УДК 551.46

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН ПО ИЗМЕРЕНИЯМ РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ТЕРМОПРОФИЛЕМЕРАМИ

В.А. Гайский, П.В. Гайский

Институт природно-технических систем
РФ, г. Севастополь, ул. Ленина, 28
E-mail: gaysky@inbox.ru

Предложен метод определения вертикальных скоростей и профиля частоты Вяйсяля-Брента с использованием распределенных термопрофилемеров.

Ключевые слова: внутренняя волна, частота Вяйсяля-Брента, распределенный термопрофилемер.

Введение. Термопрофилемеры с цепочками точечных датчиков температуры и распределенные термопрофилемеры достаточно широко используются в океанологических исследованиях. Однако их возможности не исчерпываются традиционным измерением профиля температуры [1, 2].

Постановка задачи. Исследовать возможности определения динамики поля внутренних волн по измерениям вертикального профиля температур в стратифицированном океане.

Основная часть. Информация распределенных термопрофилемеров. Установленные вертикально распределенные термопрофилемеры дают профиль температуры $\theta(z,t)$, который будем считать непрерывным за счет интерполяции, монотонным (в стратифицированной среде) и мгновенным [1]. Этот профиль наблюдается с временным интервалом дискретизации как $\theta(z,i\tau_0)$ (рис. 1). Такое представление не является информативным.

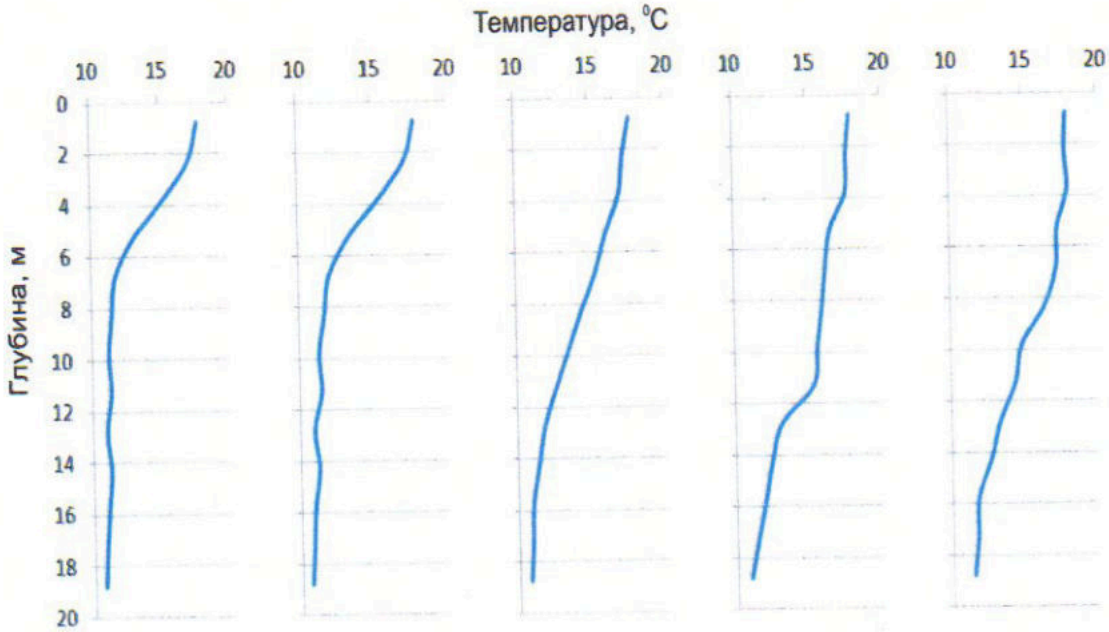

Рис. 1. График профилей температуры во времени (океанографическая платформа, п. Кацивели, ЮБК Крым, 08.06.2013)

Поле изотерм. Более наглядным для представления $\theta(z,t)$ является поле изотерм $Z_{\theta^*}(t)$, показанное для примера на рис. 2.

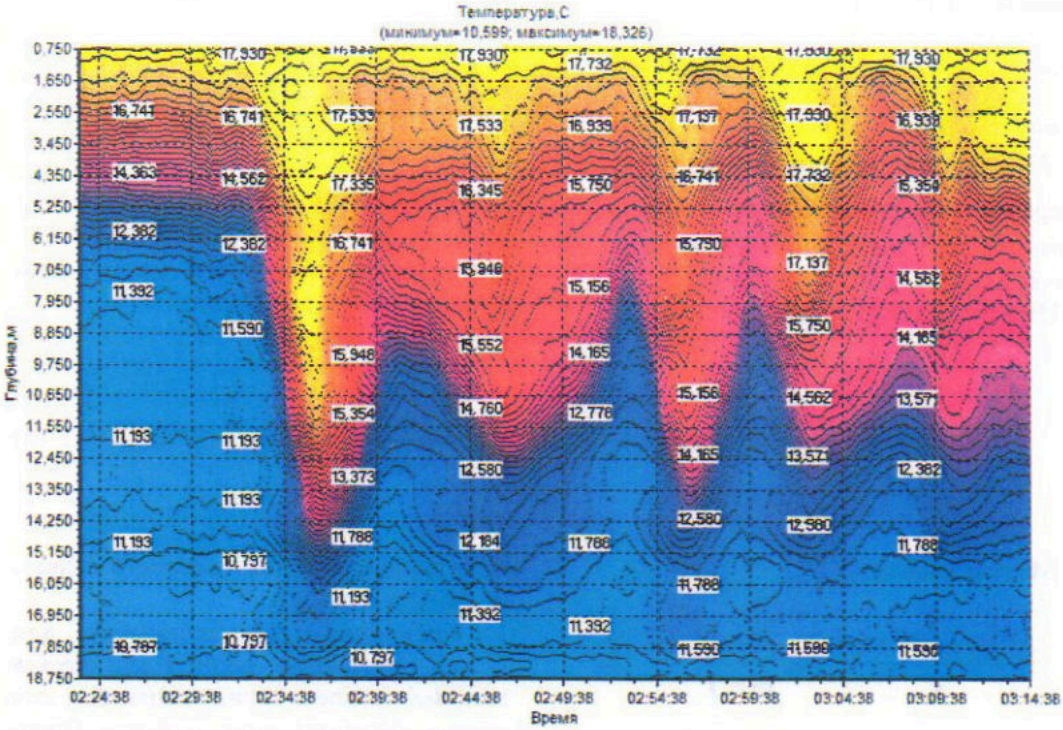

Рис. 2. Поле изотерм во времени

Положение $Z_{\theta^*}(t)$ изотермы θ^* определяется обратной интерполяцией известными методами [2]. Принимаем перемещение изотерм при действии силы плавучести и тяготения как перемещение частиц воды в поле внутренних волн.

Профиль частоты Вяйсяля-Брента. Определяем среднюю глубину залегания изотермы за время T по формуле

$$\overline{z_{\theta^*}} = \frac{1}{T}\int_{t-T}^{t} z_{\theta^*}(t)at \ , \qquad (1)$$

Отклонение изотермы от средней глубины залегания z определяем по формуле

$$\xi_{\theta^*}(z,t) = z_{\theta^*}(t) - \overline{z_{\theta^*}} \ , \qquad (2)$$

Время осреднения T выбирается из условия минимального значения критерия

$$\eta = \frac{\int_{t-T}^{t} \xi_{\theta^*}(z,t)dt}{\int_{t-T}^{t} \xi^2_{\theta^*}(z,t)at} \ , \qquad (3)$$

Если сигнал колебаний изотермы симметричен относительно $\overline{z_{\theta^*}}$, то $\eta = 0$ уже при T равном первому периоду. В другом случае $\lim\limits_{T\to\infty} \eta = 0$.

Очевидно, что за конечное время осреднения T в сигнале колебаний изотерм останутся неотфильтрованными некие низкочастотные составляющие.

Допустим, что при свободных колебаниях некоего столбца жидкости закономерность отклонений $\xi_{\theta^*}(z,t)$ подчиняется уравнению [3]

$$\frac{d^2\xi_{\theta^*}(z,t)}{dt^2} + N^2(z)\xi_{\theta^*}(z,t) = 0 \ , \qquad (4)$$

где $N^2(z)=\left(\frac{g}{\rho(z)}\cdot\frac{d\rho}{dz}\right)-\frac{g^2}{c^2(z)}$ – для сжимаемой жидкости (5);

$N^2(z)\approx\left(\frac{g}{\rho(z)}\cdot\frac{d\rho}{dz}\right)$ – в приближении несжимаемой жидкости (6),

где N – частота Вяйсяля-Брента [3]; g – ускорение силы тяжести; $\rho(z)$ – профиль плотности (средний); с – скорость звука в точке z.

Из выражения (4) можем записать

$$N^2(z)=-\frac{d^2\xi_{\theta^*}(z)}{\xi_{\theta^*}(z,t)dt^2}\ , \qquad (7)$$

$$N(z)=\sqrt{-\frac{d^2\xi_{\theta^*}(z,t)}{\xi_{\theta^*}(z,t)dt^2}}\ . \qquad (7a)$$

Восстановим приближенный профиль плотности $\rho(z)$ из выражения (6). Для этого проинтегрируем левую и правую части этого выражения

$$\int_{z_0}^{z_1}N^2(z)dz=g\int_{z_0}^{z_1}\frac{\rho'(z)}{\rho(z)}=g[\ln\rho(z_1)-\ln\rho(z_0)]=g\ln\frac{\rho(z_1)}{\rho(z_0)}=N^2(z_1)-N^2(z_0), \qquad (8)$$

Можем записать

$$\frac{N^2(z_1)-N^2(z_0)}{g}=\ln\frac{\rho(z_1)}{\rho(z_0)}, \qquad (9)$$

или

$$\rho(z_1)=\rho(z_0)\exp\left[\frac{N^2(z_1)-N^2(z_0)}{g}\right]. \qquad (10)$$

Из последнего выражения следует, что зная $N(z)$ и приняв некое значение плотности $\rho(z_0)$ в точке z_0, можно восстановить относительное значение плотности $\rho(z_1)$ в точке z_1 и далее по всему профилю $\rho(z)$.

Однако в реальном океане колебания не являются свободными и содержат колебания нескольких столбцов, поэтому полученный профиль плотности является приближенным.

Уравнения гидродинамики для полей внутренних волн. Классическая система уравнений гидродинамики для океана связывает поля скорости (горизонтальные u, υ и вертикальные w), плотности ρ и давления P. Традиционно скорости (u, υ, w) вычисляются по известным или измеряемым полям ρ и P. Но можно решать и обратную задачу: по измеряемым полям скорости u,υ,w вычислять поля ρ и P. Задача облегчается, если достаточно измерить только поле вертикальных скоростей w.

Показано в [3], что система уравнений гидродинамики для поля внутренних волн при допустимых приближениях сводится к уравнению для вертикальных скоростей, например [4, 5, 6]

$$\frac{\partial^4 w}{\partial z^2\partial t^2}+f^2\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}+\frac{N^2(z)}{g}\left(\frac{\partial^3 w}{\partial z\partial t^2}+f\frac{\partial w}{\partial z}\right)+\nabla_r^2\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}+N^2(z)\nabla_r^2 w=0\ , \qquad (11)$$

где ∇_r – плоский оператор Лапласа.

Если сила Кариолиса f и ускорение силы тяжести g известны по месту, а профили вертикальных скоростей $w(z)$ в пространстве измеряемы, а их производные по времени и пространству вычисляемы, то неизвестным в уравнении является параметр среды – профиль частоты Вяйсяля-Брента $N(z)$.

Из уравнения (11) получим

$$N^2 = \frac{-g\left[\frac{\partial^4 w}{\partial z^2 \partial t^2} + f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \nabla_r^2 \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}\right]}{\frac{\partial^3 w}{\partial z \partial t^2} + f \frac{\partial w}{\partial z} + \nabla_r^2 w}. \qquad (12)$$

Имеем ввиду, что величины N и w в выражении (12) имеют привязку к вертикальной координате z.

Если использовать приближение Буссинеска, то для бесконечно малых возмущений, из [4, 5] запишем

$$N^2 = \frac{-\frac{\partial}{\partial t^2}\nabla^2 w}{\nabla_r^2 w}, \qquad (13)$$

где ∇ – полный оператор Лапласа.

Для вычисления N^2 по выражениям (12) и (13) необходимы данные минимум 5 термопрофилемеров в различных точках пространства для вычисления пространственных производных.

Сейчас в нашем распоряжении данные измерений одного распределенного термопрофилемера (рис. 1, 2) из которых мы можем выделить поле избранных непрерывных на отрезках изотерм (рис. 3), вычислить поле вертикальных скоростей (рис. 4, 5) и поле вертикальных ускорений (рис. 6).

Таким образом, по измерениям поля вертикальных скоростей w, при использовании различных допущений для конкретных случаев, вычисляется профиль частоты Вяйсяля-Брента $N(z)$, как единственной характеристики стратификации океана, достаточной для определения других полей: компонент горизонтальных скоростей u, υ в волне, полей P и ρ. Система дифференциальных уравнений для этого при учете граничных условий приведена, например в [6].

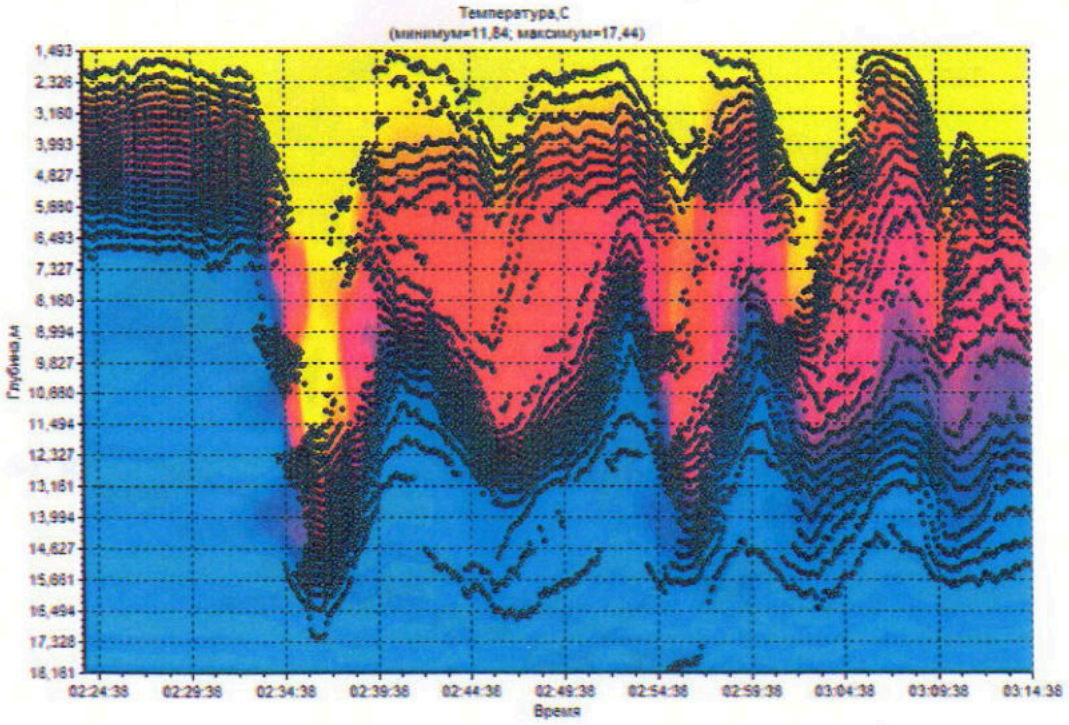

Рис. 3. Поле избранных непрерывных на отрезках изотерм

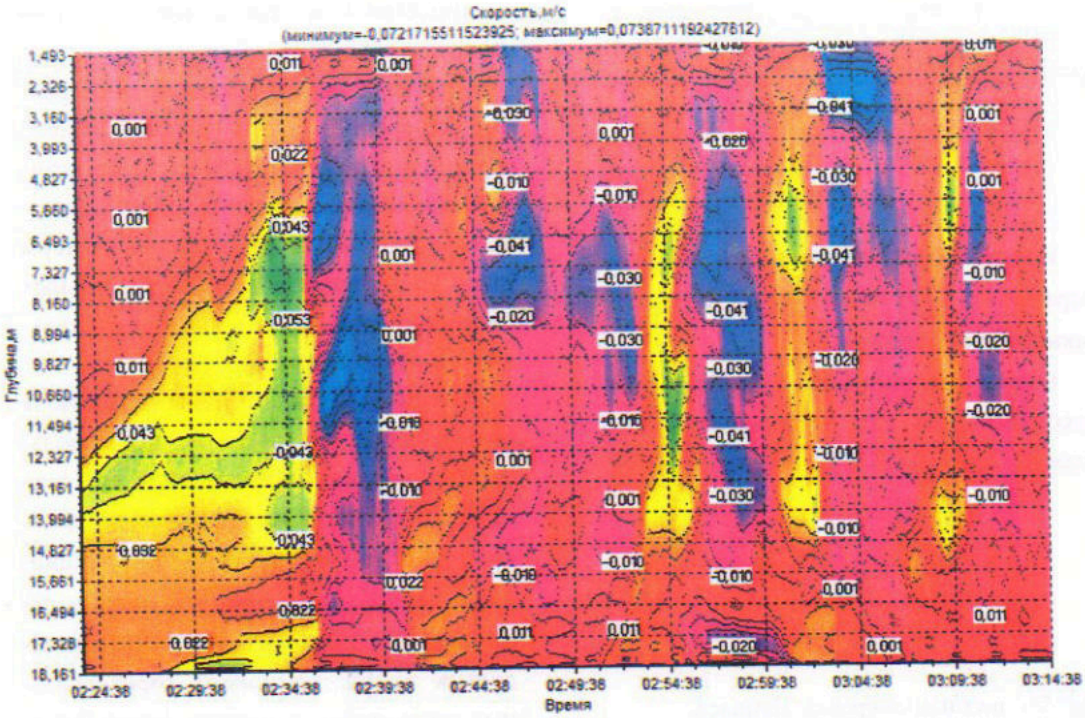

Рис. 4. Поле вертикальных скоростей в изолиниях

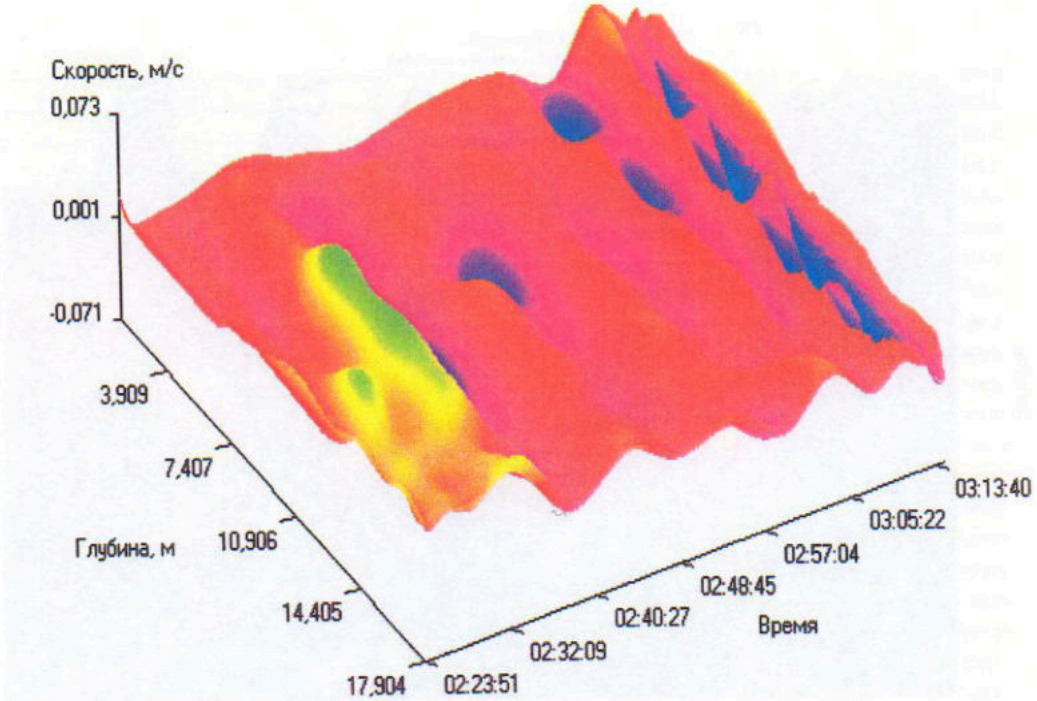

Рис. 5. Трехмерная поверхность поля вертикальных скоростей

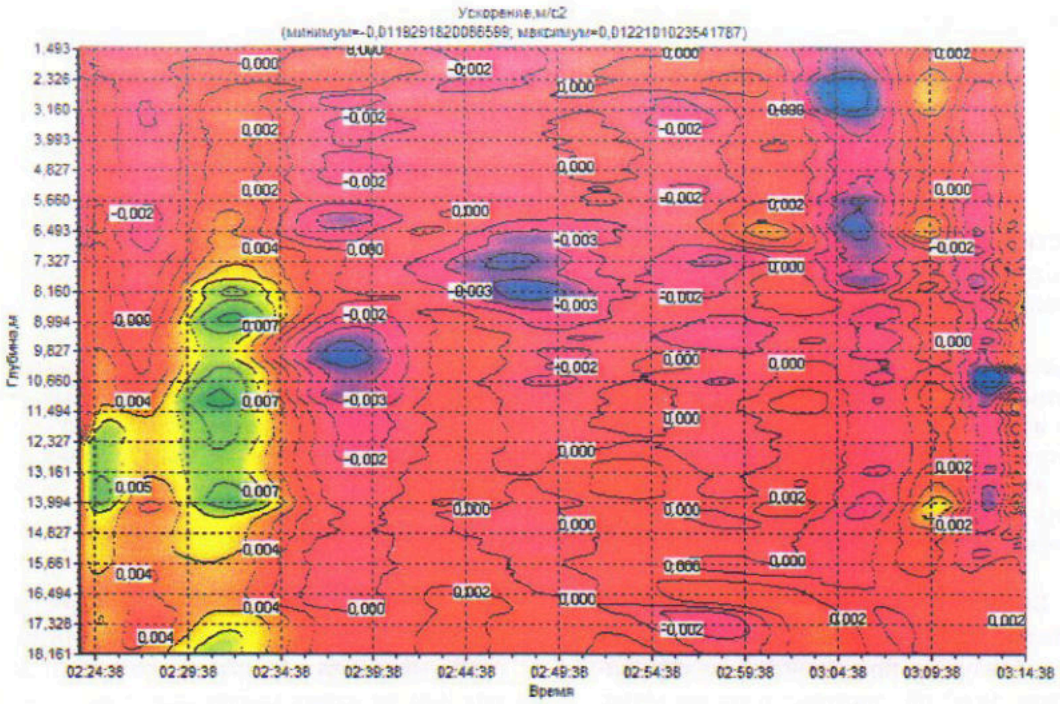

Рис. 6. Поле вертикальных ускорений

Заключение. Предложенный метод определения динамики гидрофизических полей стратифицированного океана на основе уравнений гидродинамики и измерения только поля вертикальных скоростей с использованием локальной сети вертикальных распределенных термопрофилемеров точнее и проще сетки судовых СТД-станций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гайский В.А., Гайский П.В.* Распределенные термопрофилемеры и их возможности в океанографических исследованиях // Морской гидрофизический журнал. 1999. № 6. С. 108–137.

2. *Гайский В.А., Гайский П.В.* Восстановление непрерывных профилей физических полей по данным распределенных термопрофилемеров Уолша // Системы контроля окружающей среды. Севастополь: ИПТС. 2016. Вып. 5 (25). С. 21–28.

3. *Краус В.* Внутренние волны. Л.: Гидрометеоиздат. 1968. Т. 1. 72 с.

4. *Филлипс О.М.* Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеоиздат. 1980. 320 с.

5. *Динамика* океана. Под редакцией Ю.П. Доронина. Л.: Гидрометеоиздат. 1980. 304 с.

6. *Миропольский Ю.З.* Динамика внутренних гравитационных волн в океане. Л.: Гидрометеоиздат. 1981. 302 с.

DETERMINATION OF CHARACTERISTICS OF THE FIELD OF INTERNAL WAVES ON MEASUREMENTS WITH DISTRIBUTED THERMOPROFILEMETERS

V.A. Gaysky, P.V. Gaysky

Institute of Natural and Technical Systems, Russian Federation, Sevastopol, Lenin St., 28

Method of determination of vertical velocities and the profile of Vyaysyalya-Brent frequency with the use of distributed thermoprofilemeters is offered.

Keywords: internal wave, Vyaysyalya-Brent frequency, distributed thermoprofilemeter.