

УДК 551.465

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ ИНТЕРЛИВИНГА ДЛЯ ОПИСАНИЯ ИНТРУЗИОННОГО РАССЛОЕНИЯ НА ФРОНТАХ ГЛУБИННОЙ ПОЛЯРНОЙ ВОДЫ ЕВРАЗИЙСКОГО БАССЕЙНА (АРКТИКА)

© 2014 г. Н. П. Кузьмина¹, Н. В. Журбас^{1,2}, М. В. Емельянов³, М. Л. Пыжевич⁴¹Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия²Московский физико-технический институт, Москва, Россия³Институт морских наук, Барселона, Испания⁴Московский автодорожный институт, Москва, Россия

e-mail: kuzmina@ocean.ru

Поступила в редакцию 18.03.2013 г., после доработки 09.12.2013 г.

Модели интерливинга чисто термохалинной и бароклинной фронтальных зон применяются для описания интрузий на фронтах, зарегистрированных в верхней области слоя Глубинной Полярной воды (ГПВ) при абсолютно устойчивой стратификации. Предполагается, что основным механизмом образования интрузий является дифференциальное перемешивание. Рассчитываются важные параметры интерливинга, такие как скорость роста, вертикальный масштаб и наклон максимально неустойчивых мод к горизонтали. Получено, что модель интерливинга для чисто термохалинного фронта удовлетворительно описывает важные параметры наблюдавшихся во фронтальной зоне интрузий. В случае бароклинного фронта удовлетворительное согласие по всем параметрам расслоения между расчетами по модели и наблюдениями достигается при условии, если вертикальный коэффициент обмена импульсом значительно превышает соответствующий коэффициент обмена массой. При определенных (разумных) ограничениях на величину вертикального коэффициента импульсом максимально растущая мода имеет вертикальный масштаб приблизительно в два–три раза меньше толщины наблюдавшихся на бароклинном фронте интрузий. Представлена подробная дискуссия полученных результатов.

DOI: 10.7868/S0030157414050104

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ гидрологических параметров фронтальных зон на основе большого объема STD-данных, представленный в [6, 10], показал, что верхняя часть слоя Глубинной Полярной воды (ГПВ) Евразийского бассейна изобилует фронтами, которые могут характеризоваться интенсивным интрузионным расслоением и иметь различную термохалинную структуру: так, в [10] были описаны бароклинные фронты, фронты смешанного типа и чисто термохалинные фронты. Учитывая, что фронты являются зонами раздела различных водных масс, описание интрузионного расслоения представляется важным для изучения процессов перемешивания в океане и вентиляции океанского термоклина (см., например, [3, 9, 15]).

В отличие от интрузионного расслоения верхнего слоя Евразийского бассейна, которое, как правило, регистрируется в условиях стратификации, неустойчивой по температуре или солёности, интенсивное интрузионное расслоение в слое ГПВ в диапазоне глубин ~600–1300 м наблюдается в условиях абсолютно устойчивой стра-

тификации [10, 16, 17]. В связи с этим, классические линейные модели интерливинга (см., например, [5, 19, 20]) с параметризацией двойной диффузии в данном случае не применимы. Более того, так как двойная диффузия при абсолютно устойчивой стратификации может явиться причиной расслоения фронта только в случае интенсивных начальных возмущений, создающих инверсии на вертикальных профилях температуры и солёности, маловероятно, что инициация неустойчивости фронта благодаря действию двойной диффузии является типичной для всей верхней области слоя ГПВ. К другим механизмам расслоения фронта (подробнее см. [6, 10]) можно отнести дифференциальное перемешивание. Действительно, незначительное превышение диффузии тепла над диффузией соли в слаботурбулентной среде может привести к неустойчивости фронта даже при малых начальных возмущениях поля температуры и солёности.

Модель интерливинга с параметризацией дифференциального перемешивания впервые была применена к описанию интрузий, которые наблюдались в зоне чисто термохалинного арктического

фронта, Меррифилдом [14]. Расчеты показали хорошее согласие между вертикальным масштабом максимально неустойчивой моды и средней толщиной интрузий. Однако интрузии больших вертикальных масштабов наблюдаются и на бароклиных фронтах верхней области слоя ГПВ [6, 10]. Интересный пример расслоения бароклиного фронта, наблюдающегося в условиях абсолютно устойчивой стратификации, приведен в работе [10]. Авторы данной работы обратили внимание на то, что наклон интрузий к горизонтали превышает соответствующий наклон изопикнических поверхностей. Этот эмпирический факт был объяснен на основе двумерной модели интерливинга бароклиного фронта в предположении, что вертикальный обмен обусловлен дифференциальным перемешиванием.

Теоретические рассуждения [10] применялись также и для оценивания коэффициентов обмена на чисто термохалинном фронте, подробные исследования которого представлены в [6]. В обоих случаях основным параметром сравнения результатов теории и натурных данных являлся наклон максимально неустойчивой моды к горизонтали и в соответствии с ним — наклон наблюдаемых интрузий. Однако важным параметром является также вертикальный масштаб максимально растущей моды, которому соответствует толщина интрузии. В связи с этим данная работа посвящена расчетам всех важных параметров интерливинга на основе моделей неустойчивости чисто термохалинной и бароклиной фронтальных зон применительно к эмпирическим результатам наблюдения фронтов, подробно описанных в [6, 10].

2. КРАТКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЭМПИРИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Для удобства изложения дальнейшего материала представим здесь в общих чертах характеристики чисто термохалинного и бароклиного фронтов, оцененные на основе эмпирического анализа [6, 10].

СТД-данные были получены во время проведения международных полярных экспедиций на судах “Polarstern” в 1996 (PS-96) и “Oden” в 1991 (Oden-91) годах. Измерения были выполнены зондом Нила Брауна (Neil Brown Mark III b). Подробнее с описанием данных можно ознакомиться в работах [7, 8, 17, 18].

Пример чисто термохалинного фронта. На рис. 1 представлены сглаженное (вверху) и несглаженное поля солёности, построенные на основе станций 27–38 (экспедиция Oden-91). Сглаженное поле было построено на основе осредненных профилей солёности, которые были получены с

помощью низкочастотной фильтрации с параметром фильтра 100 м.

Согласно рис. 1 (нижний фрагмент), характерный вертикальный масштаб прослойки (область возмущения, где солёность увеличивается с глубиной) равен приблизительно 10 метрам, толщина слоев (область возмущения, где солёность уменьшается с глубиной) в некоторых случаях достигает 30 метров.

Оценивание гидрологических параметров, проведенное в [6], показало, что фронт, зарегистрированный на станциях 32–34, является практически чисто термохалинным (бароклинность в зоне фронта мала). В этой же работе на основе анализа T, S -диаграмм получено, что теплые и соленые (пресные и холодные) интрузии, пересекая изопикны под малыми углами, заглубляются (поднимаются) относительно изопикнических поверхностей в соответствии с предположением о механизме дифференциального перемешивания.

Пример бароклиного фронта. На рис. 2 представлены разрезы поля солёности (верхний фрагмент — среднее поле; параметр фильтра — 100 метров; нижний фрагмент — несглаженное поле) в диапазоне глубин 600–1050 м для станций 36–50, выполненных в экспедиции PS-96.

На резких фронтах в области абсолютно устойчивой стратификации (800–1050 м) наблюдается интенсивное интрузионное расслоение. Вертикальный масштаб высокоградиентных прослоек (где солёность возрастает с глубиной) равняется 10 м, в то время как слабоградиентные слои (где солёность спадает с глубиной) имеют толщины, приблизительно в три раза большие (30–40 м).

Когерентность интенсивных интрузий в области абсолютно устойчивой стратификации особенно высока на станциях 40–42. Согласно эмпирическому анализу [6, 10], интрузии, зарегистрированные на этих станциях, пересекают изопикнические поверхности, причем теплые и соленые (холодные и пресные) интрузии по мере продвижения через фронтальную зону между двумя водными массами становятся более (менее) плотными. При этом угол наклона интрузий к горизонтали превышает соответствующий угол наклона изопикнических поверхностей.

По оценкам гидрологических параметров, представленных в [6, 10], фронт, зарегистрированный на станциях 40–42 ниже 800 метров, является существенно бароклиным (солёностным) с преобладающим вкладом температуры в среднее вертикальное распределение плотности.

3. ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ К ОПИСАНИЮ ИНТРУЗИЙ НА ФРОНТАХ

Для описания интрузионного расслоения на рассмотренных выше фронтах будем использо-

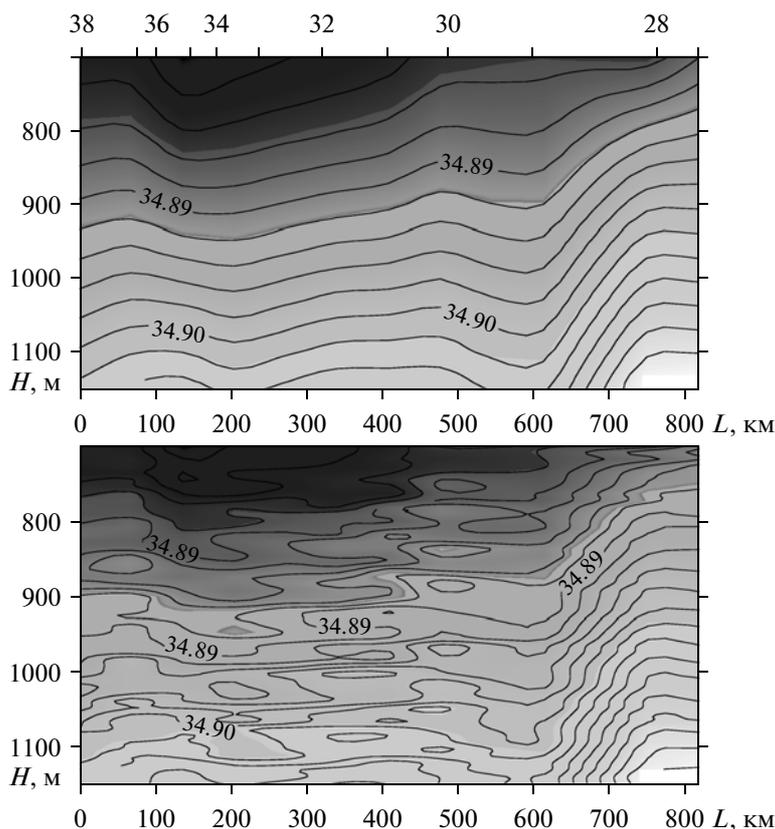


Рис. 1. Осредненное (вверху) и неосредненное (внизу) поля солёности в зависимости от расстояния L и глубины H ; разрез Oden-91. Расположение STD-станций показано на разрезе осредненного поля солёности (верхняя ось абсцисс). Термохалинный фронт располагается в пределах станций 32–34.

вать модифицированные для случая дифференциального перемешивания 3D-модель неустойчивости чисто термохалинного фронта и 2D-модель неустойчивости бароклинного фронта, подробно представленные в [9]. В данных моделях для описания интрузионного расслоения в Балтийском море использовалась параметризация вертикального обмена, обусловленного совместным действием двойной диффузии и мелкомасштабной турбулентности. Для анализа арктических интрузий в настоящей работе описание вертикального обмена импульсом, теплом и массой основывалось на следующей параметризации дифференциального перемешивания (см. также [10]):

$$F_1 = \eta \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \text{Pr} k^* \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad F_2 = \eta \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \text{Pr} k^* \frac{\partial^2 v}{\partial z^2},$$

$$F_3 = k_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + k^* \frac{\partial^2 T}{\partial z^2},$$

$$F_4 = (k^* + k_S) \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} - \alpha(k_T - k_S) \frac{\partial^2 T}{\partial z^2},$$

где F_1, F_2, F_3, F_4 – члены, описывающие обмен импульсом, теплом и массой в правых частях уравнений движения, эволюции тепла и плотности;

k^* – эффективный коэффициент турбулентного перемешивания; u, v – компоненты возмущений горизонтальной скорости; $\eta = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $k_T = 1.4 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, $k_S = 1.5 \times 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$ – молекулярные коэффициенты вязкости, диффузии тепла и соли соответственно; α – коэффициент теплового расширения морской воды; Pr – число Прандтля, характеризующее отношение между турбулентно/волновым обменом импульсом и турбулентной диффузией тепла; T и ρ – возмущения температуры и плотности воды соответственно; z – вертикальная координата.

В термоклине, где турбулентность имеет перемежающийся характер, коэффициент k^* может быть больше или меньше молекулярного коэффициента тепла k_T . Действительно, если эффективный коэффициент диффузии тепла $K_T = k_T + k^*$ значительно превышает k_T , то должно выполняться условие $k^* > k_T$, но если коэффициент K_T близок по величине к коэффициенту k_T , то имеет место следующее неравенство $k^* < k_T$.

Если задать коэффициент k^* в виде некоторой степенной функции, обратно пропорциональной

геострофическому числу Ричардсона Ri , как это, например, сделано в работе [5], то при $Ri \rightarrow 0$, мы получим, что $K_T/K_S = (k_T + k^*)/(k_S + k^*) \rightarrow 1$ и, наоборот, при $Ri \rightarrow \infty$, вытекает, что $K_T/K_S \rightarrow k_T/k_S$. Это является вполне разумным и находится в соответствии с асимптотическими зависимостями отношения эффективных коэффициентов тепла и соли при $Ri' \rightarrow 0$ и $Ri' \rightarrow \infty$ (Ri' – локальное число Ричардсона), полученные в работе [4], которая посвящена изучению дифференциального перемешивания на основе лабораторного эксперимента.

Учитывая, что в предыдущих работах (см., например, [6]) основным параметром сравнения теории и натуральных данных являлся наклон максимально неустойчивой моды к горизонтали и в соответствии с ним наклон наблюдаемых интрузий, в настоящей работе нас интересовали, прежде всего, рассчитанные по моделям время образования и вертикальные масштабы неустойчивых мод.

В качестве параметров задачи использовались оценки гидрологических характеристик фронтальных разделов, полученные на основе эмпирического анализа [6, 10].

Расчеты параметров интрузионного расслоения для чисто термохалинного фронта. Согласно эмпирическому анализу [6], средние гидрологические параметры фронтального раздела по всему слою, охваченному расслоением, равнялись следующим величинам:

$$\bar{T}_x = 0.17 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C/м}, N \approx 0.15 \times 10^{-2} \text{ 1/с},$$

$$\bar{\varepsilon}_z = \frac{g\alpha\bar{T}_z}{N^2} \approx 0.6,$$

где \bar{T}_x – средний горизонтальный градиент температуры, N – средняя частота Вайяля–Брента, $\bar{\varepsilon}_z$ – средний параметр, характеризующий стратификацию по температуре, \bar{T}_z – средний вертикальный градиент температуры, g – ускорение свободного падения. Ширина фронтальной зоны принималась равной $d \approx 10^5$ м.

Учитывая, что в зоне фронта, заполненной интрузионным расслоением, средний градиент температуры мог быть меньше, чем до начала возникновения неустойчивости, расчеты проводились и для среднего фронтального градиента температуры, превышающего наблюдаемое значение: $\bar{T}_x = 0.4 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C/м}$. Скорости роста λ , вертикальные волновые числа m и вертикальные масштабы максимально неустойчивых мод h , рассчитанные при различных коэффициентах турбулентного перемешивания, даны в табл. 1.

Вертикальный масштаб максимально растущей моды определялся как половина волны синусоидального возмущения вдоль вертикальной ко-

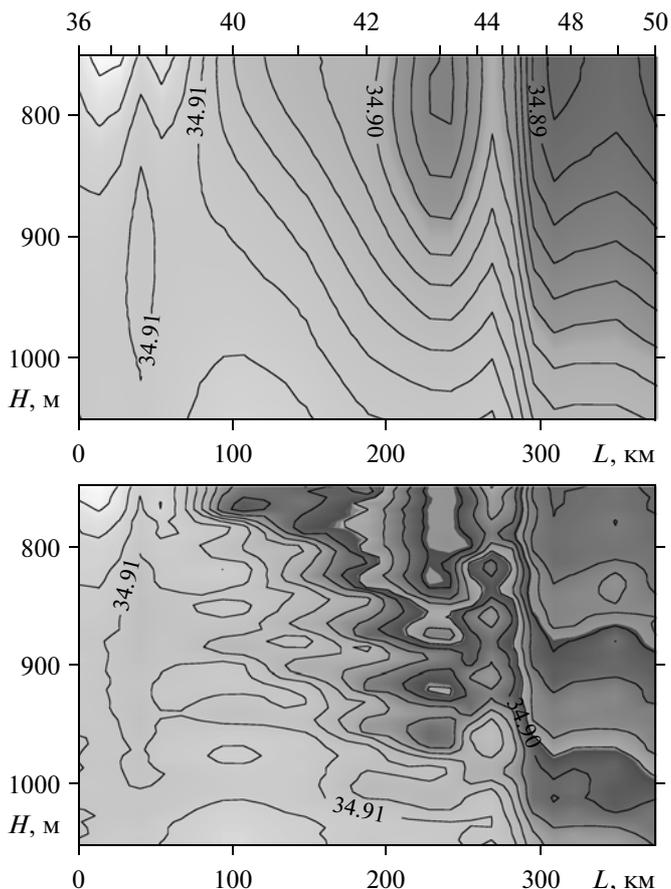


Рис. 2. Осредненное (вверху) и неосредненное (внизу) поля солёности в зависимости от расстояния L и глубины H ; разрез PS-96. Расположение СТД-станций показано на разрезе осредненного поля солёности (верхняя ось абсцисс). Бароклинный фронт располагается в пределах станций 40–42.

ординаты z . Соответствующую толщину интрузии следует определять, по мнению авторов, как величину, равную $h_1/2 + h_2$, где h_1 – толщина слоя, h_2 – толщина прослойки. Эта величина равняется приблизительно 20–25 метрам.

Как видно из приведенной табл. 1, для $\bar{T}_x = 0.17 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C/м}$ и значений $k^* \times 10^7 \text{ м}^{-2} \text{ с} = 0.5; 1; 1.5$ и 2 расчетная толщина максимально растущей моды отличается не более чем на 33% от средней толщины наблюдаемых интрузий. Для среднего горизонтального градиента $\bar{T}_x = 0.4 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C/м}$ удовлетворительное согласие между расчетными и измеренными толщинами интрузий наблюдается при $k^* \times 10^7 \text{ м}^{-2} \text{ с} = 1.5; 2$ и 3.

Использование в работе [6] эмпирической оценки наклона интрузий к горизонтали для расчета вертикального турбулентного коэффициента обмена на основе теории [10] показало, что этот коэффициент должен равняться величине

Таблица 1. Результаты расчетов параметров интрузионного расслоения для чисто термохалинного фронта при $N = 0.0015 \text{ с}^{-1}$, $\varepsilon_z = 0.5$, $\text{Pr} = 1$

$\bar{T}_x = 1.7 \times 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C/м}$						
k^*	0.0	0.5×10^{-7}	10^{-7}	1.5×10^{-7}	2×10^{-7}	3×10^{-7}
$\lambda \times 10^9$	8.8	6	4.7	4	3.4	2.7
m	0.32	0.18	0.14	0.11	0.10	0.07
h	9.9	17.2	22.7	28.2	33.0	42.7
$\bar{T}_x = 4 \times 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C/м}$						
k^*	0.0	0.5×10^{-7}	10^{-7}	1.5×10^{-7}	2×10^{-7}	3×10^{-7}
$\lambda \times 10^8$	2.1	1.4	1.1	0.9	0.8	0.6
m	0.48	0.28	0.21	0.17	0.15	0.11
h	6.5	11.1	15	18.2	21.4	27.6

Примечание. В таблицах все величины даны в системе СИ. При записи λ , h и m значения этих величин округлялись.

$k^* \approx 1.5 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. При данном коэффициенте турбулентного обмена вертикальный масштаб максимально неустойчивой моды удовлетворительно соответствует толщине интрузий (см. табл. 1). Таким образом, модель интерливинга для чисто термохалинного фронта с параметризацией дифференциального перемешивания достаточно хорошо описывает наклоны и вертикальные масштабы интрузий.

Как показывают расчеты, время образования неустойчивых мод велико. Так, например, при $\bar{T}_x = 0.4 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C/м}$ и $k^* = 1.5 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ (см. табл. 1) время образования максимально неустойчивой моды превышает три с половиной года. Меньшее время (1.5 года) образования интрузий было получено в работе Меррифилда [14]. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, в нашей модели использовалась простейшая линейная параметризация дифференциального перемешивания. Во-вторых, наши расчеты проводились для фронта с меньшим, чем в случае Меррифилда, горизонтальным градиентом температуры.

Большое время образования интрузий может показаться парадоксальным результатом. Действительно, согласно [10], время образования интрузий благодаря действию послонной конвекции на чисто термохалинном фронте в верхнем слое Евразийского бассейна равнялось 30 суткам, то есть составляло величину, меньшую по сравнению с полученной оценкой на 1–1.5 порядка. Однако если предположить, что время формирования самого фронта в районе наблюдения значительно превышает характерное время образования интрузий, то наше предположение о том, что интрузии обусловлены дифференциальным перемешиванием, не является противоречивым. По оценкам,

представленным в работе [14], время формирования фронтов в глубинных слоях Арктического бассейна составляет около 10-ти лет.

В заключение данного параграфа отметим, что время образования неустойчивых мод тем меньше, чем острее средний горизонтальный градиент температуры во фронтальной зоне. Однако чем больше горизонтальный градиент, тем меньше вертикальный масштаб максимально растущей моды, то есть тонкие интрузии образуются быстрее, чем интрузии с большим вертикальным масштабом. При увеличении вертикального коэффициента турбулентного обмена увеличиваются время образования интрузий и их вертикальные масштабы.

Расчеты параметров интрузионного расслоения для бароклинического фронта. Согласно эмпирическому анализу [6, 10], основные гидрологические параметры бароклинического фронтального раздела по всему слою, занятому расслоением, равнялись следующим величинам:

$$\bar{T}_x \approx 0.5 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C/м}, \bar{\varepsilon}_z \approx 5/6,$$

$$\bar{\varepsilon}_x = \frac{g\bar{\rho}_x}{N^2} = \bar{\gamma}_\rho \approx 0.42 \times 10^{-3}, N \approx 0.002 \text{ с}^{-1},$$

где $\bar{\rho}_x$ – средний горизонтальный градиент плотности в направлении, поперечном фронтальной зоне, $\bar{\gamma}_\rho$ – средний наклон изопикнических поверхностей в зоне фронта. Как уже указывалось выше (раздел 2б), важной структурной особенностью интрузионного расслоения на данном бароклиническом фронте явилось то, что наклон интрузий к горизонтали был больше соответствующего наклона изопикнических поверхностей.

Согласно теоретическим исследованиям (см., например, [11]) для случаев, когда температура и соленость спадают или возрастают с глубиной, наклоны неустойчивых мод на бароклинном фронте всегда меньше наклонов изопикнических поверхностей. Это справедливо и для неустойчивости Макинтайра [13] при $Pr > 1$. Однако теоретические рассуждения в работе [10] показали, что при некоторых особенностях средней абсолютно устойчивой термохалинной стратификации и ограничении на коэффициент турбулентного обмена наклон максимально неустойчивой моды может превышать наклон изопикнических поверхностей. Точнее, согласно [10], для существования такой структурной особенности наклонов интрузий относительно изопикнических поверхностей необходимо выполнение двух условий, а именно: вклад температуры в вертикальную стратификацию плотности должен превышать соответствующий вклад солености ($\varepsilon_z > 0.5$), и коэффициент фонового турбулентного обмена должен быть меньше, чем коэффициент молекулярной диффузии тепла.

Использование теоретических результатов для оценивания коэффициентов вертикального обмена в зоне бароклинного фронта (краткое описание термохалинной структуры которого представлено в разделе 2б) с учетом гидрологических параметров, найденных эмпирическим путем, позволило получить следующую оценку на ограничение коэффициента турбулентного обмена [6, 10]: $\zeta < 2\varepsilon_z - 1$, где $\zeta = k^*/k_T$. На этот результат мы будем опираться при модельных расчетах скоростей роста и вертикальных масштабов интрузий.

Для того чтобы показать, что именно абсолютно устойчивая стратификация может явиться дополнительным источником возникновения неустойчивости на бароклинном фронте, модель [10] упрощалась, а именно: в связи с тем, что $k_S \ll k_T$, полагалось $k_S \ll k^*$. Поэтому в аналитических формулах, описывающих углы наклонов неустойчивых мод к горизонтали, пренебрегалось коэффициентом молекулярной диффузии соли. Однако такое пренебрежение в некоторых случаях (если $k^* \rightarrow k_S$) может влиять на точность полученных оценок. В связи с этим в модели, по которой в настоящей работе рассчитывались параметры интрузий, вклад диффузии соли был учтен.

Другой важный аспект, который вышел за рамки работы [10], — это анализ влияния на динамику неустойчивых мод силы Кориолиса, являющейся стабилизирующим фактором в двумерных задачах неустойчивости.

На основе выкладок работы [10] легко получить условие возникновения неустойчивости бароклинного фронта в случае, когда вертикальный

обмен обусловлен дифференциальным перемешиванием и $k_S/k_T \ll \zeta \ll 1$:

$$\frac{f^2}{N^2} \frac{\zeta}{(\eta/k_T + Pr\zeta)} < 0.25 \frac{\gamma_\rho^2(1 + \zeta)}{1 + \zeta - \varepsilon_z}, \quad (1)$$

где f — параметр Кориолиса.

Если $\varepsilon_z \rightarrow 1$ неравенство (1) переходит в следующее условие:

$$\frac{f^2}{N^2 \gamma_\rho^2} = Ri < 0.25(\eta/k_T + Pr\zeta)/\zeta^2. \quad (2)$$

Из (1) и (2) вытекает, что при заданных значениях наклона изопикнических поверхностей и коэффициента турбулентного обмена неустойчивость может возникнуть не для всех значений числа Прандтля. Поэтому целью настоящих расчетов является не только оценивание параметров максимально неустойчивых мод (скорости роста, вертикального масштаба, наклона максимально растущей моды к горизонтали), но и определение чисел Прандтля, при которых двумерная неустойчивость возможна.

В первую очередь было решено рассчитать варианты, когда величины входных параметров задачи, которые определяют возможность возникновения неустойчивости, превышают истинные значения соответствующих гидрологических параметров, оцененных на основе эмпирического анализа. Для расчетов использовались следующие значения гидрологических параметров: $\gamma_\rho \approx 0.8 \times 10^{-3}$, $\varepsilon_z = 0.9999$, $N \approx 0.0025 \text{ c}^{-1}$. Такая оценка ε_z выбиралась, чтобы облегчить сравнение расчетов по модели с выполнением простейшего условия (2). Во всех случаях расчетов принималось, что $f = 1.4 \times 10^{-4} \text{ c}^{-1}$, а величина среднего горизонтального градиента температуры равнялась оценке, полученной из наблюдений (см. выше). Коэффициент турбулентного обмена принимался равным $k^* = 0.25 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$.

Результаты расчетов параметров максимально неустойчивой моды, таких как скорость роста λ , вертикальный масштаб h и угол наклона к горизонтали θ , даны в табл. 2. Попутно определялось геострофическое число Ричардсона Ri и величина $Ri^* = (Pr + 1)^2/4Pr$. Оценка параметра Ri^* является важной для того, чтобы отличить неустойчивость, обусловленную дифференциальным перемешиванием, от неустойчивости Макинтайра [13], которая возникает при условии, когда $Ri < Ri^*$ и $\eta = k_T = k_S = 0$ (нет дифференциального перемешивания).

Расчеты по модели показывают, что неустойчивость возникает при минимальном числе Прандтля $Pr = 3310$. Этот результат хорошо согла-

Таблица 2. Результаты расчетов параметров интрузионного расслоения для бароклинного фронта при $N = 0.0025 \text{ с}^{-1}$, $\varepsilon_z = 0.9999$, $\gamma_p = 0.8 \times 10^{-3}$, $Ri = 4.9 \times 10^3$, $k^* = 0.25 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ и для различных чисел Прандтля

Pr = 1	Pr = 1000	Pr = 3000	Pr = 3310	Pr = 4×10^3	Pr = 10^4	Pr = 10^5
//////	//////	//////	$\lambda = 1.1 \times 10^{-13}$	$\lambda = 6.8 \times 10^{-10}$	$\lambda = 4.9 \times 10^{-9}$	$\lambda = 5.9 \times 10^{-9}$
//////	//////	//////	$h = 12.8$	$h = 5.2$	$h = 5.2$	$h = 11.8$
//////	//////	//////	$\theta = 0.0025$	$\theta = 0.0024$	$\theta = 0.0018$	$\theta = 9 \times 10^{-4}$
//////	//////	//////	$Ri^* = 828$	$Ri^* = 10^3$	$Ri^* = 2.5 \times 10^3$	$Ri^* = 2.5 \times 10^4$

Примечание. Заштрихованные колонки обозначают отсутствие неустойчивости.

суется с условиями (1) и (2). (Данное удовлетворительное согласие является тестом правильности работы программы, реализующей модельные расчеты.)

Полученное число Прандтля, при котором возможна неустойчивость для данных гидрологических параметров задачи, кажется слишком большим, чтобы считать его допустимым в реальных условиях. Однако следует обратить внимание на то, что при таком числе Прандтля коэффициент обмена импульсом составляет величину: $k_{имп} \approx 0.8 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, то есть не является слишком высоким, если считать за максимальную оценку коэффициента обмена импульсом в термоклине океана вдали от берегов и особенностей рельефа дна следующее значение: $k_{имп}^{\max} \approx 1-5 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$. Тем не менее, важно ответить на вопрос: возможно ли такое различие в переносе массы и импульса на фронтах в океане? Обсуждение этого вопроса вынесено в заключительную часть работы.

Вертикальный масштаб максимально неустойчивой моды, когда $Pr = 3310$, равняется 13 метрам, то есть близок к вертикальному масштабу интрузий на бароклинном фронте. Однако время образования максимально неустойчивой моды значительно превышает десять лет (см. предыдущий раздел), и поэтому, с точки зрения соответствия модельных расчетов физическому предположению о времени формирования фронта, этот вариант моделирования не может рассматриваться как вариант, удовлетворяющий реальным наблюдениям.

При $Pr = 10^4$ время образования максимально неустойчивой моды меньше десяти лет, вертикальный коэффициент обмена импульсом соответствует неравенству $k_{имп} < 3 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, но вертикальный масштаб максимально неустойчивой моды меньше характерного масштаба интрузий, наблюдаемых на бароклинном фронте.

При числе Прандтля $Pr = 10^5$ возникает смешанный тип неустойчивости Макинтайра ($Ri < Ri^*$) и неустойчивости, возникающей из-за дифференциального перемешивания. (Если не учитывать молекулярные эффекты, то есть приравнять при моделировании молекулярные коэффициенты обмена массой и импульсом нулю, то угол наклона максимально неустойчивой моды будет равен $\theta \approx 4 \times 10^{-4}$, то есть в два раза меньше наклона изопикнических поверхностей, а ее скорость роста значительно уменьшится: $\lambda = 1.6 \times 10^{-9} \text{ с}^{-1}$.)

Параметры максимально неустойчивой моды при смешанном типе неустойчивости удовлетворительно соответствуют наблюдаемым на фронте интрузиям: угол наклона неустойчивых мод несколько выше наклона изопикнических поверхностей, время формирования интрузий удовлетворяет неравенству $t = 1/\lambda < 10$ лет, вертикальный масштаб неустойчивой моды близок к характерной толщине интрузии. Однако коэффициент турбулентного обмена импульсом чрезвычайно высок: $k_{имп} = 2.5 \times 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, то есть значительно превышает оценку для термоклина океана, данную выше.

Безусловный интерес представляют и расчеты при числе Прандтля, равном 1. Мы рассчитали варианты при малых и равном нулю коэффициентах турбулентного обмена, взяв те же значения гидрологических параметров, что и в предыдущем случае. Результаты расчетов представлены в табл. 3.

Как видно из данной таблицы, скорости роста в таких случаях относительно велики (время формирования максимально неустойчивой моды при $k^* \rightarrow 0$ удовлетворяет неравенству $t = 1/\lambda \ll \ll 10$ лет), углы наклона максимально неустойчивой моды значительно превышают наклоны изопикнических поверхностей, но вертикальные масштабы максимально растущего возмущения не превышают одного метра, то есть на порядок меньше масштаба наблюдаемых интрузий.

В табл. 4 представлены результаты расчета для случаев, когда гидрологические параметры удовлетворительно соответствуют параметрам, оцененным по эмпирическим данным. Во всех случаях полагалось, что $\gamma_p = 0.4 \times 10^{-3}$, $N = 0.002 \text{ c}^{-1}$. Варьировались только такие параметры, как ϵ_z и k^* . Число Прандтля принималось равным $Pr = 10^5$.

Как видно из табл. 4, вертикальные масштабы максимально неустойчивой моды и ее наклоны в двух случаях удовлетворительно соответствуют параметрам наблюдаемых интрузий, но время формирования неустойчивых мод гораздо больше десяти лет. Из данных расчетов также видно, что усиление вертикальной температурной стратификации (увеличение ϵ_z) способствует увеличению скорости роста возмущений. Это можно объяснить с помощью следующих рассуждений. Скорость роста неустойчивой моды зависит от различия температуры и солености между областью возмущения и окружающей жидкостью. Чем больше указанное различие, тем больше скорость роста возмущения. В частности, теплое и соленое возмущение среднего поля в случае дифференциального перемешивания теряет тепла больше, чем соли, поэтому становится более тяжелым по сравнению с окружающей жидкостью. Таким образом, теплое и соленое возмущение, пересекая фронт, переходит на большую глубину, то есть переходит в область низкой температуры, которая обусловлена не только средним горизонтальным градиентом во фронтальной зоне, но и тем фактом, что средняя температура уменьшается с глубиной. (Естественно, что аналогичное рассуждение можно провести и для пресного и холодного возмущения среднего поля.) Иными словами, в данном случае температурная стратификация и фронтальный градиент действуют совместно в сторону увеличения скорости роста возмущения. Отметим, что при стратификации, характерной для послонной конвекции (температура и соленость увеличиваются с глубиной), средний вертикальный градиент температуры препятствует скорости роста возмущений.

На заключительном этапе было решено провести расчеты по модели при гидрологических параметрах задачи, которые отличаются от параметров, оцененных по эмпирическим данным, но близки к ним. Целью данных расчетов являлась симуляция неустойчивых мод, параметры которых максимально соответствовали бы параметрам наблюдаемых интрузий. При этом усилия были направлены на подбор таких входных параметров задачи, при которых соблюдались бы ограничения на коэффициент обмена импульсом и время формирования максимально неустойчивых мод. Результаты расчетов представлены в табл. 5 и 6.

Таблица 3. Результаты расчетов параметров интрузионного расслоения для бароклинного фронта при $N = 0.0025 \text{ c}^{-1}$, $\epsilon_z = 0.9999$, $\gamma_p = 0.8 \times 10^{-3}$, $Ri = 4.9 \times 10^3$ и для различных коэффициентов турбулентного обмена

$k^* = 0$	$k^* = 0.75 \times 10^{-9}$ (Pr = 1)	$k^* = 10^{-9}$ (Pr = 1)
$\lambda = 7 \times 10^{-8}$	$\lambda = 1.4 \times 10^{-8}$	$\lambda = 3.8 \times 10^{-9}$
$h = 0.3$	$h = 0.45$	$h = 0.57$
$\theta = 0.025$	$\theta = 0.022$	$\theta = 0.021$

Таблица 4. Результаты расчетов параметров интрузионного расслоения для бароклинного фронта при $N = 0.002 \text{ c}^{-1}$, $\gamma_p = 0.4 \times 10^{-3}$, $Ri = 3 \times 10^4$, $Ri^* = 2.5 \times 10^4$, $Pr = 10^5$ и для различных коэффициентов турбулентного обмена и параметра устойчивости ϵ_z

$\epsilon_z = 0.7$	
$k^* = 0.3 \times 10^{-7}$	$k^* = 0.3 \times 10^{-8}$
$\lambda = 8.6 \times 10^{-11}$	$\lambda = 3.4 \times 10^{-10}$
$h = 20.5$	$h = 7.1$
$\theta = 4.5 \times 10^{-4}$	$\theta = 6.1 \times 10^{-4}$
$\epsilon_z = 0.9$	
$k^* = 0.3 \times 10^{-7}$	$k^* = 0.3 \times 10^{-8}$
$\lambda = 5 \times 10^{-10}$	$\lambda = 1.9 \times 10^{-9}$
$h = 17.9$	$h = 5.2$
$\theta = 6 \times 10^{-4}$	$\theta = 13 \times 10^{-4}$

Таблица 5. Результаты расчетов параметров интрузионного расслоения для бароклинного фронта при $N = 0.0025 \text{ c}^{-1}$, $\gamma_p = 0.7 \times 10^{-3}$, $Ri = 6.4 \times 10^4$, $Ri^* = 2.5 \times 10^4$, $\epsilon_z = 0.95$, $k^* = 0.25 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ и для различных чисел Прандтля

Pr = 20000	Pr = 15000
$\lambda = 3.8 \times 10^{-9}$	$\lambda = 3.2 \times 10^{-9}$
$h = 7.1$	$h = 6.5$
$\theta = 12 \times 10^{-4}$	$\theta = 13 \times 10^{-4}$

Как видно из данных таблиц, максимально неустойчивые моды могут иметь масштабы от 5 до 7 метров, то есть приблизительно в два-три раза меньше масштабов наблюдаемых интрузий. Таким образом, при определенном ограничении на коэффициент вертикального обмена

Таблица 6. Результаты расчетов параметров интрузионного расслоения для бароклинного фронта при $N = 0.002 \text{ с}^{-1}$, $\gamma_\rho = 1.1 \times 10^{-3}$, $Ri = 4.1 \times 10^4$, $Ri^* = 2.5 \times 10^4$, $Pr = 16000$, $k^* = 0.12 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ и для различных параметров устойчивости ε_z

$\varepsilon_z = 0.65$	$\varepsilon_z = 0.75$
$\lambda = 3 \times 10^{-9}$	$\lambda = 4.7 \times 10^{-9}$
$h = 5.1$	$h = 4.7$
$\theta = 13 \times 10^{-4}$	$\theta = 15 \times 10^{-4}$

импульсом хорошего согласия между всеми параметрами неустойчивых мод и наблюдаемых интрузий, как в случае моделирования неустойчивости чисто термохалинного фронта, здесь получить не удастся. Это может быть обусловлено разными причинами, подробное обсуждение которых представлено ниже.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчеты параметров максимально неустойчивой моды для чисто термохалинного фронта позволили получить удовлетворительное согласие с характеристиками наблюдаемых на фронте интрузий при гидрологических параметрах задачи, которые оценивались на основе эмпирического анализа. Для сравнения расчетных значений с наблюдаемыми в реальности величинами выбирались такие характеристики, как вертикальный масштаб интрузии, ее наклон к горизонтали и время формирования максимально неустойчивой моды. В частности, использование в модели коэффициента турбулентного обмена, оцененного в [6] с помощью эмпирического анализа, позволило получить на основе расчетов по модели вертикальный масштаб максимально неустойчивой моды, практически равный толщине наблюдаемых интрузий.

Скорость роста максимально неустойчивых мод с 20-метровым вертикальным масштабом, который соответствовал масштабу наблюдаемых интрузий, оказалась малой величиной. Так, согласно расчетам, время образования крупных интрузий равнялось нескольким годам. Этот результат является приемлемым, так как, согласно оценкам [14], время формирования самого фронта в районе наблюдения составляет около 10 лет. Тем не менее, удивительным является то, что по-

лученная оценка более чем на порядок превышает характерное время образования крупных интрузий не только в верхнем деятельном слое Арктического бассейна [10], но и в различных районах Мирового океана (см., например, [9, 11]). Не исключено поэтому, что в зонах фронтов образуются более тонкие (5–7 метров) и “быстрые” интрузии (см. раздел 3а), которые, эволюционируя, трансформируются в более крупные структуры. Существуют и модельные подтверждения, что неустойчивые возмущения могут сливаться в процессе развития (см., например, обсуждение в работе [12]). С точки зрения авторов, изменение формы и масштабов интрузий по мере их эволюции можно связывать и с турбулентно-диффузионными процессами [2], а также с кинематическими эффектами — деформациями (растяжениями) аномалий на вертикальных профилях. В таком случае использование линейных классических моделей, описывающих начальную стадию образования интрузий, для расчетов коэффициентов вертикального обмена дает полезные, но приблизительные оценки. Однако можно высказать и альтернативную точку зрения. Если модели, описывающие начальную фазу образования интрузий, дают хорошее согласие вертикальных масштабов и наклонов максимально неустойчивых мод с соответствующими параметрами интрузионного расслоения, то рассматриваемую область Арктического бассейна можно считать зоной, в которой изменение физических полей со временем происходит чрезвычайно медленно.

При моделировании неустойчивости на бароклинном фронте с учетом гидрологических параметров, близких к оцененным в реальности, и при ограничении на величину вертикального коэффициента импульса не удалось получить хорошего согласия между максимально неустойчивыми модами и наблюдаемыми интрузиями одновременно по всем трем важным параметрам, таким как вертикальный масштаб, характерное время формирования и наклон интрузий к горизонтали. Так, в частности, при ограничениях на величину коэффициента обмена импульсом ($k_{\text{умн}} \leq 5 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$) и время формирования максимально неустойчивых мод интервалом в десять лет, были смоделированы растущие возмущения с наклонами к горизонтали, соответствующими реальной ситуации, но с вертикальными масштабами 5–7 метров, что приблизительно в два-три раза меньше соответствующих масштабов наблюдаемых на фронте интрузий.

Согласно рассмотренной модели, неустойчивые моды с вертикальными масштабами, которые соответствуют масштабу наблюдаемых интрузий, могут возникать либо при слишком больших коэффициентах обмена импульсом (значительно превышающих разумную оценку $k_{\text{умн}} \leq 5 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$), либо за слишком длительный временной интервал, не

соответствующий общепринятым представлениям о времени формирования фронтов в слое ГПВ. Не исключено, что использование в модели параметризации дифференциального перемешивания, предложенной в работе Меррифилда [14], могло бы дать лучший результат. Однако такое исследование выходит за рамки настоящей работы.

Примечательной особенностью моделирования 2D неустойчивости вследствие дифференциального перемешивания на бароклинном фронте явилось то, что симуляция относительно крупных неустойчивых мод (с вертикальными масштабами 5–7 метров) возможна только в тех случаях, когда вертикальный коэффициент обмена импульсом значительно превышает соответствующий коэффициент обмена теплом (массой): $k_{umh} \sim 5 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с} \gg k_T \sim 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. Здесь уместно вспомнить работу Радика и Хеберта [15], в которой изучались интрузии на границе внутритермоклинного вихря. Для описания интрузий авторы использовали модель неустойчивости чисто термохалинного фронта Тула и Георги [20] и получили, что удовлетворительное согласие между вертикальными масштабами интрузий и максимально неустойчивой моды достигается при числе Шмидта $Sc = k_{umh}/k_{salt} \approx 40$, где k_{salt} — вертикальный коэффициент диффузии соли в конвекции типа солевых пальцев. Учитывая, что типичное значение k_{salt} составляет $\sim 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, для коэффициента обмена импульсом получаем следующую оценку $k_{umh} = 4 \times 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, то есть близкую к оценке коэффициента обмена импульсом в наших расчетах.

Как известно, при описании тонкой структуры, в зависимости от цели моделирования, иногда (для упрощения модели) пренебрегают либо обменом импульсом, либо диффузией тепла и соли. Так, в первой модели по описанию термохалинной неустойчивости, которая была предложена Стерном [19], не учитывался обмен импульсом, и, наоборот, в первой интегральной модели описания эволюции внутритермоклинного вихря [1] не учитывалась диффузия массы. Однако в модели 2D неустойчивости бароклинного фронта в нашем случае для симуляции крупных интрузий большое различие между обменом импульса и массой является существенным предположением. Трудно сказать, может ли такая ситуация реализовываться в океане. Тем не менее, нельзя исключать, что в области внутритермоклинных бароклинных вихревых возмущений при излучении линейных волн вертикальные коэффициенты обмена импульсом могут быть значительно выше коэффициентов диффузии тепла (массы).

Известно, что при превышении коэффициента обмена импульсом коэффициента обмена массой на бароклинном фронте может возникать и

неустойчивость Макинтайра [13]. Однако наклон максимально неустойчивой моды в таком случае должен быть меньше наклона изопикнических поверхностей. Ориентируясь на результаты [10], мы задавали величину вертикального коэффициента турбулентного перемешивания, удовлетворяющего условию $\zeta < 2\varepsilon_z - 1$, поэтому во всех наших расчетах наклон максимально неустойчивой моды превышал наклон изопикнических поверхностей в полном согласии с наблюдениями. Более того, чтобы выявить совместный эффект неустойчивости Макинтайра и неустойчивости вследствие дифференциального перемешивания, мы проверяли в каждом случае выполнение критерия неустойчивости Макинтайра.

При очень малых коэффициентах турбулентного перемешивания, когда коэффициент обмена импульсом сравним по величине с коэффициентом обмена массой, максимально неустойчивые моды имели вертикальный масштаб 1–2 метра, то есть на порядок меньше толщины интрузий на реальном бароклинном фронте. С точки зрения авторов, трудно предположить, что растущие возмущения с таким вертикальным масштабом в процессе эволюции трансформируются в крупные 20-метровые структуры. Тем не менее, нельзя исключать, что турбулентное вовлечение на границах интрузий может значительно увеличить их вертикальный масштаб. К тому же неустойчивость тонких интрузий способна приводить к их слиянию в более крупные структуры (см. обсуждение аналогичных вопросов выше).

В заключение отметим, что, согласно нашим расчетам по модели интерливинга, описывающей образование интрузий на бароклинном фронте, углы наклонов максимально неустойчивых мод удовлетворительно соответствуют реальным углам наклона, в то время как вертикальные масштабы максимально растущих возмущений по порядку величины близки к масштабу реальных интрузий только при высоких значениях коэффициента обмена импульсом.

В целом, данная работа очертила круг вопросов, ответы на которые могут быть получены только на основе дальнейшего модельного и эмпирического анализа фронтов и интрузий с привлечением новых инструментальных измерений. Важно упомянуть также, что интрузионный обмен является одним из основных механизмов трансформации слоя ГПВ, исследование которого представляется важным для оценивания климатической изменчивости в данной области Арктического бассейна.

Авторы благодарят А.Г. Зацепина за полезные замечания.

Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (проект № 10-05-00467-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Журбас В.М., Кузьмина Н.П. О расплывании перемешанного пятна во вращающейся устойчиво стратифицированной среде // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1981. Т. 17. № 3. С. 286–295.
2. Журбас В.М., Кузьмина Н.П., Кульша О.Б. Численное моделирование ступенчатого расслоения главного термоклина океана при вырождении термохалинных интрузий солевыми пальцами (численный эксперимент) // Океанология. 1987. Т. 27. № 3. С. 377–383.
3. Журбас В.М., Кузьмина Н.П., Озмидов Р.В. и др. О проявлении процесса субдукции в термохалинных полях вертикальной тонкой структуры и горизонтальной мезоструктуры во фронтальной зоне Азорского течения // Океанология. 1993. Т. 33. № 3. С. 321–326.
4. Зацепин А.Г., Крылов А.Д. Внутриводное ледообразование вследствие дифференциального обмена теплом и солью через границу раздела между турбулентными слоями // Океанология. 1992. Т. 32. № 1. С. 60–67.
5. Кузьмина Н.П., Родионов В.Б. О влиянии бароклинности на образование термохалинных интрузий в океанских фронтальных зонах // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1992. Т. 28. № 10–11. С. 1077–1086.
6. Кузьмина Н.П., Руделс Б., Журбас Н.В. О структуре интрузий и фронтов в глубинном слое Евразийского бассейна и бассейна Макарова (Арктика) // Океанология. 2013. Т. 53. № 4. С. 463–475.
7. Anderson L.G., Björk G., Holby O. et al. Water masses and circulation in the Eurasian Basin: results from the Oden 91 Expedition // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. № C2. P. 3273–3283.
8. Carmack E.C., Aagaard K., Swift J.H. et al. Changes in temperature and tracer distributions within the Arctic Ocean: Results from the “1994 Arctic Ocean section” // Deep-Sea Res. 1997. Part II. V. 44. № 8. P. 1487–1502.
9. Kuzmina N., Rudels B., Stipa T., Zhurbas V. The Structure and Driving Mechanisms of the Baltic Intrusions // J. Phys. Oceanogr. 2005. V. 35. № 6. P. 1120–1137.
10. Kuzmina N., Rudels B., Zhurbas V., Stipa T. On the structure and dynamical features of intrusive layering in the Eurasian Basin in the Arctic Ocean // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. C00D11. doi:10.1029/2010JC006920.
11. Kuzmina N.P., Zhurbas V.M. Effects of Double Diffusion and Turbulence on Interleaving at Baroclinic Oceanic Fronts // J. Phys. Oceanogr. 2000. V. 30. № 12. P. 3025–3038.
12. May B.D., Kelley D.E. Growth and steady stage of thermohaline intrusions in the Arctic Ocean // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. P. 16783–16794.
13. McIntyre M.E. Diffusive destabilization of the baroclinic circular vortex // Geophys. Fluid Dyn. 1970. V. 1. № 1–2. P. 19–57.
14. Merryfield W.J. Intrusions in Double-Diffusively Stable Arctic Waters: Evidence for Differential mixing? // J. Phys. Oceanogr. 2002. V. 32. № 5. P. 1452–1439.
15. Ruddick B.R., Hebert D. The mixing of Meddy “Sharon”. In small scale turbulence and mixing in the ocean // Eds. Nihoul C.J., Jamart B.M. Amsterdam: Elsevier Oceanography Series. 1988. V. 46. P. 249–262
16. Rudels B. Aspects of Arctic Oceanography // Helsinki University Press. 1998. P. 517–568.
17. Rudels B., Bjork G., Muench R.D., Schauer U. Double-diffusive layering in the Eurasian Basin of the Arctic Ocean // J. Mar. Syst. 1999. V. 21. № 1–4. P. 3–27.
18. Schauer U., Rudels B., Jones E.P. et al. Confluence and redistribution of Atlantic water in the Nansen, Amundsen and Makarov basins // Annales Geophysicae. 2002. V. 20. P. 257–273.
19. Stern M.E. Lateral mixing of water masses // Deep-Sea Res. 1967. V. 14. № 12A. P. 747–753.
20. Toole J.M., Georgi D.T. On the dynamics and effects of double-diffusively driven intrusions // Prog. Oceanog. 1981. V. 10. № 2. P. 123–145.

Application of Interleaving Models to Describe Intrusive Layering at the Fronts of the Upper Part Deep Polar Water in the Eurasian Basin (Arctic)

N. P. Kuzmina, N. V. Zhurbas, M. V. Emelianov, M. L. Pyzhevich

Interleaving models of a purely thermohaline and baroclinic frontal zones are applied to describe intrusions observed at stable-stratification in the upper part of the Deep Polar Water. Differential mixing is supposed to be the main driving mechanism of the intrusive layering. Important parameters of interleaving, such as the growth rate, vertical scale, and slope of the most unstable modes are calculated. The interleaving model of a purely thermohaline front is shown to describe satisfactory all parameters of the observed intrusions. In the case of baroclinic front, an agreement between calculated and observed parameters of interleaving can be achieved provided that the vertical momentum diffusivity is much larger than the vertical heat diffusivity. At some reasonable constraints imposed on the vertical momentum diffusivity the most unstable mode has the vertical scale by a factor of three less than the vertical scale of observed intrusions. A thorough discussion of the obtained results is presented.