

ОБ АДВЕКТИВНОЙ МОДЕЛИ ВЕНТИЛИРУЕМОГО ТЕРМОКЛИНА

© 2019 г. А. П. Мирабель, Н. В. Вакуленко

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия
e-mail: vanava139@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.11.2017 г.

После доработки 10.01.2018 г.

Предлагается модель адвективного термоклина в рамках непрерывно стратифицированной свердруповской циркуляции с вентилируемым слоем, обусловленным дивергенцией потоков в экмановском слое, несмешивающимся с ним слоем с гомогенизированной завихренностью и слоем абиссальной жидкости. Модель применяется к водам антициклонического круговорота. Представлены результаты расчетов по данной модели для района Атлантики (15–52° с.ш., 0–63° в.д.). При абиссальной плотности $\sigma_a = 28.0$ значения поверхностной плотности и плотности неventилируемого слоя растут в северном направлении от 24.2 до 27.0 и от 27.8 до 27.9 соответственно при почти зональном распределении. Из расчетов глубин ветровой циркуляции следует, что вентилируемый слой заглублен до 900 м в северо-западной области и поднят до 250 м в южной и восточной частях бассейна. Та же тенденция прослеживается для глубины круговорота, но здесь отмечается рост глубин от 500 м до полутора км. Отмечены активная динамика в вентилируемом слое и теневая область на восточной границе. Структура термоклина демонстрируется на типичном зональном разрезе, характеризую большой инкремент роста плотности для вентилируемых слоев, чем в неventилируемых.

Ключевые слова: вентиляция, термоклин, гомогенизация, функция Бернулли

DOI: https://doi.org/10.31857/S_0030-15745915-11

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе исследуется роль вентиляционных эффектов в формировании термоклина, когда более теплая (легкая) вода из перемешанного слоя в антициклоническом круговороте «закачивается» в слой термоклина (за счет экмановской накачки или конвективных движений, происходящих в перемешанном слое), выходящие на поверхность, и тем самым поддерживается устойчивая стратификация в адвективном термоклине без необходимости диффузионного потока тепла сверху и тонких пограничных слоев. Трассерные измерения в Атлантике показали, что огромная масса воды, участвующая в обмене между поверхностным слоем и термоклином, достигает 40 Св [7], а изучение данных по тритию дают скорость вентиляции, в 2–3 раза превышающую скорость экмановской накачки [22].

Вентиляционная теория термоклина, впервые представленная для многоуровневных моделей в [15], и затем развитая в [19], была

предметом исследования уже в моделях с непрерывной стратификацией в работах [6, 7, 9, 12, 14, 24]. Согласно этим теориям, вертикальная структура океанской циркуляции включала несколько областей с различной динамикой: вентилируемый термоклин с субдуктируемыми водными массами из перемешанного слоя в верхнюю часть термоклина (т.е. с «выходами» изопикн на поверхность океана), сохраняя при этом потенциальную завихренность (ПЗ) вдоль линий тока; неventилируемый термоклин, изолированный от прямого взаимодействия океан-атмосфера, где ПЗ гомогенизируется согласно теории Райнса-Янга [21] (благодаря повторяющимся движениям вдоль замкнутых геострофических контуров, сопадающих с изоплетами ПЗ); теневая зона вблизи восточной границы, где нет «выходов» изопикн на поверхность, и зональные течения достаточно слабы, так же как в абиссальном слое, и, наконец, узкая зона с интенсифицированной динамикой

вблизи западного берега. Эти теории нашли широкое применение при изучении динамики вентиляционных процессов в субтропических зонах Северной Атлантики и Северной части Тихого океана в [11, 17, 20, 24] с использованием данных атласа Левитуса для постановки и уточнения граничных условий. Учитывая важную роль этих процессов в сезонной и климатической изменчивости ветровой и термохалинной циркуляции, такого рода модели используются в динамике климата (см. [8, 10]).

Модель адвективного термоклина в применении к водам антициклонического круговорота Северной Атлантики строится в рамках непрерывно стратифицированной свердруповской циркуляции с вентилируемым слоем, обусловленным дивергенцией потоков в экмановском слое, не смешивающимся с ним невентилируемым слоем с гомогенизированной потенциальной завихренностью и слоем абиссальной воды. Решение модели интерпретируется как стандартное стационарное термохалинное состояние океана.

При решении такого рода задач используются численные методы. Так, в работе [6] решение основного функционального уравнения было найдено численным методом стрельбы путем повторяющихся интегрирований по массиву данных меридиональных разрезов, переходя от станции наблюдения к станции, начиная от северной границы к югу в западном направлении. В [23] в качестве модели используется система трехмерных примитивных уравнений в сферической системе координат, решаемая по схеме Кокса-Брайена [5].

Здесь же предлагается упрощенное аналитическое решение данной задачи. С этой целью модель формулируется в терминах функции Бернулли в изопикнической системе координат. Границы на западе и юге считаются свободными, северная граница (ниже тонкого экмановского слоя или перемешанного слоя конечной толщины) совпадает с выходящей на поверхность изопикной, на восточной границе ставится условие смыкания абиссальной изопикны с изопикной, соответствующей нулевой экмановской накачке и условию отсутствия зонального потока. На основе знания полученного точного решения в вентилируемом слое и в слое абиссали, а также условия гомогенизации в невентилируемом слое осуществляется склейка модели в трех слоях.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Исходная стационарная система уравнений в квазигеострофическом приближении в сферической системе координат $\lambda, \theta, r = z + \alpha$ (α — радиус Земли, λ, θ — долгота и широта соответственно) имеет вид (см. [2, 25]):

$$\begin{aligned} -2\Omega v \sin \theta &= -\frac{1}{a \cos \theta} \frac{1}{\rho_a} p_\lambda, \\ 2\Omega u \sin \theta &= -\frac{1}{a} \frac{1}{\rho_a} p_\theta, p_z = -g\rho, \\ \frac{1}{a \cos \theta} (\rho u)_\lambda + \frac{1}{a \cos \theta} (\rho v \cos \theta)_\theta + (\rho w)_z &= 0, \\ \frac{u}{a \cos \theta} \rho_\lambda + \frac{v}{a} \rho_\theta + w \rho_z &= 0. \end{aligned} \tag{1}$$

Уравнения (1) в системе координат λ, θ , и ρ в терминах функции Бернулли $B = p + g\rho z$ (здесь p, ρ и g — давление, плотность и ускорение свободного падения соответственно) принимают вид:

$$\begin{aligned} 2\Omega v \sin \theta &= \frac{1}{a \rho_a \cos \theta} B_\lambda, \\ 2\Omega u \sin \theta &= -\frac{1}{a \rho_a} B_\theta, B_\rho = gz, \\ (uz_\rho)_\lambda + (v \cos \theta z_\rho)_\theta &= 0, w = \frac{1}{a} \left(\frac{u}{\cos \theta} z_\lambda + v z_\theta \right). \end{aligned} \tag{2}$$

Заметим, что для данной системы между ПЗ $q = -\sin \theta \cdot \rho_z$, функцией Бернулли B и плотностью ρ существует функциональная связь $q = f(\rho, B)$, как отметил Веландер [26].

Безразмерные переменные этой системы вводятся обычным образом: вертикальные координата z и скорость w масштабируются глубиной проникновения свердруповской циркуляции D ($D \leq 1$ км (по Райнсу [18]) и характерным значением экмановской накачки W ($\sim 10^{-4}$ см/с), горизонтальные скорости u и v — величиной $U = aW/D$; безразмерное возмущение плотности ρ определяется как $(\rho_{разн} - \rho_a)/\Delta\rho$, где $\Delta\rho$ — характерное значение вариаций плотности, ρ_a — абиссальное значение плотности ($\Delta\rho/\rho_a \sim 5 \cdot 10^{-4}$), функция Бернулли B оценивается как $g\Delta\rho D \sim 10^{-4}$ г см⁻¹с⁻¹. Тогда систему (2) в безразмерном виде удобно записать таким образом:

$$\begin{aligned} (u, v) &= \frac{F^2}{\sin \theta} \left(-B_\theta, \frac{1}{\cos \theta} B_\lambda \right), \\ B_\rho &= z, J \left(\frac{1}{\sin \theta} B_{\rho\rho}, B \right) = 0, \\ F^2 w_\rho &= \frac{1}{\sin^2 \theta} B_\lambda B_{\rho\rho}. \end{aligned} \tag{3}$$

Здесь безразмерное число $F = \frac{a}{D} \sqrt{\frac{2\Omega W}{g\Delta\rho/\rho_a}}$

при значении единицы дает для D так называемый адвективный масштаб Веландера, оцениваемый при типичных значениях атлантического антициклонического круговорота как

$$2\Omega = 1.45 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}, W = 10^{-4} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1},$$

$$a = 6.37 \cdot 10^8 \text{ см}, g = 0.98 \cdot 10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-2}, \frac{\Delta\rho}{\rho_a} = 5 \cdot 10^{-4},$$

его характерную глубину как $D \approx 1032$ м.

Далее, дифференцируя по ρ вторую связь из (3), имеем $B_{\rho\rho} = z_\rho = \frac{1}{\rho_z}$. Определяя ПЗ как

$q = -\sin \theta \cdot \rho_z$, получим функциональное уравнение:

$$B_{\rho\rho} = -\frac{f}{q}, \quad (4)$$

где $f = \sin \theta$ — параметр Кориолиса, а $q = q(\rho, B)$, как следует из уравнения системы (3).

МОДЕЛЬ

В данной модели, следуя Хуангу [6, 9], основной термоклин представляем в виде верхней вентилируемой области (т.е. подверженной влиянию перемешанного слоя), ограниченной сверху выходящей на границу экмановского слоя поверхностью $\rho = \rho_s(\lambda, \theta)$ и снизу поверхностью $\rho = \rho_0(\lambda, \theta)$, где скорость экмановской накачки $w_E = 0$, и нижней невентилируемой области, ограниченной сверху и снизу соответственно поверхностью $\rho = \rho_0(\lambda, \theta)$ и абиссальной поверхностью $\rho = \rho_a(\lambda, \theta)$. На границах слоев имеем условия:

$$\begin{aligned} z = B_\rho = 0, w = w_E \text{ при } \rho = \rho_s, \\ B = B^0, B_\rho = B_\rho^0 \text{ при } \rho = \rho_0, \\ B(\rho_a) = B^a, B_\rho(\rho_a) = B_\rho^a \text{ при } \rho = \rho_a. \end{aligned} \quad (5)$$

Также следуя Хуангу [6, 9], на восточной границе $\lambda = \lambda_e$ ставим условие смыкания нижних слоев и отсутствия течения:

$$\begin{aligned} B_e = B_e^e = 0 \text{ при } \lambda = \lambda_e; \\ B^a = B^e, B_\rho^a = B_\rho^e \text{ при } \rho = \rho_a. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $B, B_\rho, B_0, B_\rho^0, B^e, B_\rho^e, B^a, B_\rho^a$ — неизвестные

функции Бернулли и их производные по ρ , которые будут определены в ходе решения.

Ниже вентилируемого термоклина вследствие гомогенизации ПЗ вплоть до северной границы на широте θ_n полагаем $q^h = -f_n \rho_z^a = \text{const}$

(где $f_n = \sin \theta_n$ и $-\rho_z^a$ — параметр Кориолиса

на северной границе и вертикальный градиент плотности в абиссальном слое), а на восточной границе — $q^a = -f \rho_z^a$.

РЕШЕНИЕ

Уравнение для вентилируемого слоя следует из уравнения (4), если положить $q^1 \sim (-\rho)^{-k}$ (как в [[3, 12, 14]]):

$$B_{\rho\rho} + \gamma_k^2 \cdot f \cdot (-\rho)^{-k} B = 0 \quad (7)$$

Конечное решение (без полюсов) этого уравнения выражается через функцию Бесселя и с учетом первого условия из (5) решение можно записать в виде

$$B = A(\lambda, \theta) \sqrt{(-\rho)} \cdot J_{\frac{1}{2-k}} \left[v(\rho/\rho_s)^{\frac{2-k}{2}} \right], \quad (8)$$

$$\text{где } -\rho_s = \left[\frac{2-k}{2} \cdot v / \sqrt{f\gamma_k^2} \right]^{\frac{2}{2-k}}. \quad (9)$$

Здесь v — корень функции Бесселя $J_{\frac{k-1}{2-k}}$, γ_k —

постоянная, а порядок будет целым для чисел k , равных $(2n - 1)/n$ при $n = 1, 2, \dots$, т.е. $k = 1, 3/2, 5/3, 7/4 \dots$ и т.д., и полуцелым для k , равным $4n/(2n+1)$, т.е. $k = 4/3, 8/5, 12/7, 16/9$ и т.д. Далее, используя второе условие из (5), окончательно получим

$$\begin{aligned} B = (-B_\rho^0) \cdot v^{-1} \frac{2}{2-k} \cdot \sqrt{\rho\rho_s} \left(\frac{\rho_0}{\rho_s} \right)^{\frac{1-k}{2}} \cdot J_{\frac{1}{2-k}}(X) / J_{\frac{k-1}{2-k}}(X_0), \\ -B_\rho = (-B_\rho^0) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\frac{1-k}{2}} \cdot J_{\frac{k-1}{2-k}}(X) / J_{\frac{k-1}{2-k}}(X_0), \end{aligned} \quad (10)$$

где X и X_0 — аргументы функции Бесселя из (8) при ρ и ρ_0 .

Для невентилируемого слоя и на его восточной границе имеем согласно (4) уравнения:

$$B_{\rho\rho} = -\frac{f}{q^h}, B_\rho^e = -\frac{f}{q^a}. \quad (11)$$

Из этих уравнений и условий (5) и (6) получаем решения:

$$B_\rho = B_\rho^0 - \frac{f}{q^h}(\rho - \rho_0), \quad B = B^0 + B_\rho^0(\rho - \rho_0) - \frac{f}{2q^h}(\rho - \rho_0)^2, \quad (12)$$

$$B_\rho^e = -\frac{f}{q^a}(\rho - \rho_0), \quad B^e = -\frac{f}{2q^a}(\rho - \rho_0)^2,$$

$$\rho_a - \rho_0 = -B_\rho^0 \frac{q^h q^a}{f(q^h - q^a)}, \quad (13)$$

$$B_0 = (B_\rho^0)^2 \frac{q^h q^a}{2f(q^h - q^a)}, \quad (14)$$

$$B_\rho^a = B_\rho^0 \frac{q^h}{q^h - q^a}. \quad (15)$$

Из условия согласования решений (10) с (14) при $\rho = \rho_0$ и учитывая, что $\rho_a = 0$ в (13), приходим к трансцендентному уравнению:

$$X_0 = \frac{4}{2-k} \cdot \frac{J_{\frac{1}{2-k}}(X_0)}{J_{\frac{k-1}{2-k}}(X_0)} \quad (16)$$

Следовательно, если x_0 — численное значение корня уравнения (16), то

$$\rho_0(\theta) = \rho_s(\theta) \cdot (x_0/v)^{\frac{2}{2-k}} \quad (17)$$

т.е. в случае предположения, что поверхность $\rho_a(\lambda, \theta) = 0$, граничная поверхность оказывается функцией только широты, как и $\rho_s(\theta)$. Кроме того, используя формулы (10) и (14), получаем:

$$q^h = \frac{4}{2-k} (-B_\rho^0)^{-1} v^{-1} f(1-\alpha) (-\rho_s) (\rho_0/\rho_s)^{\frac{k}{2}} \cdot \frac{J_{\frac{1}{2-k}}(X_0)}{J_{\frac{k-1}{2-k}}(X_0)}, \quad (18)$$

где $\alpha = q^a/q^h = \sin\theta/\sin\theta_n$. Для отыскания функции B_ρ^0 воспользуемся последним уравнением из (3). Проинтегрировав его по ρ , получим:

$$\int_{\rho_s}^{\rho_a} B_\lambda B_{\rho\rho} d\rho = -F^2 \sin^2 \theta \cdot w_E.$$

После интегрирований по частям и по λ с учетом граничных условий приводим его к следующему виду:

$$\int_{\rho_s}^{\rho_0} B_\rho^2 d\rho + \int_{\rho_0}^{\rho_a=0} B_\rho^2 d\rho = -2F^2 \sin^2 \theta \int_{\lambda}^{\lambda_e} w_E d\lambda,$$

так называемому интегральному соотношению Свердупа. Подставляя подынтегральные выражения из (10) и (12), получим:

$$\frac{2}{2-k} (B_\rho^0)^2 (-\rho_s) \left(\frac{\rho_0}{\rho_s} \right)^{1-k} \left[J_{\frac{k-1}{2-k}}^2(X_0) \right]^{-1} \quad (19)$$

$$\cdot I + \frac{q^h}{3f} (-B_\rho^0)^3 \left[\left(1 - \frac{q^a}{q^h} \right)^{-3} - 1 \right] = -2F^2 \sin^2 \theta \int_{\lambda}^{\lambda_e} w_E d\lambda,$$

где $I = \int_{x_0/v}^1 t \cdot J_{\frac{k-1}{2-k}}^2(vt) dt$. Если в (19) подставить выражение q^h из (18), то получаем формулу относительно $(B_\rho^0)^2$. Тем самым все неизвестные в нашей модели становятся определенными через величину B_ρ^0 .

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для района Атлантики (15-52° с.ш., 0-63° в.д.) скорость экмановской накачки зададим в виде,

$$w_E = -\sin[4.5(\theta - 12^\circ)],$$

как в [13]. В формулах (7) и (19) ограничимся случаем $k = 1$ и $F = 1$. Для оценки постоянной γ_1 используем данные [15, 14] о значениях изопикнических поверхностей, достигающих зимой поверхностного слоя, и по ним, используя модель прямой регрессии, получим $\gamma_1 \approx 6.9$. В качестве корня нулевой функции Бесселя возьмем третье его значение $v = 8.637$ исходя из того, что $\rho_s < \rho_0$. Ограничимся первым корнем трансцендентного уравнения (16): $X_0 = 4.78$. Тогда в силу (9) и (17) имеем

$$\rho_s = -\frac{0.783}{\sin\theta}, \quad \rho_0 = -\frac{0.239}{\sin\theta}. \quad (20)$$

Если считать абиссальной условной плотностью $\sigma_a = 28.0$, то интервалы изменения σ_s и σ_0 , согласно (20), будут следующими:

$$24.23 \leq \sigma_s \leq 27.00; \quad 27.89 \leq \sigma_0 \leq 27.97.$$

Выражения (10) и ПЗ q^h из (18) примут вид:

$$B = 2 \cdot (-B_\rho^0) v^{-1} \sqrt{\rho\rho_s} \cdot \frac{J_1(X)}{J_0(X_0)}, \quad B_\rho = B_\rho^0 \cdot \frac{J_0(X)}{J_0(X_0)},$$

$$q^h = 4 \frac{\rho_s}{v \cdot B_\rho^0} \sqrt{\rho_0/\rho_s} \cdot f(1-\alpha) \frac{J_1(X)}{J_0(X_0)}.$$

Здесь $X = v \sqrt{\frac{\rho}{\rho_s}}$, $X_0 = X(\rho_0)$. Наконец, для B_ρ^0 получаем формулу

$$(B_\rho^0)^2 = \rho_s^{-1} \cdot \frac{(\lambda_e - \lambda) \sin^2 \theta \cdot \sin[4.5(\theta - 12^\circ)]}{\frac{I}{J_0^2(X_0)} + \frac{2}{3} \alpha (1-\alpha) [(1-\alpha)^{-3} - 1]} \cdot y \cdot \frac{J_1(X_0)}{J_0(X_0)}$$

где $y = (\rho_0/\rho_s)^{1/2}$, $I = \int_t^1 J_0^2(vt) dt =$ (21)

$$= \frac{1}{2} v^2 J_1^2(v) - \frac{y^2}{2} [J_0^2(vy) + v^2 J_1^2(vy)].$$

На рис. 1 показаны изогипсы ветровой циркуляции в вентилируемом и невентилируемом слоях термоклина — соответственно H_0 и H_a . Отмечается достаточно мелкая область в южной и восточной частях до 250 м и заглубление до 900 м в северо-западной области на рис 1а. Та же тенденция прослеживается для глубины круговорота, но здесь отмечается рост глубин от 500 м до полутора и более км (рис. 1б), что вполне согласуется с результатами работ [6, 9].

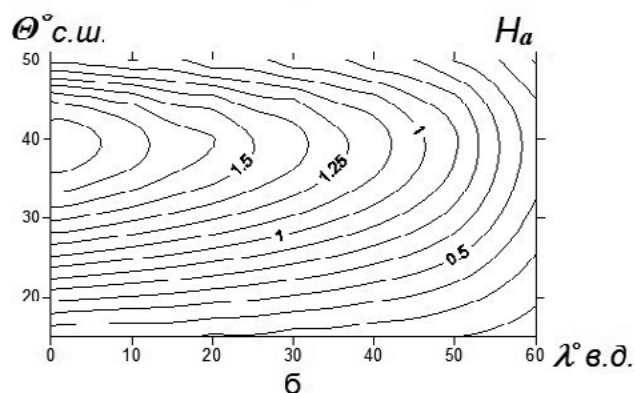
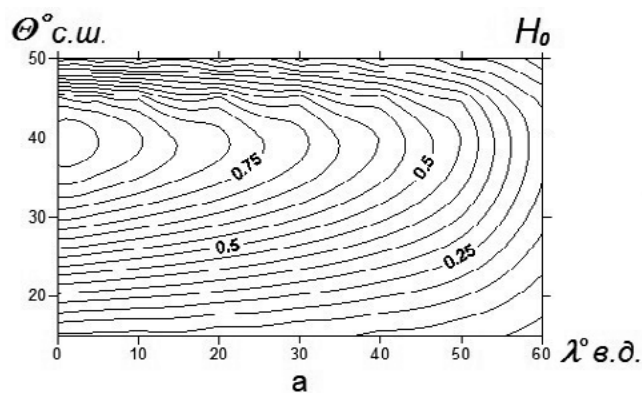


Рис. 1. Картина изогипс циркуляции вентилируемого слоя H_0 (1а) и невентилируемого слоя H_a (1б) в км.

Глубины залегания отдельных изопикн на типичном зональном разрезе вдоль 20° с.ш. показаны на рис. 2. Изопикны $\sigma = 26.0, 26.2$ и 26.5 лежат в вентилируемом слое, а изопикны $\sigma = 27.85$ и 27.9 — в невентилируемом слое, при этом изопикна $\sigma = 27.0$ лежит вблизи границы поверхности нулевой экмановской накачки. Максимальная глубина залегания этой изопикны достигает примерно 900 м. Для двух из этих изопикн ($\sigma = 26.0$ и 27.0) на рис. 2 демонстрируются глубины залегания (в ед. — 100 м) во всей исследуемой области. Эти результаты вполне согласуются с данными модельных вычислений [9] и натурными данными Лебедева [1]. Изопикна $\sigma = 27.9$, достигая максимальной глубины чуть более 1 км, находится почти на нижней границе чаши движущей воды.

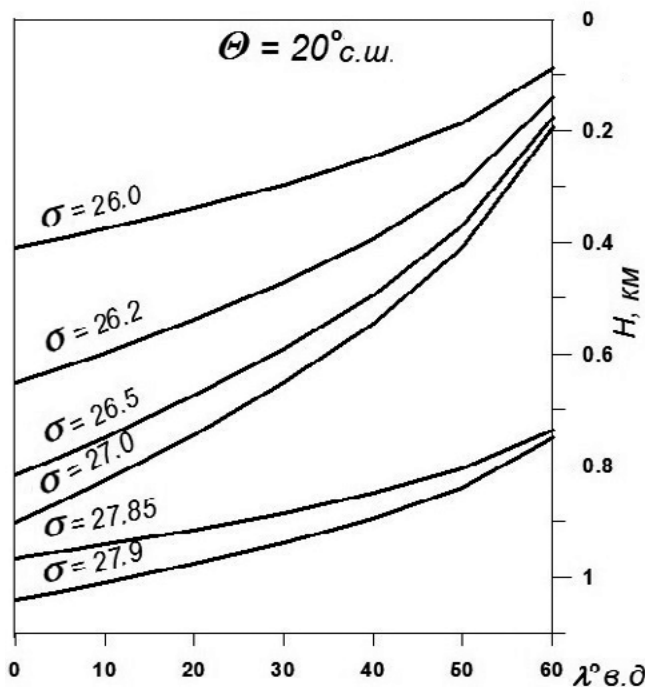


Рис. 2. Зональное сечение по $\theta = 20^\circ$ с.ш. распределения изопикн по глубине (км) в вентилируемом ($\sigma = 26.0, 26.2, 26.5$ и 27.0) и невентилируемом ($\sigma = 27.85$ и 27.9) слоях.

На рис. 3 показаны карты функции Бернулли (в единицах $10^4 \text{ г см}^{-1} \text{ с}^{-2}$) и скорости геострофических течений на двух изопикнических поверхностях ($\sigma = 26.5$ и 27.9 соответственно) в зонах вентилируемого и невентилируемого термоклина. Рис. 3а показывает картину антициклонического круговорота с геострофическими скоростями от 1 до > 6 см/с. Отметим также возможность выхода здесь верхних изопикн на поверхность. В зоне невентилируемого слоя (рис. 3б) изопикническая поверхность $\sigma = 27.9$ имеет картину линий тока субтропического круговорота — антициклоническое обращение вод со скоростями до 6 см/с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решение в вентилируемом слое настоящей модели основано на предположении о квазилинейной связи между потенциальной толщиной $1/q$ и функцией Бернулли B . Характерными свойствами линейных моделей является близкое к зональному распределению поле плотности в нижних широтах и широтная зависимость выходящей на поверхность верхней изопикны, при этом большинство изопикн с таким свойством проходят вдоль восточной границы. Заметим, что фактически на этом предположении строилась основополагающая работа [15].

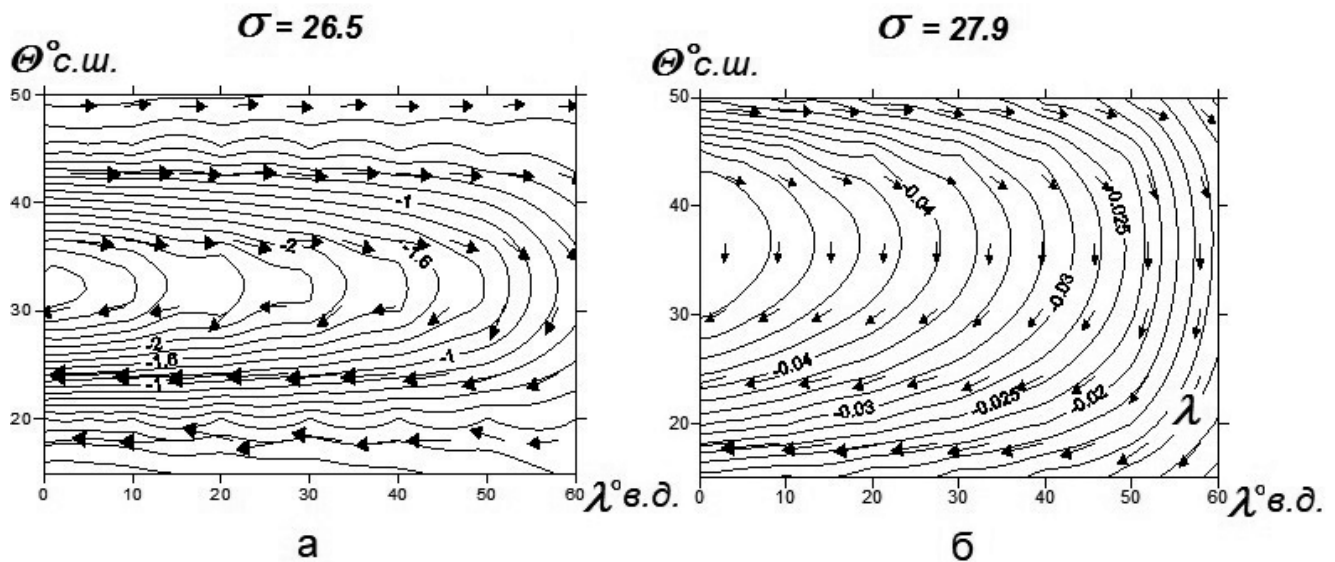


Рис. 3. Карты функций Бернулли с векторной диаграммой геострофических скоростей течений в вентилируемом слое при $\sigma = 26.5$ (3а) и невентилируемом слое при $\sigma = 27.9$ (3б). Стрелки показывают направление и величину скорости в см (1 см – 10 м/с).

В невентилируемом слое и в слое, прилегающем к восточной границе, предполагается постоянство параметра стратификации ($-\rho_z$), соответствующего абиссальной почти стоячей воде ($\sim 10^{-8}$ гсм $^{-4}$), и достигается полная гомогенизация вплоть до северной границы в соответствии с результатами [16, 13]. Использование в работе предположений о выравнивании стратификации абиссальной воды за счет адвективно-диффузионного баланса и достижения явления гомогенизации требует для обоснования этих процессов, согласно [21], исчезающе малой диффузии (измеряемой обратным числом Пекле), что как бы неявно подразумевается в работе.

Также следует отметить, что для граничной поверхности между этими несмешивающимися слоями термоклина получено трансцендентное уравнение (16). Тем самым достигается согласование решений в обоих слоях.

Естественно такая простейшая модель термоклина не позволяет дать детальное описание ветровой циркуляции в Северной Атлантике. Тем не менее она отражает общую картину термоклинных свойств свердруповского круговорота.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лебедев К.В. Арго-модель исследования глобального океана (АМИГО) // Океанология. 2016. Т. 56. № 2. С. 186-196.
2. Линейкин П.С., Мадерич В.С. Теория океанического термоклина. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 171 с.
3. Миравель А.П., Мишина А.М. О влиянии стратификации и вентиляции на динамику субтропического круговорота // Океанология. 1999. Т.39. № 1. С. 30-35.
4. Океанология. Физика океана / Под ред. Каменковича В.М. и Моница А.С. М.: Наука, 1978. Т. 2. 360 с.
5. Cox M.D., Bryan K. A numerical model of the ventilated thermocline // J. Phys. Oceanogr. 1984. V. 14. № 4. P. 674-687.
6. Huang R.X. On boundary value problems of the ideal-fluid thermocline // J. Phys. Oceanogr. 1988. V. 18. № 4. P. 619-646.
7. Huang R.X. On the three-dimensional structure of the wind-driven circulation in the North Atlantic Dynamics of atmospheres and oceans // J. Phys. Oceanogr. 1989. V. 15. № 1-2. P. 117-159.
8. Huang R.X. Climate variability inferred from a continuously stratified model of the ideal-fluid thermocline // J. Phys. Oceanogr. 2000. V. 30. № 6. P. 1389-1406.
9. Huang R.X. An analytical solution of the ideal-fluid thermocline // J. Phys. Oceanogr. 2001. V. 31. № 8. P. 2441-2457.
10. Huang R.X., Pedlosky J. Climate variability inferred from a layered model of the ventilated thermocline // J. Phys. Oceanogr. 1999. V. 29. № 4. P.779-790.
11. Huang R.X., Russell S. Ventilation of the subtropical North Pacific // J. Phys. Oceanogr. 1994. V. 24. № 12. P. 2589-2605.

12. *Janowitz G.S.* A surface density and wind-driven model of the thermocline // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. № C4. P. 5111-5118.
13. *Keffer T.* Ventilation of the Oceans: maps of the potential vorticity field // *J. Phys. Oceanogr.* 1985. V. 15. № 5. P. 509-523.
14. *Killworth P.D.* A continuously stratified nonlinear ventilated thermocline // *J. Phys. Oceanogr.* 1987. V. 17. № 11. P. 1925-1943.
15. *Luyten J.R., Pedlosky J., Stommel H.* The ventilated thermocline // *J. Phys. Oceanogr.* 1983. V. 13. № 3. P. 292-309.
16. *McDowell S., Rhines P., Keffer T.* North Atlantic potential vorticity and its relation to the General Circulation // *J. Phys. Oceanogr.* 1982. V. 12. № 12. P. 1417-1436.
17. *Pallet J., Arhan M.* Oceanic ventilation in the Eastern North Atlantic // *J. Phys. Oceanogr.* 1996. V. 26. № 10. P. 2036-2052.
18. *Pedlosky J.* The dynamics of the oceanic subtropical gyres *Science* // *J. Phys. Oceanogr.* 1990. V. 248. № 4953. P. 36-42.
19. *Pedlosky J., Young W.R.* Ventilation, potential-vorticity homogenization and the structure of the ocean circulation // *J. Phys. Oceanogr.* 1983. V. 13. № 11. P. 2020-2037.
20. *Qin B., Huang R.X.* Ventilation of the North Atlantic and North Pacific: subduction versus obduction // *J. Phys. Oceanogr.* 1995. V. 25. № 10. P. 2374-2390.
21. *Rhines P., Young W.R.* Homogenization of potential vorticity in planetary gyres // *J. Fluid Mech.* 1982. V. 122. P. 347-367.
22. *Sarmiento J.L.* A tritium box model of the North Atlantic thermocline *J. Phys. Oceanogr.* 1983. V. 13. № 7. P. 1269-1274.
23. *Sumata H., Kubokava A.* A numerical study of eastern boundary ventilation and its effects on the thermocline structure // *J. Phys. Oceanogr.* 2001. V. 31. № 10. P. 3002-3019.
24. *Talley L.D.* Ventilation of the subtropical North Pacific: the shallow salinity minimum // *J. Phys. Oceanogr.* 1985. V. 15. № 6. P. 633-649.
25. *Welander P.* The advective model of the ocean the thermocline // *Tellus.* 1959. V. 11. № 3. P. 309-318.
26. *Welander P.* Some exact solutions to the equations, describing in ideal fluid thermocline // *J. Mar. Res.* 1971. V. 29. № 2. P.60-68.

On Advective Model of the Ventilated Thermocline

© 2019 A. P. Mirabel, N. V. Vakulenko

Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

e-mail: vanava139@yandex.ru

Received November 22, 2017

After revision January 10, 2018

A model of an advective thermocline is proposed for the case of continuously stratified Sverdrup circulation with a ventilated layer caused by the divergence of flows in the Ekman layer: an immiscible layer with homogenized vorticity and a layer of abyssal liquid, which applies to anticyclonic gyre waters. The results of calculations for the Atlantic Ocean (region 15-52°N, 00-63°E) made with this model are presented. With an abyssal density of 28.0, the values of the surface density and density of the unventilated layer grow to the north from 24.2 to 27.0 and from 27.8 to 27.9, respectively, with an almost zonal distribution, i.e. ventilation zones have latitudinal circles. From calculations of the depths of wind circulation, it follows that the ventilating layer is as deep as 900 m in the north-western region and raises to 250 m in the southern and eastern parts of the basin. The same tendency is traced for the depth of the gyre, but here there is an increase in depth from 500 to 1500 m. The active dynamics in the ventilating layer and the shadow area on the eastern border are noted. The structure of the thermocline is demonstrated with a typical zonal section, characterizing a much larger isopycnic increment for ventilated layers than in non-ventilated layers.

Keywords: ventilation, thermocline, homogenization, Bernoulli function