



**Радиоастрономический институт НАН Украины
Центр радиофизического зондирования Земли
им. А.И. Калмыкова НАН и НКА Украины**



Национальный технический университет «ХПИ»



Радиолокационный контраст ветровой ряби на волне сейсмического происхождения

Матвеев А.Я., Боев А.Г., Боева А.А.

**Докладчик: Матвеев А.Я. , уч. секретарь Центра радиофизического зондирования Земли им.А.И. Калмыкова НАН и НКА Украины,
канд. ф.-м. наук, ст. науч. сотр.
61085, Украина, г.Харьков ул. Ак. Проскуры, 12, E - mail:matweev@list.ru**

1. Постановка задачи. Уравнения

$$\Delta_{II}\varphi + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0, \quad \vec{V} = \vec{\nabla} \varphi, \quad \Delta_{II} \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad -\infty < x, y < \infty, \quad z \leq 0$$
$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + g\zeta - \frac{\alpha}{\rho} \Delta_{II} \zeta + \frac{1}{2} V^2 = -\frac{1}{\rho} P_w(t, \vec{r}), \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \text{ при } z=0, \quad (1.1)$$

$\zeta(\vec{r}, t)$ - возвышение поверхности жидкости, $\vec{V}(\vec{r}, z, t)$ - ее вектор скорости, $\varphi(\vec{r}, z, t)$ - потенциал скорости, α - коэффициент поверхностного натяжения, g - ускорение свободного падения

Решение системы (1.1) ищется в виде: $\zeta = \zeta_0 + \zeta, \quad \varphi = \varphi_0 + \varphi, \quad \vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{v}$ (1.2)

Здесь индексом "0" обозначены величины, характеризующие движение в длинной волне, меняющиеся с периодом, $T = 2\pi/\Omega$ (Ω - частота длинной волны). Величины без индекса описывают случайное коротковолновое движение, вызванное ветром. Уравнения для длинной и короткой волн получаются из (1.1) и (1.2), после усреднения уравнений (обозначено далее чертой сверху) на интервале времени, $2\pi/\omega \ll \tau \ll 2\pi/\Omega$ (ω - частота рассматриваемой короткой волны). При этом горизонтальную U и вертикальную W скорости частиц воды, участвующих в длинноволновом движении, а также возвышение поверхности ζ_0 можно задать следующими формулами:

$$U(t, x) = A_0 \Omega cth(K_0 h) \cos \xi, \quad W(t, x) = A_0 \Omega \sin \xi, \quad \zeta_0 = A_0 \cos \xi, \quad (1.3)$$

где $\Omega = \sqrt{gK_0 th(K_0 h)}$ - частота длинной волны, K_0 , A_0 и $\xi \equiv K_0 x - \Omega t$ - соответственно, ее волновое число, амплитуда и фаза, h - глубина моря.

Мелкомасштабное волновое движение будет описываться следующей задачей:

$z \rightarrow \infty$

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

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

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

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

Условие (1.4) на поверхности жидкости отличается от аналогичного условия, обычно используемого в теории волн, наличием 3-х последних слагаемых в правой части.

По физическому смыслу второе, третье, четвертое 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

2. Пространственный спектр высот ветровой ряби

Поле давления мелких турбулентных пульсаций ветра считалось статистически однородным и стационарным и представлялось 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, находилось в виде пространственных гармонических колебаний со случайными амплитудами $A(\vec{k}, t)$:

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

Считая в уравнении (1.4) скорости движения жидкости в длинной волне постоянными и пренебрегая в нем нелинейным слагаемым, приходим 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 γ_0 и ω_0 , соответственно, коэффициент вязкого затухания и частота коротких волн:

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

где штрихом здесь и далее обозначена производная по времени.

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

Решение уравнения (2.1) отыскивается с помощью преобразования Лапласа и имеет вид:

$$A(\vec{k}, t) \approx -\frac{k}{\rho} \frac{\tilde{P}_w(\vec{k})}{2i\gamma\omega_0} \left[1 - e^{-\frac{ik_x U t}{2}} e^{-\left(\frac{kW}{2} + \gamma_0\right)t} \right] e^{-i\omega_0 t}$$

где $\tilde{P}_w(\vec{k}) \equiv \int_{\omega} \tilde{P}_w(\vec{k}, \omega) \delta(\omega - \omega_0) d\omega$

Находя теперь квадрат модуля амплитуды, и усредняя его по ансамблю реализаций коротких волн (по поверхности), найдем, пространственный спектр высот. С учетом выражений (1.3) для скоростей и параметров длинной волны этот спектр может быть записан в следующем виде:

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

где

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

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 этих условиях спектр (2.5) будет стационарным.

Вертикальная скорость $W(t, x) = A_0 \Omega \sin \xi$ 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

$$kA_0 > \gamma_0 / \Omega, \quad ,$$

будет неограниченно расти со временем. Граничное значение волнового числа, разделяющее стационарную и нестационарную части коротковолнового спектра будет определяться условием:

$$A_0 = \nu k_B (g K_0 t h K_0 h)^{-1/2} \quad (2.6)$$

Коротковолновая гармоника, соответствующая этому граничному волновому числу будет характеризоваться осциллирующей амплитудой.

На рис.1 представлены зависимости граничного значения от амплитуды морских длинами 5 и 10 км.

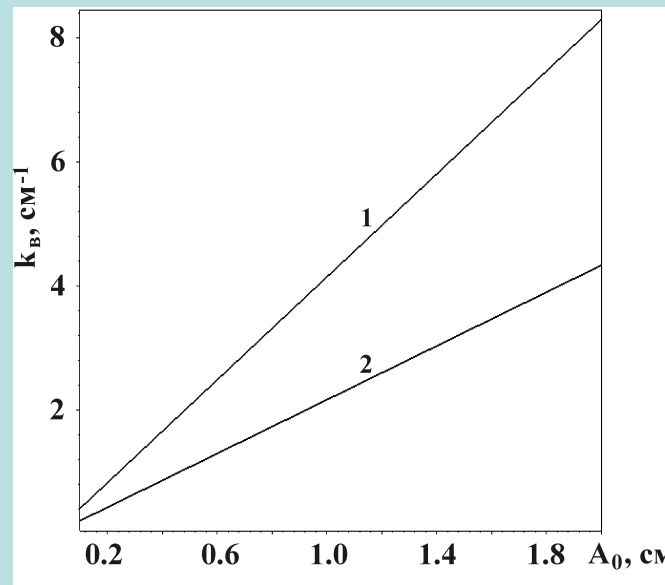


Рис.1. Зависимость граничного волнового числа k_B от амплитуды A_0 сейсмических волн с длинами 5 км (1) и 10 км (2). Глубина моря $h=0.5$ км.

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. Амплитуда ряби с волновыми числами меньшими (ниже кривых на рис. 1) будет экспоненциально расти на заднем склоне длинной волны, а в условиях роста амплитуды коротких волн линеаризация уравнения (1.4) уже недопустима. Эта ситуация представляет большой практический интерес и требует отдельного рассмотрения.

3. Радиолокационный контраст

Как известно, 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 θ - угол падения радиоволны.

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

В итоге для стационарного спектра (2.5) получим:

$$N(\vec{k}_E, \theta; \xi) \equiv S(\vec{k}; \xi) / S_0(\vec{k}) = \frac{4\gamma_0^2}{[(k_x U)^2 + (kW + \gamma_0)^2]} \Big|_{\vec{k}=2\vec{k}_E \cos \theta}$$

где

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

спектр коротковолнового волнения в отсутствии сейсмической волны.

На практике обычно используется логарифмический радиоконтраст :

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

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

Выражение (3.3) при заданной из эксперимента левой его части представляет 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.

На рис.2 и 3 представлены распределения логарифмического радиоконтраста ветровой ряби по поверхности сейсмической волны длиной 5 км для зондирующих радиоволн, соответственно, 5.66 см и 3 см.

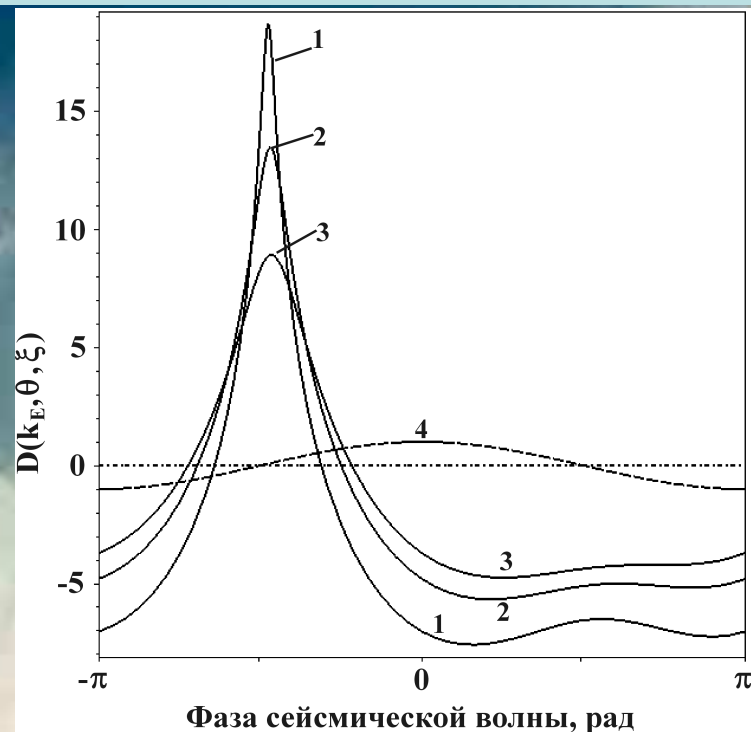


Рис. 2. Зависимость логарифмического радиолокационного контраста $D(k_E, \theta, \xi)$ от фазы сейсмической волны для зондирующей радиоволны длиной $\lambda_E = 5.66$ см при углах падения θ : 1 - 30° , 2 - 45° , 3 - 60° . 4 – профиль сейсмической волны. $\Lambda = 5$ км, $A_0 = 0.3$ см, $h = 0.5$ км.

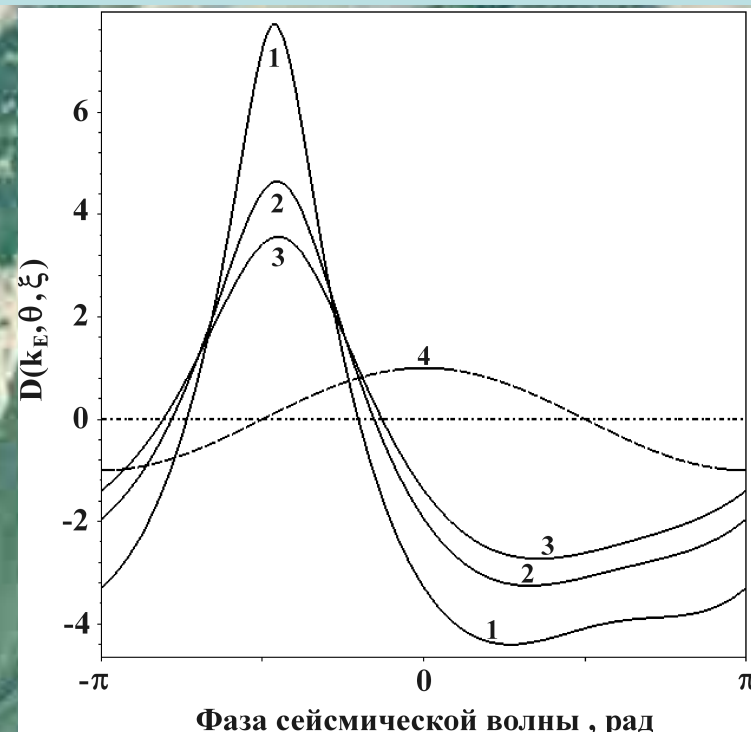
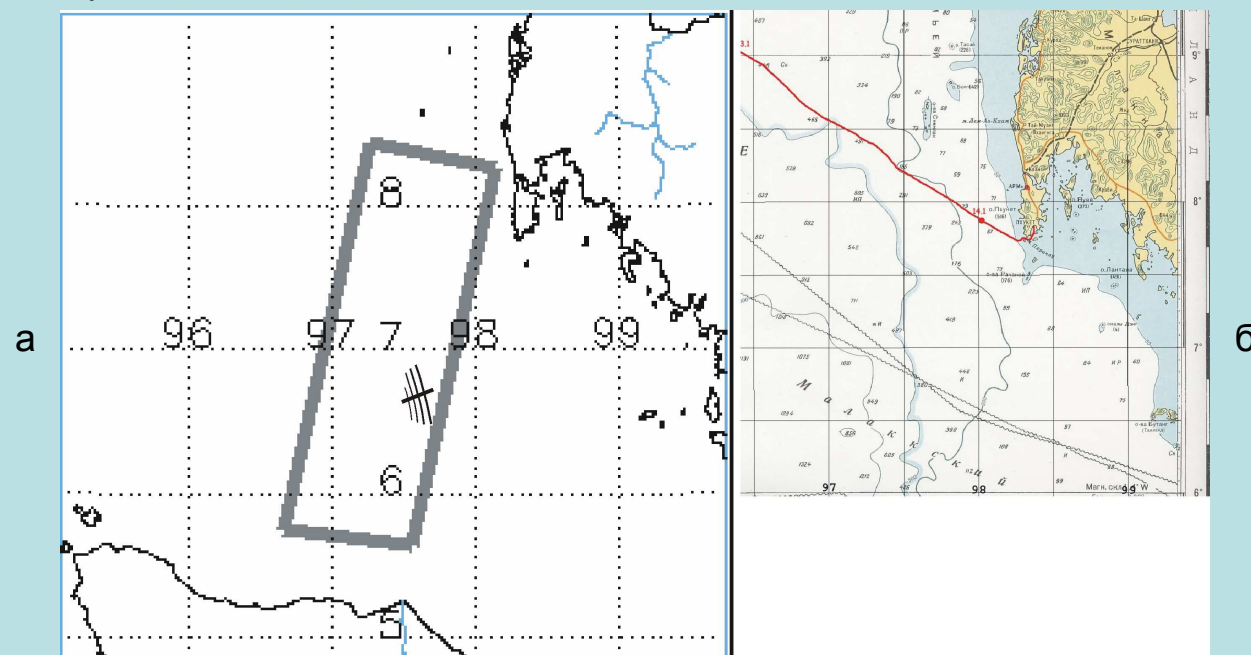
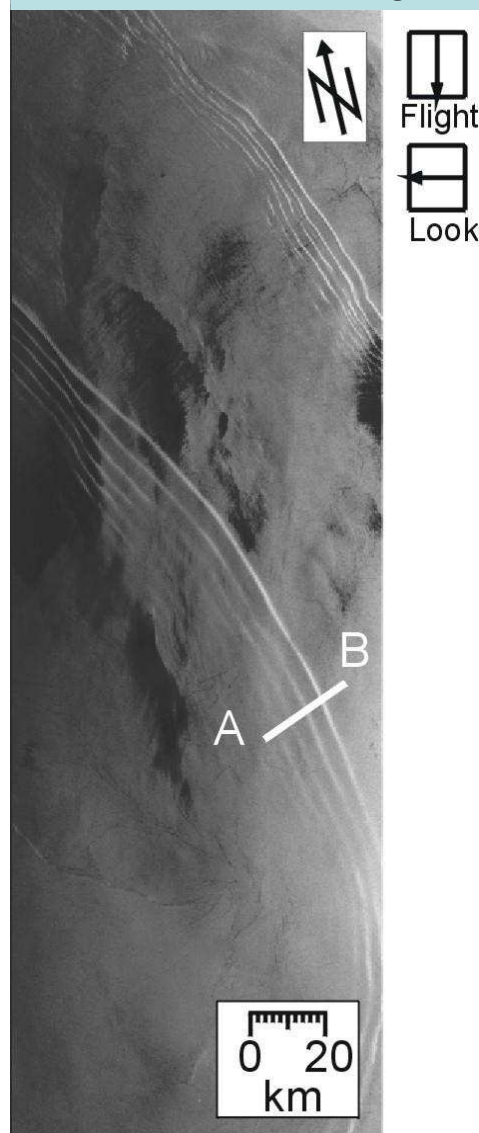


Рис. 3. Зависимость логарифмического радиолокационного контраста $D(k_E, \theta, \xi)$ от фазы сейсмической волны для зондирующей радиоволны длиной $\lambda_E = 3$ см при углах падения θ : 1 - 30° , 2 - 45° , 3 - 60° . 4 – профиль сейсмической волны. $\Lambda = 5$ км, $A_0 = 0.3$ см, $h = 0.5$ км.

Видно, что на переднем склоне волны контраст отрицательный, порядка 5÷6 дБ. Задний склон волны характеризуется положительными значениями контраста: около 16 дБ для радиоволны 5.66 см и 7 дБ – для радиоволны 3 см. С уменьшением угла падения логарифмический радиоконтраст увеличивается, т.к., согласно (3.1), длина рассеивающей гармоники спектра ряби увеличивается и стабилизирующее влияние вязкости уменьшается.

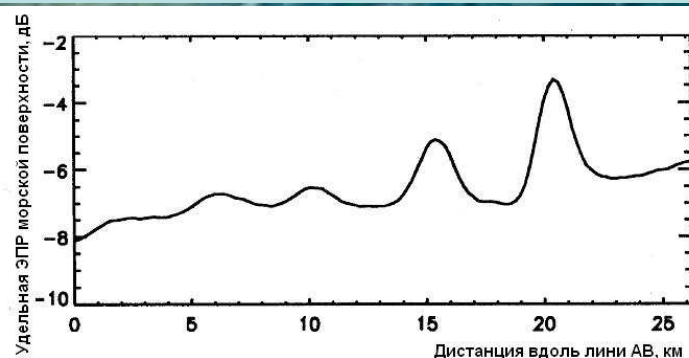
Апробация теории

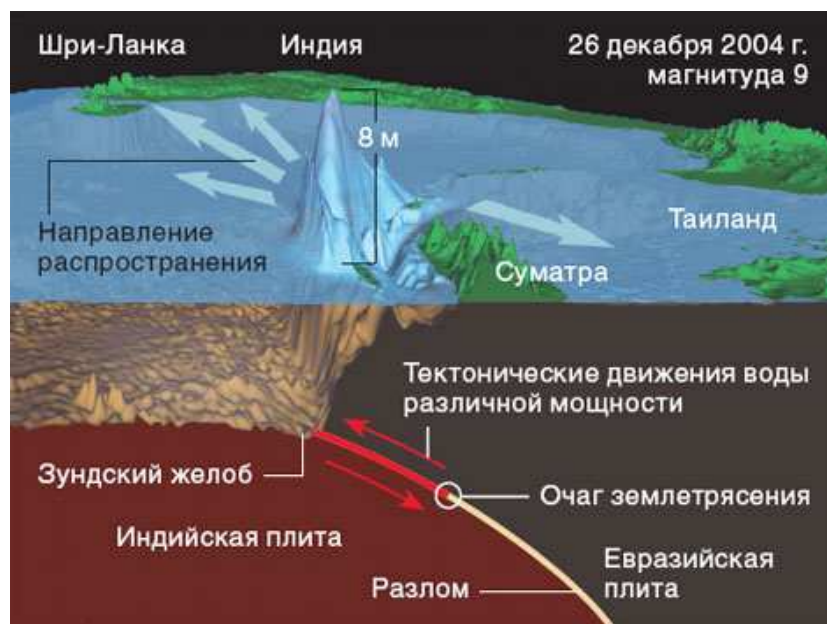
Для проверки результатов оценок теоретических радиолокационных контрастов было взято из Интернета (<http://www.ifm.zmaw.de/fileadmin/files/ers-sar/Sdata/oceanic/intwaves/andsea/054263447-3465-3483ERS2.html>) радиолокационное изображение поверхности Андаманского моря (Image DataAndaman_SeaDate: 04-May-1996 Time:03:52 Orbit:05426 Frame:3447-3465-3483 Satellite:ERS-2 Latitude:7°01' N Longitude:97°25' E)



Карта съемки района Андаманского моря (а) и лоцманская карта (б) глубин моря в районе участка проявления сейсмических волн

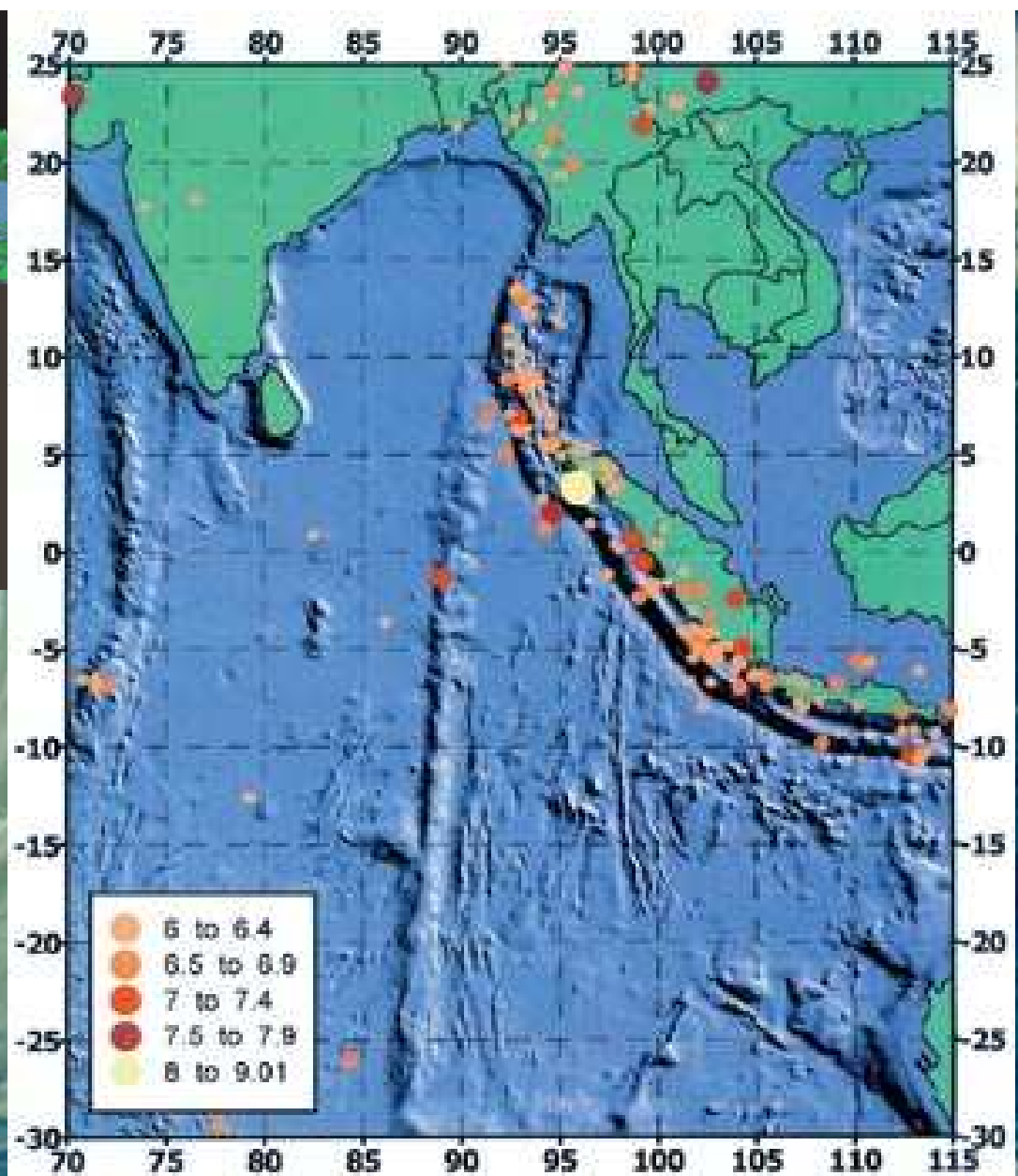
Изменение удельной ЭПР вдоль линии АВ, показанной на SAR-изображении.





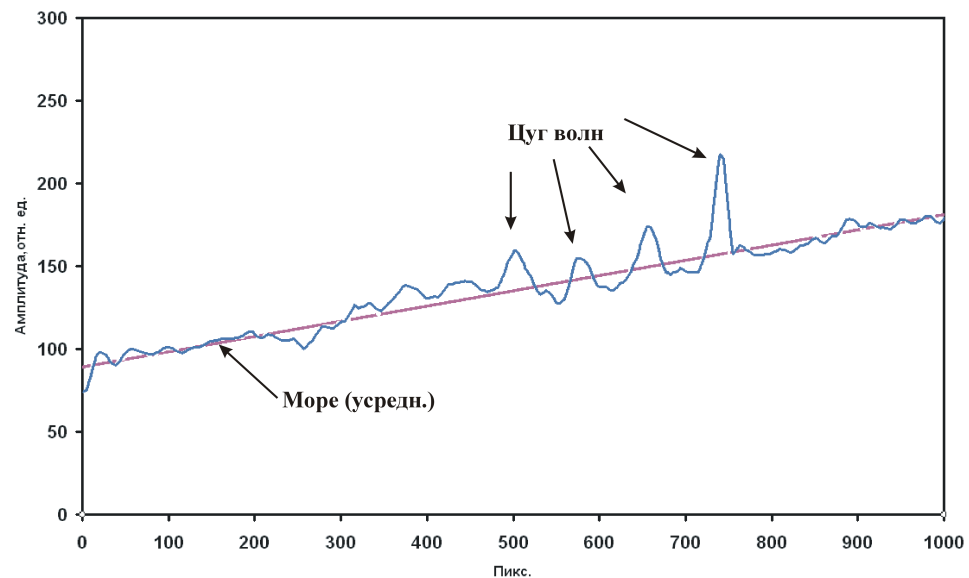
Сейсмическое происхождение наблюдаемых на SAR-изображении цугов может быть объяснено наличием в зоне наблюдений Зундского желоба, разделяющего Индийскую и Евразийскую литосферные плиты. Его общая длина составляет 5700 км и проходит через Андаманское море, острова Суматра и Ява. Согласно данным Оперативного сейсмологического каталога Геофизической службы РАН (Обнинск, <http://zeus.wdcb.ru/wdcb/sep/form/njDataRegForm.ru.html>) за 3.5 часа (4 мая 0ч.19мин.) до момента радиолокационной съемки

произошло землетрясение магнитудой 4,8 в восточной части острова Ява. Расстояние от эпицентра до района съемки составляет около 2100 км. Учитывая высокую скорость распространения сейсмической волны по краю плиты (2-5км/с) данное землетрясение могло спровоцировать подвижки Индийской плиты под Евразийскую в Андаманском море, что привело к появлению цугов волн в районе съемки

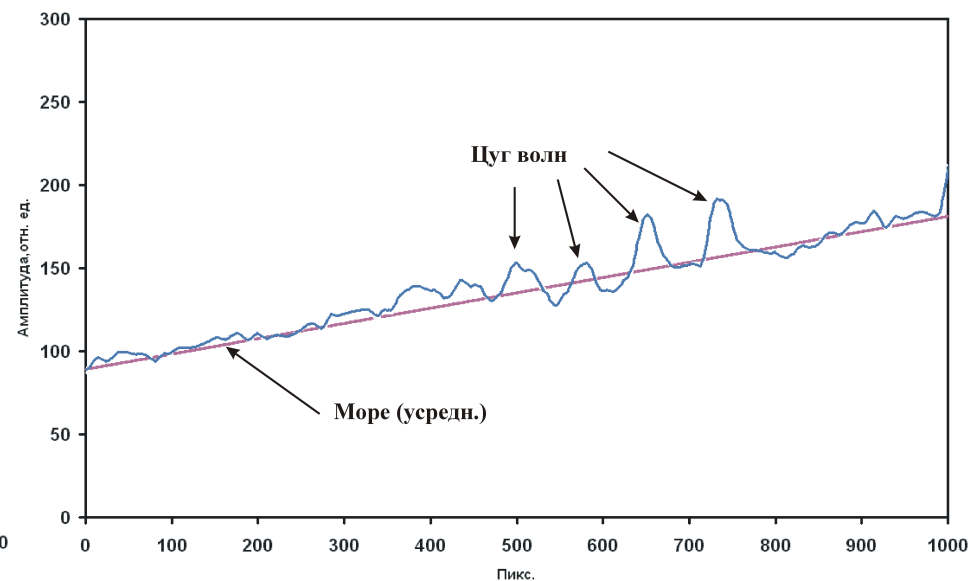


Оценки экспериментальных значений радиолокационных контрастов волн сейсмического происхождения в строках радиолокационного изображения Андаманского моря

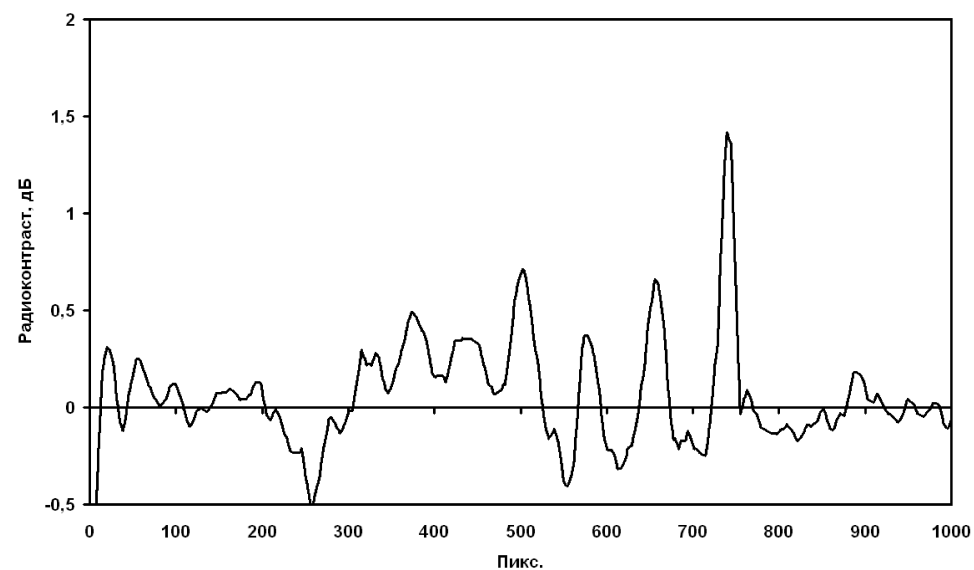
Строка 3368 изображения Андаманского моря



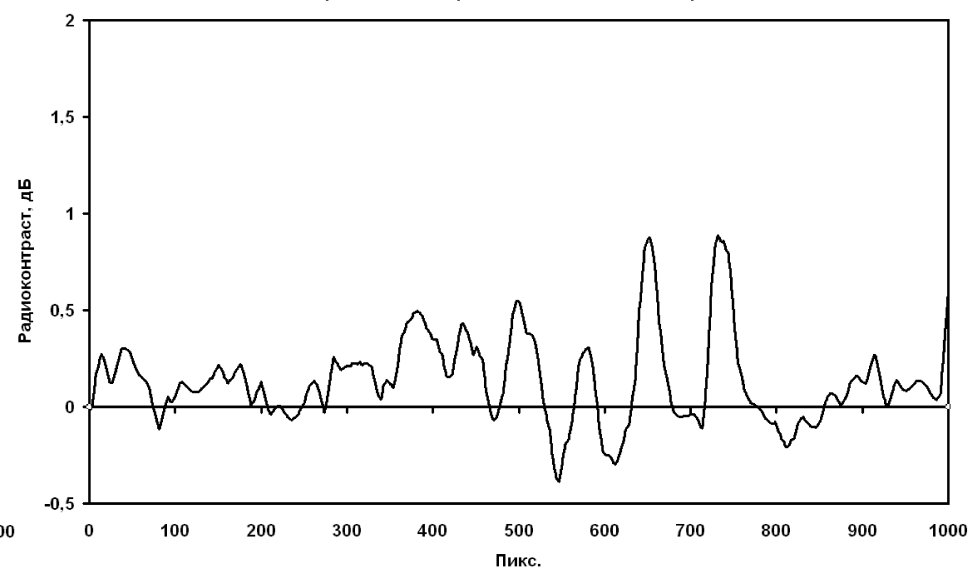
Строка 3392 изображения Андаманского моря



Строка 3368 изображения Андаманского моря



Строка 3392 изображения Андаманского моря



A dramatic photograph of a massive ocean wave curling over, creating a large tunnel-like structure. A vibrant rainbow is visible in the mist and spray at the base of the wave. The water is a deep blue-green color, and the sky is a pale, hazy blue.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ