

чивания соответствуют направлениям плоскостных полей, при которых отсутствует сдвиг петли гистерезиса.

Авторы благодарят А. М. Балбашова, В. П. Клину за предоставление образцов и И. В. Телегину, В. В. Зубенко за проведенные рентгенографические измерения.

Литература

1. Hubert A., Malosemoff A.F., De Luca J.C. // J. Appl. Phys. 1974. **45**, No. 8. P. 3562.
2. Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Тарасенко В.В. // ЖЭТФ. 1984. **86**, № 4. С. 1473.
3. Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Шаповалов В.И. // Опт. и спектр. 1979. **47**, № 6. С. 1082.

4. Ильичева Е.Н., Клушина А.В., Широкова Н.Б. и др. // ЖТФ. 1997. **67**, № 6. С. 32.
5. Ильичева Е.Н., Шишков А.Г., Балбашов А.М. и др. // ЖТФ. 1993. **63**, № 11. С. 143.
6. Ильичева Е.Н., Клушина А.В., Широкова Н.Б. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. № 2. С. 59 (Moscow University Phys. Bull. 1994. No. 2. P. 57).
7. Muller M.W. // J. Appl. Phys. 1967. 38. P. 2413.
8. Stoner E.C., Wohlfart E.P. // Phil. Trans. Roy. Soc. 1948. **A240**. P. 599.
9. Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. С. 124.

Поступила в редакцию
21.04.99

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.465+551.466

ТРАНСФОРМАЦИЯ СТРАТИФИКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ОКЕАНА ПРИ ПОДВОДНОМ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИИ

М. А. Носов, С. Н. Скачко

(кафедра физики моря и вод суши)

Уравнения баланса турбулентной энергии и турбулентного переноса тепла применены для оценки возможности трансформации вертикального профиля температуры в результате подводного землетрясения.

Совместный анализ каталога землетрясений и карт аномалий температуры поверхности Мирового океана позволил выявить несколько случаев образования крупномасштабных (~ 500 км) холодных аномалий температуры поверхности над эпицентрами сильных подводных землетрясений [1, 2]. Принципиальная возможность такого явления впервые обсуждается в работе [3]. Образование упомянутых аномалий, с нашей точки зрения, связано с разрушением теплого верхнего слоя океана и выходом к поверхности холодных глубинных вод в результате интенсификации вертикального турбулентного обмена над областью эпицентра.

Стратификация вод океана — весьма устойчивое образование, поэтому существование эффекта ее разрушения приводит к вопросу о том, какая энергия для этого необходима и как эта энергия связана с энергией подводного землетрясения. Предварительные оценки такого рода уже выполнялись нами ранее в работе [4]. В настоящей работе используется более совершенный подход, значительно повышающий точность оценок. Этот подход основан на численном исследовании системы уравнений баланса турбулентной энергии и турбулентного переноса тепла, в котором учитываются: 1) затраты энергии на работу против сил плавучести; 2) специфическое пространственное распределение энергии турбулентных пульсаций; 3) переходные процессы при «включении» и «выключении» генерации турбулентной энергии; 4) широкий

спектр масштабов турбулентного движения.

Характерный горизонтальный размер области, в которой происходит развитие аномалии, намного превышает глубину океана, поэтому правомерно рассматривать одномерную задачу вдоль оси Oz , направленной вертикально вниз. Начало системы координат расположим на поверхности воды. Базовая система уравнений включает в себя уравнения баланса турбулентной энергии b [$\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$] для стратифицированной жидкости и турбулентного переноса тепла [5]:

$$\frac{\partial b}{\partial t} = -\frac{g}{\rho_0} K_\rho \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} K_b \frac{\partial b}{\partial z} - \frac{b^{3/2}}{L} + \beta(z, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K_T \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (2)$$

где g — ускорение силы тяжести, ρ_0 и ρ — средняя и текущая плотность жидкости, L — масштаб турбулентного движения, K_ρ , K_b и K_T — турбулентные коэффициенты обмена массой, турбулентной энергией и теплом. Первый член в правой части уравнения (1) описывает затраты энергии на работу против сил плавучести, второй — турбулентный перенос турбулентной энергии, третий — диссипацию турбулентной энергии. Генерация турбулентной энергии описывается функцией $\beta(z, t)$, которую мы выбираем в следующем виде:

$$\beta(z, t) = \beta_0[\theta(t) - \theta(t - \tau)],$$

где $\theta(t)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Источник турбулентной энергии характеризуется мощностью β_0 [$\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$] и продолжительностью действия τ .

Предположим, что все турбулентные коэффициенты обмена равны между собой и могут быть выражены (из соображений размерности) через величину турбулентной энергии b и масштаб турбулентности L [5]:

$$K_\rho = K_b = K_T \approx Lb^{1/2}. \quad (3)$$

Выбрав уравнение состояния воды в линеаризованном виде [6] (в предположении неизменности солености по глубине):

$$\rho = \rho_0[1 - \alpha(T - T_0)],$$

где $\alpha = 2 \cdot 10^{-4} \text{°C}^{-1}$ и $\rho_0 = 1000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$, можно замкнуть исходную систему уравнений (1), (2).

В качестве граничных условий зададим условия отсутствия потоков турбулентной энергии и тепла на поверхности и на дне:

$$\frac{\partial b}{\partial z} = 0, \quad z = 0, H; \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad z = 0, H. \quad (5)$$

Начальные условия состоят в том, что в момент времени $t = 0$ энергия турбулентных пульсаций равна нулю и существует исходное распределение температуры, определяющее устойчивую стратификацию (рис. 1):

$$b(z, 0) = 0, \quad (6)$$

$$T(z, 0) = T_0(z). \quad (7)$$

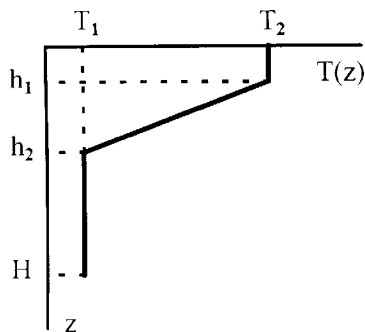


Рис. 1. Начальный профиль температуры

Система уравнений (1), (2) с граничными условиями (4), (5) и начальными условиями (6), (7) решалась численно методом конечных разностей относительно функций $b(z, t)$ и $T(z, t)$.

Характерные значения величины β_0 в океане лежат в пределах $10^{-9} \div 10^{-5} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ [6]. Для целей настоящего исследования рассматривались значения β_0 , лежащие в диапазоне $10^{-5} \div 10^{-1} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ [6]. Относительно масштаба турбулентного движения сложно делать какие-либо предположения, особенно если механизм генерации не является точно определенным. Поэтому расчеты выполнялись для широкого диапазона значений L : от 0,1 до 100 м. Вре-

мя действия источника турбулентной энергии τ будем отождествлять с длительностью процесса в очаге землетрясения, которая может достигать десятков и даже сотен секунд. Во всех расчетах τ выбиралось равным 100 с. Набор параметров, характеризующих начальный профиль температуры, приведен в табл. 1. Каждому из начальных профилей присвоен соответствующий идентификатор. Случай «а» примерно соответствует условиям шельфа, «б» и «в» — условиям глубокого океана.

Т а б л и ц а 1

Параметры, определяющие исходный профиль температуры

Идентификатор	h_1 , м	h_2 , м	H , м	$T_2 - T_1$, °C	grad T , °C/м
«а»	45	55	100	10	1
«б»	145	155	1000		1
«в»	100	200	1000		0,1

На рис. 2 представлен пример эволюции профилей температуры и турбулентной энергии. Профиль $b(z, 0)$ совпадает с осью Oz и на рисунке не отмечен. С течением времени профиль температуры сглаживается и происходит постепенное понижение температуры поверхности. На профиле турбулентной энергии в области термоклина имеется локальный минимум, существование которого связано с повышенными затратами энергии на работу против сил плавучести. По мере сглаживания профиля температуры минимум на профиле $b(z)$ становится менее выраженным.

На рис. 3 представлены типичные зависимости, описывающие изменение во времени температуры поверхности $f_1(t)$, положения центра масс $f_2(t)$, средней по глубине энергии турбулентных пульсаций $f_3(t)$ и максимального градиента температуры $f_4(t)$:

$$f_1(t) = (T(0, t) - T(0, 0)) \times \\ \times \left(H^{-1} \int_0^H T(z, 0) dz - T(0, 0) \right)^{-1},$$

$$f_2(t) = (z_{\text{cm}}(t) - z_{\text{cm}}(0)) (0,5H - z_{\text{cm}}(0))^{-1},$$

$$f_3(t) = (H\beta_0\tau)^{-1} \int_0^H b(z, t) dz,$$

$$f_4(t) = \max_{0 < z < H} [\text{grad } T(z, t)] \left(\max_{0 < z < H} [\text{grad } T(z, 0)] \right)^{-1},$$

где

$$z_{\text{cm}}(t) = \int_0^H z \rho(z, t) dz \left(\int_0^H \rho(z, t) dz \right)^{-1}.$$

Изменения температуры поверхности и положения центра масс нормированы на максимально возможные значения, которые достигаются при пере-

мешивании воды до полностью однородного состояния. Средняя по глубине энергия турбулентности нормирована на суммарную величину энергии, поступившей за время τ в единицу массы. Максимальный градиент нормирован на свое значение в начальный момент времени.

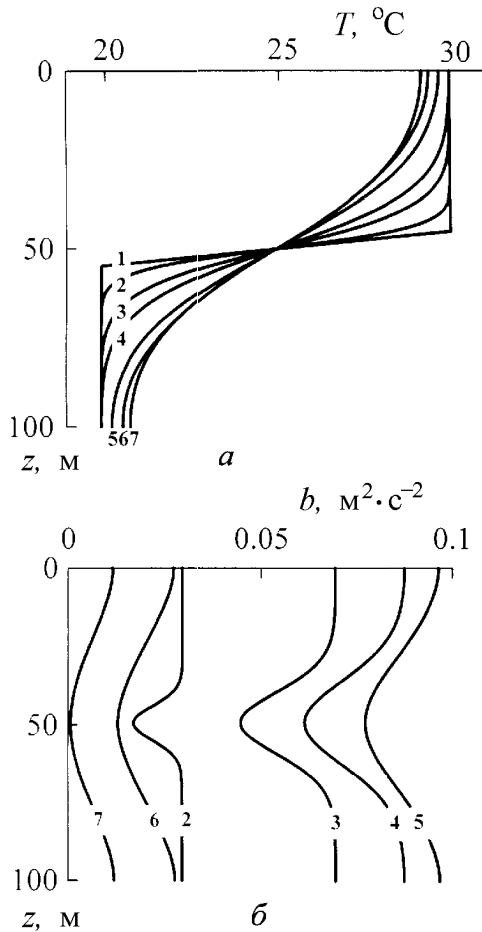


Рис. 2. Эволюции профилей температуры (а) и турбулентной энергии (б) для случая «а» при $L = 10 \text{ м}$, $\beta_0 = 10^{-2,5} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ и $\tau = 100 \text{ с}$. Кривые 1–7 построены для последовательных моментов времени $t = 0, 10, 30, 50, 100, 150$ и 200 с соответственно

Как положение центра масс, так и изменение температуры поверхности характеризуют степень перемешивания. В силу того что положение центра масс, в отличие от температуры поверхности, начинает меняться немедленно после «включения» генерации турбулентной энергии, функцию $f_2(t)$ в ряде случаев использовать удобнее, чем $f_1(t)$.

Рисунок 3 иллюстрирует два основных сценария развития процесса, которые можно идентифицировать по характеру изменения максимального градиента:

1) при $\beta_0 = 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ максимальный градиент температуры монотонно увеличивается со временем, видимых изменений температуры поверхности и положения центра масс не происходит, т. е. термоклин не разрушается и служит преградой на пути глубинных вод к поверхности;

2) в случаях $\beta_0 = 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ и $\beta_0 = 10^{-2} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ максимальный градиент уменьшается и имеют место заметные изменения температуры поверхности и положения центра масс, что является признаком разрушения термоклина и выхода глубинных вод к поверхности.

При $\beta_0 = 10^{-3} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$ максимальный градиент немонотонно меняется во времени: после завершения действия источника происходит его небольшое увеличение, поскольку энергия турбулентных пульсаций и, следовательно, коэффициент обмена в области скачка температуры быстро снижаются практически до нуля. В это время турбулентный обмен в области выше и ниже скачка еще продолжает некоторое время существовать, что и приводит к увеличению максимального градиента.

Длительность переходного процесса при «включении» («выключении») накачки, которую можно отслеживать по ходу функции $f_3(t)$, определяется как масштаб турбулентности L , так и величиной параметра β_0 . Как видно из рис. 3, заметные изменения температуры поверхности, положения центра масс и максимального градиента могут происходить не только во время действия накачки турбулентной

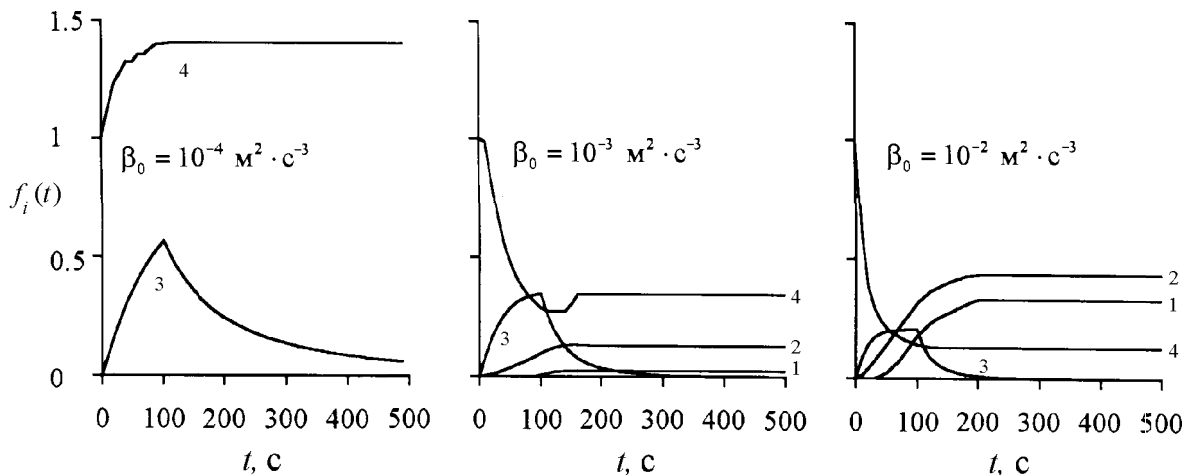


Рис. 3. Типичные временные зависимости, описывающие изменение температуры поверхности (1), положения центра масс (2), средней по глубине энергии турбулентности (3), максимального градиента температуры (4) для случая «а» при $L = 10 \text{ м}$, $\tau = 100 \text{ с}$ и при различных β_0 (показано на рисунке)

энергии, но и после ее выключения (чем и объясняется важность учета переходного процесса).

Следует отметить, что явление, аналогичное второму сценарию, происходит при формировании тонкой вертикальной структуры гидродинамических полей в океане [6]. Кроме того, в рассматриваемой нелинейной системе наблюдается простейший и вместе с тем типичный случай самоорганизации, когда «прокачка» энергии через систему приводит к ее пространственному структурированию (увеличению градиента).

Основной целью исследования системы уравнений (1), (2) является определение таких значений параметров β_0 и L , при которых заметно изменяется исходный профиль температуры и понижается температура поверхности. Заметим, что исходный профиль может значительно трансформироваться, не затронув саму поверхность, но в дальнейшем в результате действия обычного фонового обмена или повторных актов накачки энергии (при афтершоках) температура поверхности может понизиться. В любом случае локальное изменение вертикального распределения температуры должно породить мощную систему внутренних волн. Возможно, именно такая внутренняя волна была зарегистрирована при Мексиканском землетрясении 1995 г. [7].

Диаграммы, представленные на рис. 4 (левый вертикальный ряд), показывают область значений параметров β_0 и L , при которых в результате действия накачки турбулентной энергии продолжительностью $\tau = 100$ с происходит рост («+») или уменьшение («-») максимального градиента температуры на величину, превышающую 10% от начального значения градиента. Область, в которой изменение градиента не превышает 10%, отмечена символом «0». На том же рисунке представлены диаграммы (правый вертикальный ряд), показывающие величину изменения температуры поверхности. Пары диаграмм по горизонтали соответствуют одинаковым начальным условиям «а», «б» и «в» (сверху вниз).

Из рис. 4 видно, что заметные изменения температуры поверхности в случаях «б» и «в» могут иметь место при $L > 10$ м и $\beta_0 > 10^{-3}$ м²·с⁻³. Для случая «а» эта область заметно расширяется. Интересно отметить, что во всех случаях существует диапазон значений β_0 ($\sim 10^{-3}$ м²·с⁻³), в котором мелкомасштабная турбулентность разрушает термоклин («-»), в то время как крупномасштабная турбулентность при той же мощности источника делает скачок плотности более резким («+»). Изменение температуры поверхности, разумеется, происходит более эффективно в случае, когда холодные слои лежат ближе к поверхности океана («а» — 45 м, «в» — 100 м, «б» — 145 м).

Область заметных изменений максимального градиента температуры ($> 10\%$) значительно шире. Поведение максимального градиента преимущественно определяется его начальным значением: для случаев «а» и «б» соответствующие диаграммы практически идентичны. При меньшем значении начального градиента и прочих равных условиях («в» и «б»)

изменение градиента происходит не так эффективно, но взаимное расположение областей «+» и «-» принципиально не отличается.

Сопоставляя диаграммы левого и правого вертикальных рядов, можно заключить, что значительные изменения температуры поверхности возможны только в областях значений параметров β_0 и L , отмеченных знаком «-». Небольшие изменения температуры поверхности могут иметь место и в той части области, которая отмечена знаком «+», но эти изменения происходят исключительно за счет перемешивания слоя, лежащего выше центра термоклина ($z < (h_1 + h_2)/2$), т.е. поднятие глубинных вод к поверхности не происходит.

Данные, представленные на рис. 4, соответствуют установившимся изменениям температурного профиля и не привязаны к какому-либо моменту времени.

При определении верхней границы уровня генерации турбулентной энергии в океане, которую может обеспечить сейсмический источник, будем опираться на известную корреляционную связь энергии

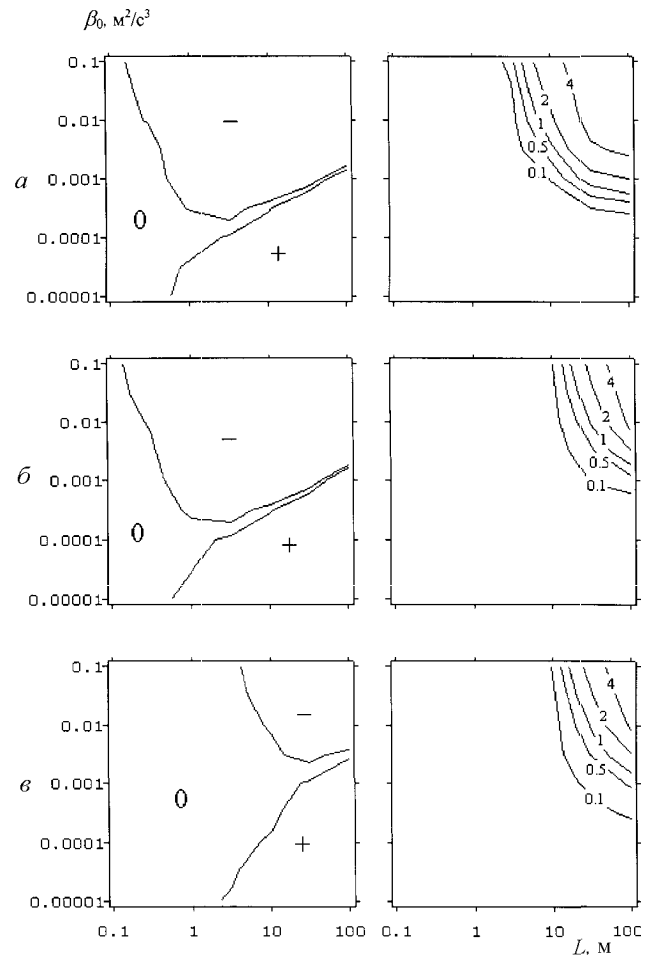


Рис. 4. Области значений параметров β_0 и L , при которых в результате действия накачки турбулентной энергии продолжительностью 100 с происходит рост («+»), уменьшение («-») или незначительное изменение («0») максимального градиента температуры (левый вертикальный ряд) и изменение температуры поверхности (правый вертикальный ряд) для исходного профиля температуры типа «а», «б» и «в». Цифры у изолиний обозначают величину изменения температуры поверхности в градусах Цельсия

землетрясения E [Дж] и магнитуды M :

$$\lg E = 1,5M + 4,8. \quad (8)$$

Энергия землетрясения E , определяемая по формуле (8), на самом деле представляет собой энергию сейсмических волн в дальней зоне. Очевидно, что энергия, высвобождаемая непосредственно в гипоцентре, должна по крайней мере превышать (возможно, значительно) указанную величину. Известно, что сильные подводные землетрясения часто сопровождаются остаточными деформациями дна, которые служат источником волн цунами. Естественно предположить, что процесс активизации вертикального обмена происходит над областью дна, подверженной наиболее сильным деформациям. Площадь этой области обычно отождествляют с площадью очага цунами, средний радиус которого R [км] связан с магнитудой M эмпирической зависимостью [8]

$$\lg R = 0,5M - 2,1. \quad (9)$$

Распределив энергию землетрясения E равномерно по площади очага цунами и глубине океана H , оценим сверху величину производства турбулентной энергии β_0^{lim} [$\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$]:

$$\beta_0^{\text{lim}} = \frac{E}{\pi R^2 H \rho_0 \tau}. \quad (10)$$

Величины β_0^{lim} , рассчитанные по формуле (10) при $\tau = 100$ с для различных магнитуд землетрясения M и глубин океана H , сведены в табл. 2. Сопоставляя данные табл. 2 и рис. 4, можно заключить, что сильные землетрясения имеют достаточный запас энергии для существенной трансформации стратификационной структуры в океане и образования на поверхности обширной области с пониженной температурой.

Образование аномалии является наиболее вероятным при неглубоком термоклине, в мелководных областях океана, для сейсмических событий, характеризующихся длительным процессом в очаге или большим количеством афтершоков. Для условий открытого океана образование аномалии возможно в

случае реализации механизма генерации турбулентности с масштабом более 10 м. Локальные особенности стратификации могут оказывать существенное влияние на изменение температуры поверхности. Очень незначительная часть энергии землетрясения при ее переходе к энергии турбулентности даже небольшого масштаба ($L < 1$ м) способна заметно изменять исходный профиль температуры, что должно приводить к возбуждению внутренних волн.

Таблица 2

Максимальная величина производства турбулентной энергии, которую может обеспечить подводное землетрясение магнитудой M

M		6	7	8	9
$\beta_0^{\text{lim}}, \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-3}$	$H = 100 \text{ м}$	0,03	0,1	0,3	1
	$H = 1000 \text{ м}$	0,003	0,01	0,03	0,1

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 98-05-64522).

Литература

1. Левин Б.В., Носов М.А., Павлов В.П., Рыкунов Л.Н. // ДАН. 1998. 358, № 3. С. 399.
2. Носов М.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1998. № 4. С. 23 (Moscow University Phys. Bull. 1998. No. 4).
3. Levin B.W., Kaistrenko V., Kharlamov A. et al. // Proc. IUGG/IOC Int. Tsunami Sympos., Wakayama, Japan, 1993. P. 309.
4. Носов М.А. // Вулканология и сейсмология. 1997. № 2. С. 95.
5. Пивоваров А.А. Термика пограничных слоев океана и атмосферы. Ч. 1. Термодинамика, лучистая энергия и уравнения турбулентного переноса. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1986.
6. Монин А.С., Озмидов Р.В. Океанская турбулентность. Л.: Гидрометеиздат, 1981.
7. Filonov A.E. // EOS. 1997. 78, No. 3. P. 21.
8. Доценко С.Ф., Соловьев С.Л. // Исследования цунами. М., 1990. № 4. С. 8.

Поступила в редакцию
13.01.99