



UNIVERSITY OF
PLYMOUTH

PEARL

**THE SYNOPTIC VARIABILITY OF THE HORIZONTALLY
NONHOMOGENEOUS UPPER OCEAN LAYER**

SHAPIRO, GI

Published in:
OKEANOLOGIYA

Publication date:
1985

Link:
[Link to publication in PEARL](#)

Citation for published version (APA):
SHAPIRO, GI. (1985). THE SYNOPTIC VARIABILITY OF THE HORIZONTALLY
NONHOMOGENEOUS UPPER OCEAN LAYER. *OKEANOLOGIYA*, 25(5), 733-738.

All content in PEARL is protected by copyright law. Author manuscripts are made available in accordance with publisher policies. Wherever possible please cite the published version using the details provided on the item record or document. In the absence of an open licence (e.g. Creative Commons), permissions for further reuse of content should be sought from the publisher or author.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ОКЕАНОЛОГИЯ

Том XXV

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

5

МОСКВА • 1985

УДК 551.463

Г. И. ШАПИРО

О СИНОПТИЧЕСКОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ГОРИЗОНТАЛЬНО НЕОДНОРОДНОГО ВЕРХНЕГО СЛОЯ ОКЕАНА

Предложена двумерная гидродинамическая модель горизонтально неоднородного верхнего слоя океана. Жидкость считается двухслойно-стратифицированной по плотности. Учитывается изменение толщины верхнего слоя под действием горизонтально-неоднородного ветра, сил трения, β -эффекта и крупномасштабных вертикальных движений, обусловленных неоднородностью глубинного (ниже слоя скачка плотности) течения. Скорость вовлечения считается пренебрежимо малой. Выведено двумерное нестационарное уравнение для толщины верхнего слоя. Это уравнение использовано для описания эволюции изолированной антициклонически завихренной линзы более легкой воды на поверхности океана. Приведены результаты аналитических и численных расчетов.

Основные характеристики верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) океана — температура, глубина и скорость поверхностных течений нередко подвержены значительной горизонтальной изменчивости, особенно в зонах океанских фронтов и прибрежных апвеллингов [4, 8]. Несмотря на это, теоретические модели ВКС в подавляющем большинстве являются одномерными, т. е. предполагают полную однородность океана в горизонтальном направлении [4, 7]. Хотя предположение о горизонтальной однородности выполняется в океане лишь в редких случаях, одномерные модели правильно описывают основные черты ВКС на стадии его формирования [7], когда скорость вовлечения относительно велика. По мере заглубления верхнего слоя скорость вовлечения уменьшается [4, 7] и возрастает роль динамических факторов, а именно вертикальных движений, обусловленных конвергенцией или дивергенцией горизонтальных течений, и горизонтальной адвекции.

В появившихся в последние годы теоретических работах [1, 15, 16] отмечается необходимость учета динамических факторов (особенно адвекции) наряду с термодинамическими и рассматриваются некоторые эффекты, вызванные горизонтальной неоднородностью экмановского дрейфа. Динамика течений в этих работах описывается предельно упрощенно на основе экмановского баланса, т. е. полностью определяется касательным напряжением ветра. Горизонтальные скорости не вычисляются из самосогласованной задачи об эволюции ВКС, а считаются заранее заданными даже в случае фронтогенеза [13], что вряд ли оправданно. Движения, индуцированные наклоном изопикнических поверхностей (при двухслойной стратификации — наклоном слоя скачка плотности) в одномерных теориях ВКС не учитываются. Такие движения традиционно рассматриваются в рамках невязких гидродинамических моделей, например в теории бароклинных волн Россби [6]. При этом, как правило, предполагают, что отклонения изопикнических поверхностей от некоторого среднего значения малы. Это ограничение не позволяет исследовать такие часто встречающиеся образования, как антициклонически завихренные линзы теплой (или распресненной) воды на поверхности океана [8], толщина которых уменьшается на краях до нуля, так что смещение изопикн нельзя считать малым. В работах [11, 12] моделируется динамика «линзоподобных» мелко- и мезомасштабных синоптических вихрей также в отсутствие вязкости. Поэтому вполне оправданным представляется построение модели, которая одновременно учитывала бы как эффекты трения, подобно традиционным моде-

лям ВКС [4, 7], так и горизонтальную изменчивость толщины верхнего слоя, подобно динамическим моделям [6, 11, 12].

В предлагаемой работе рассматривается эволюция термодинамически сформировавшегося ВКС, когда его заглублиением вследствие турбулентного вовлечения можно пренебречь. Учитываются β -эффект, возникновение поверхностного и внутреннего (вблизи границы раздела) экмановских слоев и течения, вызванные наклоном нижней границы ВКС. Примененный математический аппарат позволяет описывать сильно нелинейные образования типа фронтов или «линзоподобных» бароклинных вихрей. Рассмотрение ведется в рамках двухслойно-стратифицированной по плотности вязкой вращающейся жидкости на β -плоскости. Плотность в каждом из слоев считается постоянной. Толщина ВКС изменяется во времени и по обоим горизонтальным направлениям. Толщина нижнего слоя принимается бесконечно большой. Временной масштаб рассматриваемых явлений — несколько недель или месяцев ($T \gg 2\pi/f$, f — параметр Кориолиса), пространственный — десятки или единицы сотен километров.

Уравнения движения и гидростатики для каждого из слоев жидкости запишем в виде

$$\frac{du_j}{dt} = -\frac{1}{\rho_j} \nabla p_j - f[\mathbf{k} \times \mathbf{u}_j] + \frac{\partial}{\partial z} \nu_j \frac{\partial u_j}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\partial p_j / \partial z = -\rho_j g, \quad (2)$$

где \mathbf{u} — горизонтальный вектор скорости течения с компонентами (u , v); ρ — плотность; p — давление; $f = f_0 + \beta y$; \mathbf{k} — единичный вектор вдоль оси z ; ν — вертикальный коэффициент турбулентной вязкости; d/dt — символ полной производной; ∇ — горизонтальный оператор градиента; индекс $j=1$ относится к верхнему слою, $j=2$ — к нижнему; $\rho_1 = \rho$; $\rho_2 = \rho(1+\delta)$; δ — относительный перепад плотности; ось x направлена на восток, y — на север, z — вверх.

Уравнение неразрывности для верхнего слоя удобно проинтегрировать по высоте с учетом кинематических граничных условий [5]:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \int_{\eta}^{\xi} \mathbf{u}_1 dz = 0, \quad (3)$$

где $z = \xi(x, y, t)$, $z = \eta(x, y, t)$ — возвышения свободной поверхности и поверхности раздела соответственно, $h = \xi - \eta$ — толщина верхнего слоя.

Граничные условия по вертикали имеют обычный вид. На свободной поверхности задано касательное напряжение ветра \mathbf{T} , на границе раздела непрерывны скорости и касательные напряжения. На большой глубине задано течение \mathbf{G} , которое считается известным из наблюдений или из решения задачи о крупномасштабной циркуляции океана,

$$\mathbf{u}_2 \rightarrow \mathbf{G}(x, y, t) |_{z=-\infty}. \quad (4)$$

Движения, которые мы будем рассматривать, предполагаются достаточно медленными: число Кибеля $Ki = U/f_0 L \ll 1$ (U — характерная скорость, L — горизонтальный масштаб) и низкочастотными $T \gg 2\pi/f_0$. В этих предположениях ускорениями жидкости в левой части уравнения (1) можно пренебречь. В уравнении (3) нестационарным членом пренебречь уже нельзя, так как он имеет, вообще говоря, ту же величину, что и остальные члены этого уравнения.

Проинтегрируем укороченные (с отброшенной левой частью) уравнения (1) по вертикали с учетом граничных условий. Для проведения расчетов воспользуемся приближением Буссинеска и будем считать коэффициенты вязкости ν_j постоянными по вертикали в пределах каждого слоя. Получающиеся решения для \mathbf{u}_1 , \mathbf{u}_2 имеют громоздкий вид и здесь не приводятся. Величины ∇p_1 и ∇p_2 , входящие в выражения для \mathbf{u}_1 и \mathbf{u}_2 , рассчитываем при помощи уравнения гидростатики (2) с учетом выражения для геострофического глубинного течения \mathbf{G} :

$$\nabla p_2 = -f\rho(1+\delta)[\mathbf{k} \times \mathbf{G}], \quad (5)$$

$$\nabla p_1 = -\frac{\delta}{1+\delta}\rho g \nabla h - f\rho[\mathbf{k} \times \mathbf{G}]. \quad (6)$$

Выразив u_1 через ∇h , подставим полученные формулы в уравнение (3), что дает замкнутое уравнение для толщины верхнего слоя $h(x, y, t)$:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \left\{ \frac{1}{\rho f} (\theta_1 \mathbf{T} + \theta_2 [\mathbf{k} \times \mathbf{T}]) + \mathbf{G}h + \frac{\delta g}{af} \theta_3 \nabla h \right\} = \beta \frac{\delta g}{af^2} (ah - \theta_4) \frac{\partial h}{\partial x}, \quad (7)$$

где $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4$ — известные (в общем случае довольно громоздкие) функции от H, v_1, v_2 , где $H = ah, a = (f/2v_1)^{1/2}$. При выводе уравнения (7) мы еще раз воспользовались приближением Буссинески и для упрощения члена в правой части (7) дополнительно предположили, что экмановский масштаб $1/a = (2v_1/f)^{1/2}$ в верхнем слое не зависит от горизонтальных координат (или зависит только как функция h), что позволило использовать тождество

$$\nabla \{ \Phi(h) [\mathbf{k} \times \nabla h] \} = 0, \quad (8)$$

где Φ — произвольная функция h .

Выясним физический смысл членов, входящих в уравнение (7). Первые два члена под знаком дивергенции описывают влияние дрейфовых течений в приповерхностном экмановском подслое. В предельном случае глубокого ВКС, когда $ah = H \gg 1$ функции $\theta_1 \rightarrow 0, \theta_2 \rightarrow -1$. Отсюда получаем известное выражение для вертикальной скорости, возбуждаемой неоднородным ветром [5]:

$$\nabla \left\{ \frac{1}{\rho f} (\theta_1 \mathbf{T} + \theta_2 [\mathbf{k} \times \mathbf{T}]) \right\} \rightarrow \text{rot}_z \frac{\mathbf{T}}{\rho f}. \quad (9)$$

Третий член, который можно представить в виде

$$\nabla (\mathbf{G}h) = \mathbf{G} \nabla h - \frac{\beta}{f} G_y, \quad (10)$$

описывает адвективный перенос и деформацию поверхности раздела под действием глубинного течения. Четвертый член описывает изменение толщины ВКС под влиянием локальной дивергенции (или конвергенции) агеострофического потока в экмановском подслое вблизи слоя скачка плотности. Член в правой части уравнения (7) описывает влияние β -эффекта, модифицированное с учетом вязкости. При $H = ah \gg 1$ влияние вязкости на β -эффект ослабевает, и этот член приобретает вид $(\beta \delta g h / f^2) k_x$, согласующийся с привычным выражением для вертикальной скорости [5].

Рассмотрим связь полученного уравнения (7) с уравнением бароклинных волн Россби, распространяющихся по границе раздела в двухслойно-стратифицированной жидкости [6]. Положив в уравнении (7) $v_1 = v_2 = 0, \mathbf{T} = 0, \mathbf{G} = 0$, получим уравнение

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\beta \delta g h}{f^2} \frac{\partial h}{\partial x}. \quad (11)$$

Дисперсионное соотношение для линеаризованной формы этого уравнения (т. е. при малых отклонениях h от невозмущенной глубины $h_0 = \text{const}$) имеет вид

$$\omega = -\frac{\beta \delta g h_0}{f_0^2} k_x,$$

и при достаточно малых волновых числах $k_x^2 + k_y^2 \ll f_0^2 / \delta g h_0$ (т. е. при горизонтальных масштабах, больших внутреннего радиуса деформации Россби) совпадает с дисперсионным соотношением для бароклинных волн Россби [6]. Таким образом, уравнение (7) обобщает уравнение длинных волн Россби на случай вязкой жидкости и нелинейных (по амплитуде h) возмущений.

Оценим теперь роль различных членов в уравнении (7) количественно. Оценки первых трех членов под знаком дивергенции хорошо известны [5]. Наибольший интерес представляет сравнение последнего члена в левой части, описывающего влияние внутреннего трения вблизи слоя скачка, с членом, обусловленным β -эффектом. Их отношение по порядку величины равно

$$\kappa = \frac{\beta\text{-эффект}}{\text{эффект трения}} \approx \frac{\beta h a L}{f_0 \theta_s}$$

где L — характерный масштаб горизонтальной изменчивости верхнего слоя. Согласно [13], величина v в верхнем слое составляет 10—100 см²/с. При $v_1 = v_2 = 100$ см²/с, $2L = 100$ км, $ah = 5$ (т. е. $h = 70$ м) и $f_0 = 10^{-4}$ с⁻¹ это отношение составляет $\kappa = 0,16$, т. е. вертикальные движения, порожденные горизонтальной неоднородностью агеострофических потоков вблизи границы раздела, в 6 раз интенсивней движений, обусловленных β -эффектом. Если взять для величины v на порядок меньшее значение $v = 10$ см²/с, то и тогда роль сил трения будет в 2 раза больше, чем β -эффекта.

Приведенные оценки показывают, что эффекты трения в синоптической изменчивости мезомасштабных неоднородностей ВКС с горизонтальным масштабом ~ 100 км и вертикальным ~ 100 м играют важную роль и их нельзя не учитывать.

С увеличением горизонтальных масштабов возрастают вариации параметров Кориолиса, т. е. роль β -эффекта; при увеличении толщины ВКС уменьшается относительный объем, занятый экмановским слоем трения. Поэтому для крупномасштабных возмущений $2L \geq 1000$ км, $ah \geq 10$ ($\kappa \geq 3,2$) влияние сил трения становится малым.

Ниже мы будем рассматривать лишь такие пространственные возмущения ВКС, когда на основе приведенных оценок β -эффектом можно пренебречь, и для упрощения выкладок положим $v_1 = v_2 = v$. В отсутствие ветра ($T = 0$) и глубинного течения ($G = 0$) уравнение (7) принимает вид

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \left(\frac{\delta g}{af} \theta_s \nabla h \right) = 0,$$

$$\theta_s = \frac{1}{4} [e^{-2H} (\cos 2H + \sin 2H) - 1]. \quad (12)$$

Уравнения аналогичной структуры рассматривались ранее [2, 3, 14]. В этих работах уравнения типа (12) были получены с использованием параметризации на основе соображений размерности [2, 3] и качественных оценок [14]. Рассмотрение асимптотик нашего уравнения (12), выведенного при более общих исходных предположениях, позволяет оценить границы применимости указанных уравнений.

В предельном случае $ah \gg 1$ функции $\theta_s \rightarrow 1/4$, и уравнение (12) и уравнения из работ [14, 3] согласуются друг с другом. В противоположном случае тонкого слоя $ah \ll 1$ уравнение (12) принимает вид [10]

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \nabla \left(\frac{\delta g a h^2}{f} \nabla h \right). \quad (13)$$

Это означает, что динамика тонкой линзы ($ah \rightarrow 0$) во вращающейся жидкости не описывается уравнением эволюции пятна в невращающейся жидкости, как это предполагали авторы работы [3]. Как видно из уравнения (13), в рассматриваемой ситуации нет прямой аналогии с теорией мелкого моря. Дело в том, что независимо от толщины верхнего слоя за время $2\pi/f$ под слоем скачка (в толстом нижнем слое) образуется экмановский подслой, который контролирует скорость передачи импульса между слоями и оказывает существенное влияние на динамику верхнего слоя. В результате в уравнении (13) остается зависимость от параметра Кориолиса даже для тонкого по сравнению с экмановским масштабом верхнего слоя.

Уравнение (13) относится к классу уравнений нелинейной теплопроводности, для которых известен ряд автомодельных решений (см. [2] и цитируемую там литературу). Рассмотрим, например, линзу легкой (теплой, пресной) жидкости объема V , находящейся на поверхности более тяжелой. Пятнистость температуры поверхности океана, например, в районе Гольфстрима [8] может свидетельствовать о том, что такие линзы нередко встречаются в природе. При $ah \ll 1$ из автомодельного решения уравнения (13) в осесимметричном случае получаем [10], что радиус линзы слабо возрастает со временем по закону

$$R = \text{const} \left(\frac{a\delta g}{f} \right)^{1/2} V^{1/2} t^{1/2}. \quad (14)$$

При произвольных ah уравнение (12) следует решать численно. Расчеты двумерного нестационарного уравнения (12) показали, что при

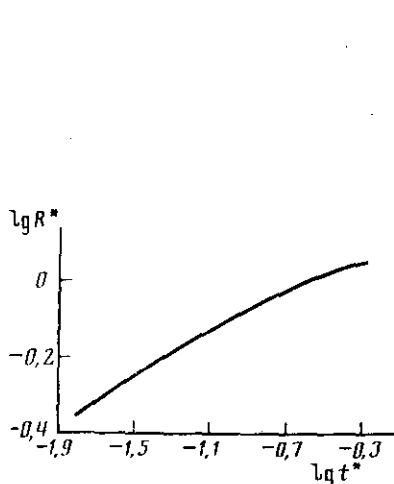


Рис. 1

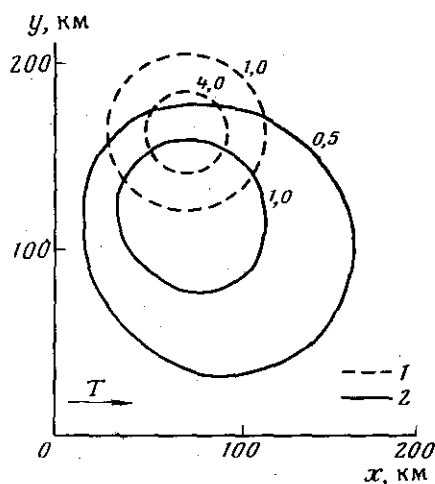


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость безразмерного радиуса линзы R^* от безразмерного времени t^* , согласно уравнению (12)

Рис. 2. Эволюция линзы легкой воды на поверхности океана под действием однородного ветра, согласно уравнению (7)

Значения параметров: $v=50$ см²/с, $f=10^{-4}$ с⁻¹ (т. е. $a=10^{-1}$ м⁻¹), $\delta=10^{-3}$, $T=0,55$ дин/см² (скорость ветра ≈ 5 м/с), $\beta=0$. Показан фрагмент счетного поля с изолиниями безразмерной толщины линзы $H=ah$; 1 — $t=0$; 2 — $t=18,2$ сут

$ah_0 \gg 1$ (h_0 — максимальная толщина линзы) его решение быстро «забывает» детали начального распределения и зависит лишь от полного объема линзы V . В безразмерных переменных асимптотическая стадия эволюции осесимметричной линзы описывается универсальной (не содержащей никаких безразмерных параметров) зависимостью

$$H = \varphi(r^*, t^*), \quad (15)$$

где $r^* = r/\sqrt{aV}$, $t^* = \delta g t / (a^2 V f)$. Приравнявая $\varphi(r^*, t^*)$ к нулю, получаем, что радиус линзы R^* зависит от времени по формуле $R^* = \psi(t^*)$. График функции $\psi(t^*)$ приведен на рис. 1. Время, необходимое для существенной деформации линзы силами трения при $ah \gg 1$, составляет согласно уравнению (12), $t \sim 4L^2 a f / (\delta g)$. При $2L=100$ км, $\delta=10^{-3}$, $f=10^{-4}$ с⁻¹ и $a=0,1$ м⁻¹ это время составляет $t \approx 120$ сут. Согласно рис. 1, при указанных значениях параметров линза объемом $V=10^{12}$ м³, имеющая глубину в центре $h_0=44$ м и радиус $R_0=130$ км, за время $\Delta t=37$ сут. станет на 13 м тоньше и увеличит свой радиус на 28 км.

Некоторые результаты численных расчетов для более сложного (неосесимметричного) случая эволюции ВКС приведены на рис. 2. Эти расчеты проводились по уравнению (7) в условиях, когда глубинное те-

чение отсутствовало, а β -эффектом можно было пренебречь. Касательное напряжение ветра T постоянно по времени и пространству и направлено на восток. Первоначально на поверхности океана имела осьсимметричная линза радиуса $R_0 = 50$ км с максимальной толщиной $h_0 = 50$ м. Расчеты велись на ЭВМ ЕС-1010, использовалась численная схема, аналогичная описанной в [9], пространственная сетка содержала 30×30 узлов, шаг по пространству составлял 10,3 км. Согласно расчетам, линза легкой воды вытягивается в направлении с северо-запада на юго-восток, а ее центр, т. е. точка, где толщина линзы максимальна, движется на юг со скоростью ≈ 2 км/сут. Если вспомнить, что не учтенный в этих расчетах β -эффект смещает линзу на запад [12], то при типичных для средних широт западных ветрах суммарное движение линзы должно отклоняться к юго-западу, что соответствует известным из наблюдений траекториям антициклонических (теплых) рингов Гольф-стрима.

Приведенные оценки и численные расчеты указывают на важную роль возникающих вблизи слоя скачка плотности сил трения в динамике горизонтально неоднородного по толщине ВКС. В частности, силы трения оказывают большее (или, по крайней мере, сравнимое) воздействие, чем β -эффект, на мезомасштабные возмущения верхнего квазигоризонтального слоя. В рамках теории двухслойно-стратифицированной вязкой жидкости удается получить замкнутое уравнение для толщины ВКС, учитывающее горизонтальную неоднородность ветра, силы трения вблизи слоя скачка и β -эффект. В простейших случаях это уравнение имеет аналитические решения, в более сложных — допускает эффективное решение на ЭВМ. Разработанный подход позволяет описывать нелинейные мезомасштабные бароклинные антициклонические вихри типа замкнутых линз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арсеньев С. А., Сутырин Г. Г., Фельзенбаум А. И. О реакции стратифицированного океана на тайфун.— Докл. АН СССР, 1976, т. 231, № 3, с. 567—570.
2. Баренблатт Г. И. Динамика турбулентных пятен и интрузии в устойчиво стратифицированной жидкости.— Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана, 1978, т. 14, № 2, с. 195—206.
3. Журбас В. М., Кузьмина Н. П. О растекании перемешанного пятна во вращающейся устойчиво стратифицированной жидкости.— Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана, 1981, т. 17, № 3, с. 286—295.
4. Зилитинкевич С. С., Реснянский Ю. Д., Чаликов Д. В. Теоретическое моделирование верхнего слоя океана.— В кн.: Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. Т. 12. М.: ВИНТИ, 1978, с. 5—51.
5. Каменкович В. М. Основы динамики океана. Л.: Гидрометеоздат, 1973. 240 с.
6. Каменкович В. М., Резник Г. М. Волны Россби.— В кн.: Физика океана. Т. 2. Гидродинамика океана. М.: Наука, 1978, с. 300—354.
7. Нишлер П. П., Краус Э. Б. Одномерные модели верхнего слоя океана.— В кн.: Моделирование и прогноз верхних слоев океана. Л.: Гидрометеоздат, 1978, с. 175—208.
8. Федоров К. Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 296 с.
9. Шапиро Г. И. О моделировании синоптической изменчивости задерживающих слоев в тропосфере.— Метеорология и гидрология, 1984, № 3, с. 12—20.
10. Шапиро Г. И. О влиянии вязкости на эволюцию изолированного нелинейного вихря в верхнем слое океана.— Второй Всесоюзный симпозиум «Тонкая структура и синоптическая изменчивость морей и океанов», т. 2. Таллин, 1984, с. 185—186.
11. Killworth P. D. On the motion of isolated lenses on a β -plane.— J. Phys. Oceanogr., 1983, v. 3, N 3, p. 368—376.
12. Nof D. On the β -induced movement of isolated baroclinic eddies.— J. Phys. Oceanogr., 1981, v. 11, N 12, p. 1662—1672.
13. de Ruijter W. P. M. Frontogenesis in an advective mixed layer model.— J. Phys. Oceanogr., 1983, v. 13, N 3, p. 487—495.
14. Stommel H., Fedorov K. N. Small-scale structure in temperature and salinity near Timor and Mindanao.— Tellus, 1967, v. 19, N 1, p. 88—97.
15. de Szoeke R. A. On the effects of horizontal variability of wind stress on the dynamics of the ocean mixed layer.— J. Phys. Oceanogr., 1980, v. 10, N 9, p. 1439—1454.
16. Welander P. Mixed layers and fronts in simple ocean circulation models.— J. Phys. Oceanogr., 1981, v. 11, N 2, p. 148—152.

Институт океанологии им. П. П. Ширшова
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
1.XI.1983
После доработки
17.IV.1984

G. I. SHAPIRO

**ON THE SYNOPTIC VARIABILITY OF THE HORIZONTALLY
NONHOMOGENEOUS UPPER OCEAN LAYER**

Two-dimensional hydrodynamic model of the horizontally nonhomogeneous upper ocean layer is proposed. The fluid is supposed to consist of two layers of different density. The variation of the upper layer depth under the action of horizontally nonhomogeneous wind, friction, β -effect and large-scale vertical motion caused by nonhomogeneous underthermocline current is considered. The entrainment rate is supposed to be negligibly small. Time-dependent two-dimensional equation for the upper layer depth is obtained. The equation is used for the description of the evolution of the isolated anticyclonic vortex lens of light water placed at the ocean surface. The results of analytical and numerical calculations are represented.