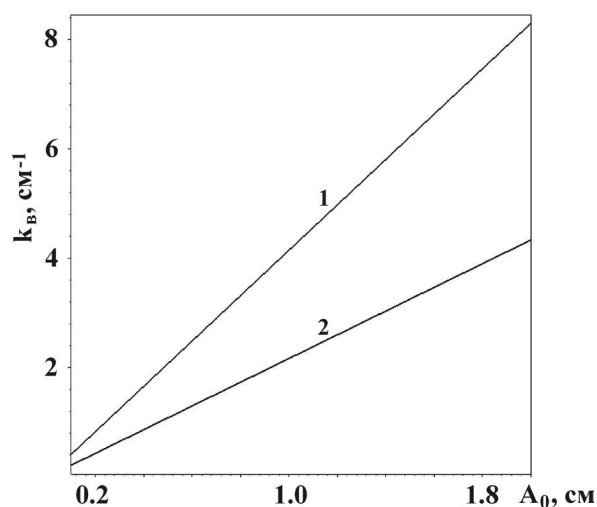


Рис. 1. Зависимость граничного волнового числа  $k_B$  от амплитуды  $A_0$  сейсмических волн с длинами 5 км (1) и 10 км (2). Глубина моря  $h=0.5$  км

Амплитуда ряби с волновыми числами меньшими  $k_B$  (ниже кривых на рис. 1) будет экспоненциально расти на заднем склоне длинной волны, что указывает на существование линейной неустойчивости с инкрементом  $\Gamma=(k|W| - \gamma_0)$ . Эта неустойчивость связана с воздействием крупной волны и аналогична параметрическому резонансу в колебательных системах (Ландау, Лифшиц, 1958). И стабилизирующим фактором здесь также является коэффициент вязкого затухания. В условиях роста амплитуды коротких волн линеаризация уравнения (1.4) уже недопустима, и необходимо учитывать последнее слагаемое в его правой части. Эта ситуация представляет большой практический интерес и требует отдельного рассмотрения.

### 3. Радиолокационный контраст

Как известно (Боев и др., 2007), удельная эффективная площадь рассеяния радиоволн от морской поверхности (УЭПР) пропорциональна спектру волнения  $S(\vec{k}; \xi)$ , а волновой вектор  $k_E$  рассеянной резонансным образом радиоволны связан с волновым вектором  $\vec{k}$  ветровой ряби соотношением:

$$\vec{k} = 2\vec{k}_E \sin \theta, \quad \theta > 10^\circ, \quad \theta \neq 90^\circ, \quad (3.1)$$

где  $\theta$  – угол падения радиоволны.

Ветровое давление в радиолокационных измерениях является обычно неизвестной величиной. Его можно исключить из рассмотрения, если использовать радиолокационный контраст (радиоконтраст) морского волнения  $N(\vec{k}_E, \theta; \xi)$ , т.е. отнести УЭПР возмущенного участка моря к УЭПР невозмущенного участка.

В итоге для стационарного спектра (2.5) получим:

$$N(\vec{k}_E, \theta; \xi) \equiv S(\vec{k}; \xi) / S_0(\vec{k}) = \frac{\gamma_0^2}{[(k_x U)^2 + (kW + \gamma_0)^2]} \Big|_{\vec{k}=2\vec{k}_E \sin \theta},$$

где

$$S_0(\vec{k}) = \frac{k^2 \langle |\tilde{P}_w(\vec{k})|^2 \rangle}{\rho^2 \omega_0^2 \gamma_0^2}. \quad (3.2)$$

спектр коротковолнового волнения в отсутствии сейсмической волны.

На практике обычно используется логарифмический радиоконтраст (далее радиоконтраст). С использованием выражений для скоростей крупной волны он записывается следующим образом:

$$D(\vec{k}_E, \theta, \xi) = 10 \log N(\vec{k}_E, \theta; \xi) = -10 \log \left( \left( 1 + \frac{A_0 \Omega \sin \xi}{4\nu k_E \sin \theta} \right)^2 + (A_0 \Omega)^2 \left( \frac{cth(K_0 h) \cos \xi}{4\nu k_E \sin \theta} \right)^2 \right) \quad (3.3)$$

При заданной глубине моря, амплитуде и длине сейсмической волны, длине радиоволны и угле ее падения, радиоконтраст будет являться функцией фазы сейсмической волны.

На рис. 2 представлены распределения радиоконтраста ветровой ряби  $D(\vec{k}_E, \theta, \xi)$  по поверхности сейсмической волны длиной  $\Lambda=5$  км для зондирующих радиоволн, соответственно,  $\lambda_E=5.66$  см (а) и  $\lambda_E=3.2$  см (б). Видно, что на переднем склоне волны контраст отрицательный, порядка  $2 \div 6$  дБ. Задний склон волны характеризуется положительными значениями контраста: около 16 дБ для радиоволны  $\lambda_E=5.66$  см и 7 дБ – для радиоволны  $\lambda_E=3.2$  см. С уменьшением угла падения логарифмический радиоконтраст увеличивается, т.к. согласно (3.1), длина рассеивающей гармоники спектра ряби увеличивается и стабилизирующее влияние вязкости уменьшается.

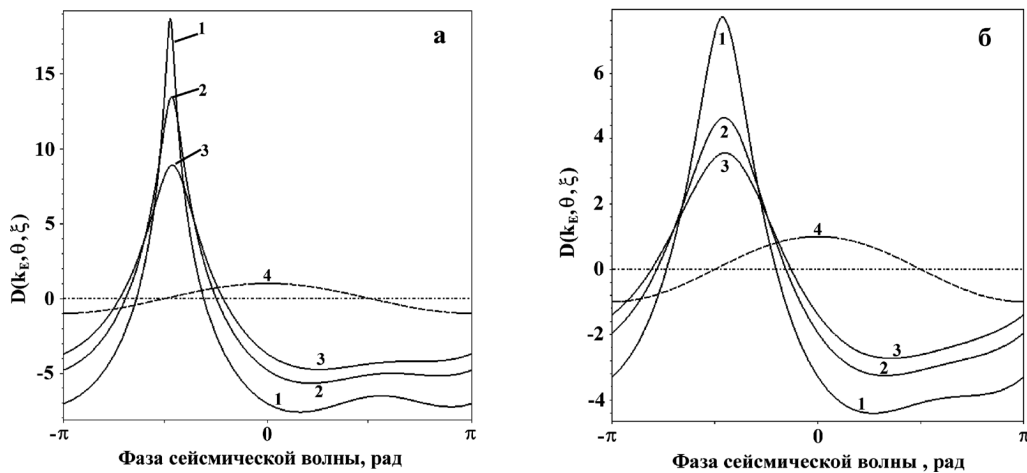


Рис. 2. Зависимость логарифмического радиолокационного контраста  $D(k_E, \theta, \xi)$  от фазы сейсмической волны для зондирующей радиоволны длиной  $\lambda_E=5.66$  см (а) и  $\lambda_E=3.2$  см (б) при углах падения  $\theta$ : 1 –  $30^\circ$ , 2 –  $45^\circ$ , 3 –  $60^\circ$ . 4 – профиль сейсмической волны.  $\Lambda=5$  км,  $A_0=0.3$  см,  $h=0.5$  км



Выражение (3.3) при заданной из эксперимента левой его части будет представлять собой уравнение для определения или оценки амплитуды сейсмической волны, если заданы ее длина и глубина моря. Комбинируя данные экспериментов на различных частотах или углах падения радиоволн, можно составить, с помощью (3.3), необходимое число уравнений для оценки параметров морских сейсмических волн.

Точки волны с нулевым значением радиоконтраста характеризуются невозмущенным спектром ряби (3.2). Экспериментальные значения УЭПР в этих точках вместе с выражением (3.2) также могут быть использованы для оценки невозмущенного спектра морского волнения  $S_0(k)$  и спектра ветрового давления  $\langle |\tilde{P}_w(\vec{k})|^2 \rangle$ .

#### 4. Оценка параметров сейсмической волны у Черноморского побережья Турции по радиолокационным данным ИСЗ «Сич-1»

Турецкая акватория Черного моря является одним из районов Земного шара, где достаточно часто происходят сравнительно слабые землетрясения (Касахара, 1985). Одно из них было зафиксировано радиолокатором бокового обзора ИСЗ «Сич-1» ( $\lambda=3.2$  см) 02.05.1996 года (см. рис. 3). Как видно из рис. 3б, почти круговая форма волны указывает на то, что она образована локальным источником (обозначен крестом), расположенным от берега на расстоянии примерно  $5 \div 7$  км. Искажения сферичности цуга волн в верхней части изображения на рис. 3б связаны с наличием течения, направленного вдоль берега с запада на восток (<http://www.blackseaweb.net/maps/content13.htm>).

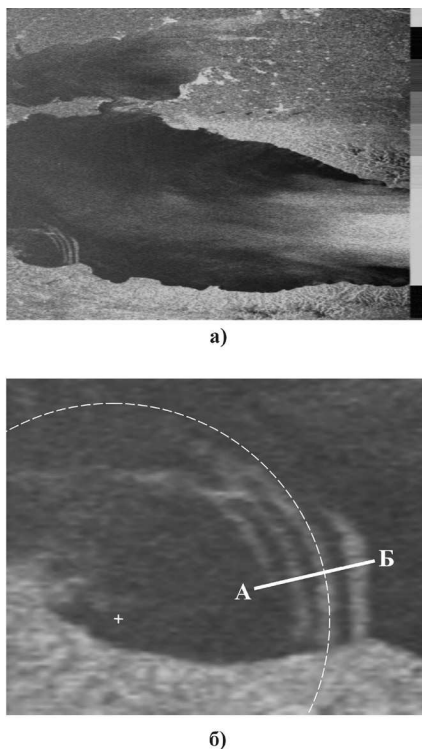


Рис. 3. Радиолокационное изображение проявления сейсмических волн в акватории Черного моря (Синопский залив), полученное с помощью РБО ИСЗ «Сич-1» 02.05.96 (а). б) увеличенное изображение, на котором штриховой линией нанесен круг для нахождения центра землетрясения (показан крестом). Линия «А-Б» – линия разреза, вдоль которой далее проводился анализ радиолокационного контраста. Углы падения радиоволн вдоль линии разреза изменялись незначительно вблизи угла  $\theta=34^\circ$

На рис. 4 изображена зависимость радиоконтраста вдоль указанный на рис. 3б линии АБ радиолокационного изображения. Глубина моря вдоль линии не велика и изменяется от 100 м до 1000 м (<http://dic.academic.ru/pictures/bse/jpg/0210385320.jpg>). Среднее расстояние между максимумами (минимумами) радиоконтраста, согласно рис. 4, составляет 6 км и может быть принято за длину волны. Таким образом, отношение длины волны к глубине моря вдоль линии «А-Б» изменяется в пределах

$$0.017 \leq \lambda_0/h \leq 0.17,$$

т.е. волна распространяется на мелководье (Ландау, Лифшиц, 1953; Кочин и др., 1949). Наблюдаемое увеличение расстояния между максимумами от 5 до 7 км связано с увеличением фазовой  $V_f$  и групповой  $V_g$  скоростей волны с увеличением глубины, т.к.

$$V_f = V_g \approx \sqrt{gh}.$$

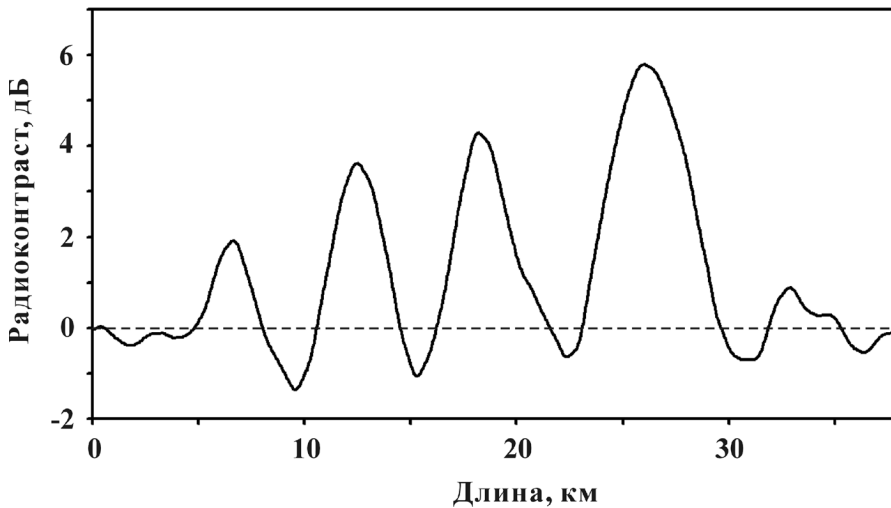


Рис.4. Изменения радиолокационного контраста сейсмической волны вдоль линии А-Б на рис. 3б

Судя по пространственной структуре цуга волн, сейсмическое возмущение поверхности моря было вызвано суммой нескольких достаточно слабых толчков длительностью порядка периода шестикилометровой волны. Более точная временная характеристика сейсмического источника требует решения отдельной задачи, и здесь рассматриваться не будет.

Сравнение структуры кривых на рис. 2б и 4 указывает на качественное совпадение эксперимента и теории. На передних склонах волны происходит гашение ветровой ряби и здесь радиоконтраст отрицательный. На задних склонах, наоборот, рябь усиливается, что находит свое отражение в изменении знака логарифмического радиоконтраста. Вместе с этим, эксперимент указывает на увеличение спектра ветровой ряби в процессе распространения сейсмической волны. Радиоконтраст на задних склонах волн практически линейно растет с расстоянием от источника, а с учетом изменения глубины и фазовой скорости, и со временем. Видно, что за три периода волны  $\tau$  максимум положительного радиоконтраста увеличился почти в три раза. Аналогичное линейное, хотя и более медленное, изменение минимальных отрицательных значений радиоконтраста наблюдается и на передних склонах сейсмической волны.

Для анализа эксперимента сначала было предположено, что амплитуда волны  $A_0$  превышает граничное значение  $A_B$  из (2.6), т.е.

$$A_0 > A_B, \quad (4.1)$$

и использовано выражение для логарифмического радиоконтраста нестационарной коротковолновой части волнения:

$$D_t(\vec{k}_E, \theta; \xi) = D(\vec{k}_E, \theta; \xi) + 10 \log \left( 1 - 2e^{-\frac{1}{2}(kW + \gamma_0)t} \cos \frac{k_x U(\xi)t}{2} + e^{-(kW + \gamma_0)t} \right). \quad (4.2)$$

Радиоконтраст  $D(\vec{k}_E, \theta; \xi)$  для стационарной части спектра волнения здесь задан формулой (3.3). Как видно из рис. 2б, максимальные положительные значения логарифмического радиоконтраста достигаются в центрах задних склонов сейсмической волны где, согласно (1.3),  $U(\xi)=0$ . Поэтому для задних склонов волны получим:

$$D_t(\vec{k}_E, \theta; -\pi/2) = D(\vec{k}_E, \theta; -\pi/2) + 20 \log \left( e^{k\Omega(A_0 - A_B)t} - 1 \right), \quad W = -A_0\Omega, \quad A_0 > A_B. \quad (4.3)$$

Найдя разность между значениями первого и четвертого пиков на рис.4, разнесенных во времени на три периода сейсмической волны, получим следующее уравнение для определения разности амплитуд  $A_0 - A_B$ :

$$\log \left| \frac{\exp[k\Omega(A_0 - A_B)3\tau] - 1}{\exp[k\Omega(A_0 - A_B)\tau] - 1} \right| = 0.2.$$

Обозначив  $y \equiv \exp[k\Omega(A_0 - A_B)\tau]$  сведем это уравнение к следующему:

$$y^2 + y - 0.58 = 0,$$

положительное решение которого  $y_+ = 0.41 < 1$ . Отсюда следует, что показатель степени экспоненты отрицателен

$$k\Omega(A_0 - A_B)\tau = \ln y_+ = -0.89 < 0,$$

что противоречит исходному предположению (4.1). Таким образом, амплитуда сейсмической волны меньше граничного значения и наблюдаемое в эксперименте увеличение радиоконтраста связано с изменением с глубиной радиоконтраста (3.3) стационарной части спектра волнения. На рис. 5 представлена зависимость от глубины моря максимального значения радиоконтраста для стационарного спектра волнения на заднем склоне сейсмической волны длиной  $\Lambda = 6$  км. Амплитуда волны здесь принята равной  $A_0 = 0.07$  см, угол падения радиоволны  $\theta = 34^\circ$ .

Сравнение рис. 4 и 5 указывает на достаточно хорошее совпадение максимальных значений радиоконтрастов на заднем склоне волны в процессе ее распространения. Таким образом, наблюдаемое в эксперименте изменение величины радиоконтраста при распространении сейсмической волны определяется его глубинной зависимостью.

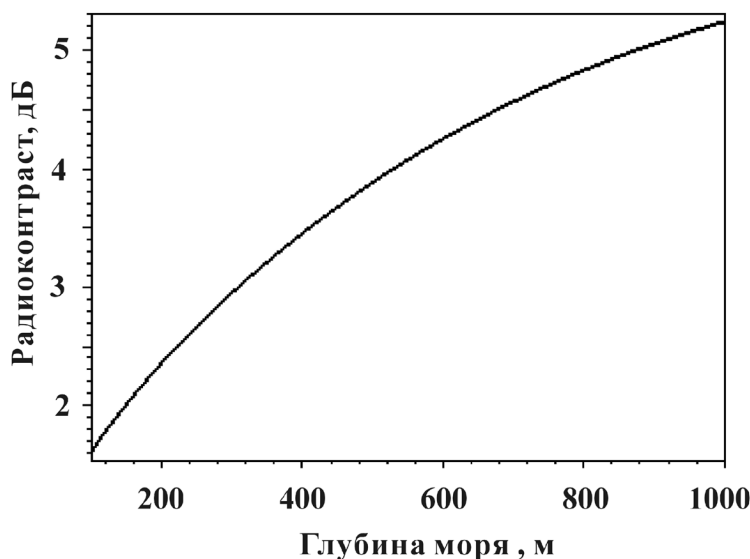


Рис. 5. Зависимость максимального радиоконтраста на заднем склоне сейсмической волны от глубины моря вдоль линии «А-Б» радиолокационного изображения на рис. 3б

### Выводы

Проведенный анализ показывает, что морские волны сейсмического происхождения при зондировании в сантиметровом диапазоне длин радиоволн характеризуются положительными величинами радиоконтрастов на заднем склоне волны и отрицательными – на переднем. Их величины, и это подтверждено радиолокационными данными ИСЗ «Сич-1», достаточны для уверенного обнаружения таких волн с аэрокосмических носителей.

### Литература

1. *Касахара К.* Механика землетрясений. М.: Мир, 1985. 264 с.
2. *Доценко С.Ф.* Возбуждение волн цунами в непрерывно стратифицированном океане подвижки участка дна // Исследования цунами, 1988. № 3. С.7-17.
2. *Дущенко П.В., Ивельская Т.Н., Шевченко Г.В.* Опыт использования телеметрических регистраторов уровня моря в службе предупреждения о волнах цунами // Вестник КРАУНЦ. Наука о Земле, 2003. №3. С.95-107.
3. *Носов М.А.* Об образовании температурной аномалии на поверхности океана при подводном землетрясении // Вулканология и сейсмология, 1997. №2. С.95-99.
4. *Гальперин Ю.И., Гладышев В.А., Джорджио Н.В.* и др. Высыпания энергичных захваченных частиц в магнитосфере над эпицентром готовящегося землетрясения // Космические исследования, 1992. Т.30. №1. С.89.
5. *Зайцев А.И., Куркин А.А., Левин Б.В., Пелиновский Е.Н.* и др. Моделирование распространения катастрофического цунами (26 декабря 2004 г.) в Индийском океане // Доклады РАН, 2005. Т.402. №3. С.388-392.
6. *Бадулин С.И., Иванов А.Ю., Островский А.Г.* Волны-убийцы и их дистанционное зондирование // Исследование Земли из космоса, 2006. №1. С.77-92.
7. *Филипс О.* Динамика верхнего слоя океана. М.: Мир, 1969. 266 с.

8. Монин А.С., Красицкий В.П. Явления на поверхности океана. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 375 с.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: ФМ, 1958. 208 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1953. 788 с.
11. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика Т.1. Л.- М.: ГИТТЛ, 1949. 536 с.
12. Лурье А.И. Операционное исчисление. М.-Л.: ГИТТЛ, 1951. 432 с.
13. Боев А.Г., Ефимов В.Б., Цымбал В.Н. и др. Радиолокационные методы и средства оперативного дистанционного зондирования Земли с аэрокосмических носителей / Под ред. С.Н. Конюхова, В.И. Драновского, В.Н. Цымбала. Киев: Изд. НАН Украины, 2007. 440 с.
14. Fraser-Smith A.S, Bernard A., McGill P.R. Low-frequency magnetic field measurement near the epicenter of the Ms 7.1 Loma Prieta earthquake // Geophys. Res. Lett, 1990. V.17. №9. P.1465-1468.
15. Okal E., Piatanesi A. and Heinrich P.P. Tsunami Detection by Satellite Altimetry // J. Geophys. Res., 1999. V.104. P.599–615.

## **Radar contrast of wind ripples on the seismic origin wave**

**A.G. Boev<sup>1</sup>, O.Y. Matveyev<sup>2</sup>, A.A. Boeva<sup>3</sup>, D.M. Bychkov<sup>3</sup>,  
V.B. Yefimov<sup>3</sup>, V.N. Tsymbal<sup>3</sup>**

*<sup>1</sup>Institute of Radio Astronomy, National Academy of Sciences of Ukraine,  
61002, Ukraine, Kharkiv, 4 Chervonopraporna str.*

*<sup>2</sup>Usikov Institute of Radiophysics and Electronics of the NAS of Ukraine,  
61085, Ukraine, Kharkiv, 12, Akad. Proskura str.*

*<sup>3</sup>Kharkiv National Politechnical University, 61002, Ukraine, Kharkiv, 24, Frunze str.*

The problem for radar contrast of wind waves in the short gravity and gravity-capillary ranges on the sea surface perturbed by a seismic origin wave is solved. Relations of the radar contrast for the sensing wavelengths 3.2 cm and 5.66 cm are investigated versus the parameters of seismic wave and sea depth. The possibility for reliable radar detection of the sea seismic wave with very small amplitude in initial stage of its development is shown. Using «Sich-1» radar satellite data the parameters of seismic sea waves in the area of weak earthquakes near the Turkish Black Sea coast is evaluated.

**Keywords:** radar contrast, seismic origin wave, sensing wavelength, wind ripples, weak earthquake.