

УДК 551.465

ОЦЕНКИ СКОРОСТИ ВОВЛЕЧЕНИЯ В ГРАВИТАЦИОННОМ ТЕЧЕНИИ ДАТСКОГО ПРОЛИВА ПО STD-ДАНЫМ

© 2016 г. В. М. Журбас^{1,3}, В. Т. Пака², Б. Руделс⁴, Д. Куадфайзел⁵¹Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия²Атлантическое отделение Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Калининград, Россия³Институт морских систем, Таллинский технологический университет, Таллинн, Эстония⁴Финский метеорологический институт, Хельсинки, Финляндия⁵Институт океанографии, Гамбургский университет, Гамбург, Германия

e-mail: zhurbas@ocean.ru

Поступила в редакцию 12.05.2015 г.

После доработки 26.06.2015 г.

Данные обширной STD-съемки, выполненной в Датском проливе и Море Ирмингера в мае–июне 2009 г., используются для расчета вертикальных профилей масштаба турбулентных опрокидываний, по которым затем оцениваются скорости диссипации и вовлечения в придонном гравитационном течении. Полученные оценки скорости вовлечения изменялись в широких пределах от 2×10^{-7} до 7×10^{-3} м/с. Показано, что столь широкий диапазон изменчивости скорости вовлечения является следствием перемежаемости турбулентности. На вертикальных профилях температуры, солёности и потенциальной плотности у верхней границы гравитационного течения Датского пролива выявлены акты мощных турбулентных опрокидываний.

DOI: 10.7868/S0030157416020234

1. ВВЕДЕНИЕ

Придонные гравитационные течения в океане, такие как перетекание средиземноморской воды через Гибралтарский пролив, арктической воды через Датский пролив и пролив Фарерской Банки в Северную Атлантику, перетекание красноморской воды через Баб-эль-Мандебский пролив в Индийский океан и др., вносят важный вклад в формирование промежуточных и глубинных водных масс. Обычно придонные гравитационные течения являются сильно турбулентными и их свойства, такие как температура, солёность, плотность, содержание кислорода и т.д., изменяются с расстоянием вниз по течению из-за вовлечения окружающих вод сверху и сбоку. Как следствие, конечные свойства формируемых промежуточных и глубинных водных масс в значительной степени определяются интенсивностью процесса вовлечения. По этой причине локализация, выяснение механизма и параметризация вовлечения окружающей воды в гравитационные течения являются жизненно важными для адекватного воспроизведения свойств глубинных водных масс в рамках моделей океанской циркуляции. В качестве количественной характеристики процесса вовлечения обычно используют т.н. скорость вовлечения, определяемую как объем вовлекаемой окружаю-

щей воды на единицу площади в единицу времени, которая имеет размерность скорости.

Есть два типа оценок скорости вовлечения – косвенные и прямые. Косвенные оценки могут быть получены по продольному градиенту плотности, аномалии плотности, скорости и вертикальной толщине гравитационного течения в предположении стационарного баланса продольной адвекции и вертикальной диффузии [10]. Прямые оценки скорости вовлечения можно вычислить путем вертикального интегрирования вертикального турбулентного потока плавучести [5]. Поскольку надежный инструментальный для измерения вертикального турбулентного потока плавучести в океане в настоящее время не существует, то выполняются прямые измерения удельной скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ϵ , через которую параметризуется вертикальный поток плавучести [14].

Прямые измерения ϵ в придонных гравитационных течениях океана [3, 5, 9, 11, 12, 15, 21] немногочисленны в силу их технической сложности и дороговизны судового времени. Однако существует возможность [8] получить вертикальный масштаб турбулентных опрокидываний (масштаб Торпа [20]) по высококачественным STD-данным и затем оценить ϵ , приравнивая масштаб Торпа к масштабу Озмидова [2]. Такая возмож-

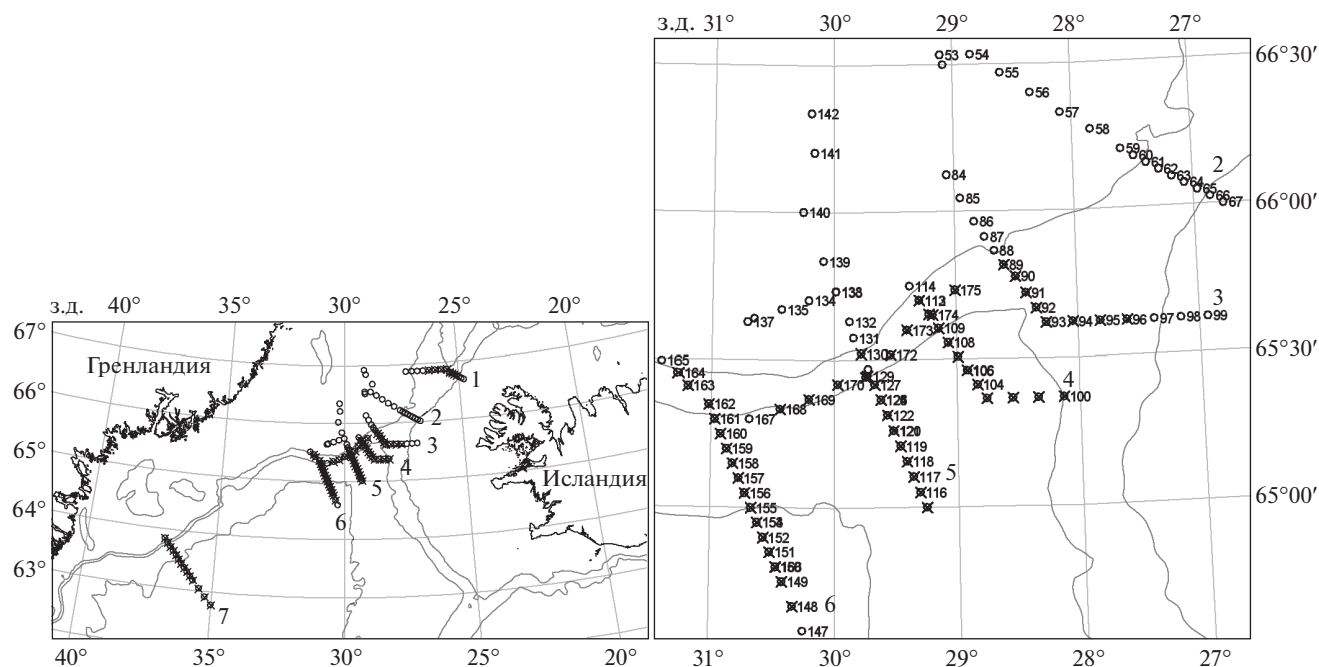


Рис. 1. Расположение станций в Датском проливе и Море Ирмингера в рейсе НИС “Maria S. Merian” летом 2009 г. с STD (кружки) и LADCP (крестики) зондированиями. Справа – крупный план центральной части полигона. Цифры 1–7 – номера разрезов. Показаны изобаты 500, 1000 и 2000 м.

ность выглядит очень привлекательно, потому что есть много доступных STD-данных, собранных в придонных гравитационных течениях океана. Именно так были получены оценки ϵ и турбулентных потоков солёности в придонном гравитационном течении вод Красного моря [17].

Детальная STD-съёмка гравитационного течения Датского пролива, простирающаяся от порога пролива на 600 км вниз по течению в Море Ирмингера, была проведена в рамках проекта Евросоюза THOR (Thermohaline Overturting at Risk?) в мае–июне 2009 г. Целью данного исследования является получение оценок ϵ и в конечном итоге скорости вовлечения в гравитационном течении Датского пролива на базе данного массива STD-данных, используя методы, развитые в работах [5, 8, 20].

2. ДАННЫЕ И МЕТОДЫ ИХ ОБРАБОТКИ

Гидрологическая съёмка выполнялась в мае–июне 2009 г. в рейсе НИС “Maria S. Merian” зондом SBE 911plus STD (Conductivity-Temperature-Depth) и измерителем скорости течения LADCP (Lowered Acoustic Doppler Current Profilograph), состоящим из двух противоположно ориентированных акустических доплеровских профилографов RDI WHS 300, размещённых на инструментальной платформе, роль которой играл карусельный пробоотборник SBE 32. Съёмка состояла из 7 поперечных разрезов (см. рис. 1) и одного

продольного разреза (станции 167–175 на правой панели рис. 1) через гравитационное течение. STD-зонд работал на всех станциях, тогда как измерения LADCP зондом на ряде станций не проводились.

Поскольку расчет масштаба опрокидывания Торпа основан на сортировании (перестановках) членов ряда значений потенциальной плотности на вертикальном профиле до достижения монотонности ряда, то исходные ряды потенциальной плотности (перед сортированием) должны быть в наибольшей степени избавлены от ложных инверсий/пигов, обусловленных различной инерционностью датчиков температуры и электропроводности STD-зонда. Для этого использовалась следующая процедура.

Брались необработанные ряды температуры $T_i = T(i\Delta t)$ и электропроводности $C_i = C(i\Delta t)$, с дискретностью $\Delta t = 1/24$ с, полученные в процессе реального вертикального зондирования, и в ряд электропроводности вносилась временная задержка τ : $C_i(\tau) = C(i\Delta t + \tau)$, причем τ могло быть как положительным, так и отрицательным. Затем по рядам T_i , $C_i(\tau)$ и ряду давления рассчитывались ряды потенциальной температуры θ_i , солёности $S_i(\tau)$ и потенциальной плотности $D_i(\tau)$. Наконец, методом проб и ошибок подбиралось “правильное” значение τ из условия минимума дисперсии флуктуаций потенциальной плотности. Таким

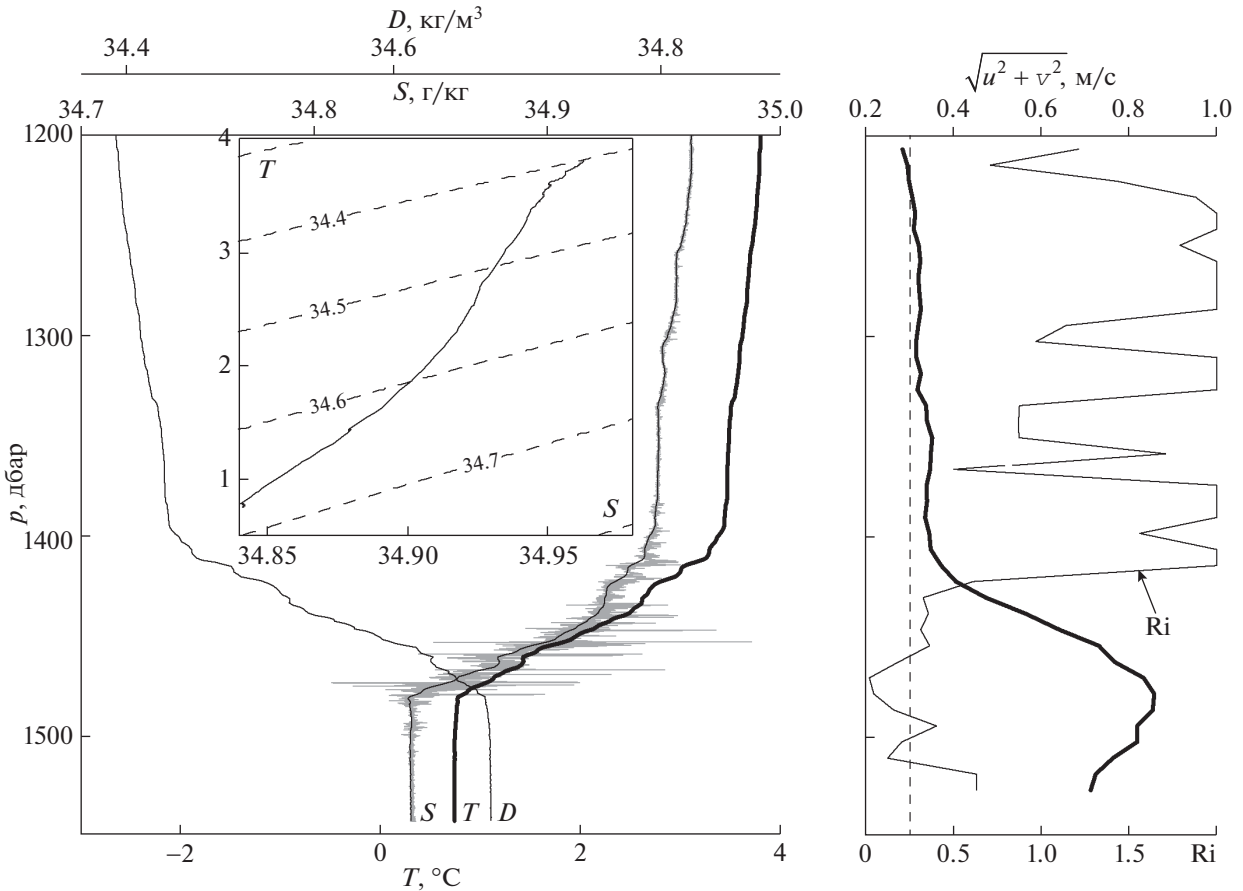


Рис. 2. Вертикальные профили (p – гидростатическое давление) температуры T , солености S , потенциальной плотности D , модуля скорости $\sqrt{u^2 + v^2}$ и числа Ричардсона Ri в слое придонного гравитационного течения на ст. 158 (скорость вовлечения $w_e = 3.4 \times 10^{-6}$ м/с). Серым цветом показан “сырой” профиль солености, рассчитанный по рядам температуры и электропроводности без согласования инерционности датчиков и низкочастотной фильтрации. На врезке дана T,S -диаграмма. Положение станции показано на рис. 1 и 3.

путем было найдено $\tau = 0.083$ с. С целью дальнейшего уменьшения амплитуд ложных инверсий/пиков ряд потенциальной плотности $D_i(\tau)$, рассчитанный при оптимальном значении $\tau = 0.083$ с, подвергался низкочастотной фильтрации по 24 точкам (что соответствует вертикальному масштабу сглаживания 0.5 м при скорости погружения зонда 0.5 м/с). На рис. 2 в качестве примера показаны вертикальные профили T , S и D на ст. 158, показывающие, что описанная выше процедура согласования инерционности датчиков температуры и электропроводности с последующей низкочастотной фильтрацией позволила практически полностью избавиться от ложных инверсий/пиков потенциальной плотности.

К полученному дискретному вертикальному профилю потенциальной плотности $D_i \equiv D(z_i)$, где $z_i < z_{i+1}$ – монотонно возрастающий ряд значений вертикальной координаты z (ось z направ-

лена вертикально вверх и $z = 0$ на дне моря), применялась процедура сортирования, состоящая в перестановках членов ряда D_i до достижения монотонного убывания сортированного ряда $\tilde{D}_i = D_k: \tilde{D}_i > \tilde{D}_{i+1}$. Процедура сортирования породила ряд турбулентных смещений $\zeta_i \equiv \zeta(z_i) = z_k - z_i$, дисперсия которых бралась в качестве масштаба Торпа $L_{Th} = \langle \zeta^2 \rangle^{1/2}$, причем осреднение при расчете дисперсии смещений производилось по неперекрывающимся кускам ряда ζ_i длиной в 48 членов (что соответствует 1 м глубины при скорости погружения зонда 0.5 м/с). На таком же шаге вычислялась и частота Вайс-ля–Брента $N(z) = [-g\tilde{D}_z/D_0]^{1/2}$, g – ускорение свободного падения и D_0 – отсчетная плотность, причем бралась конечные разности отсортированного (монотонного) ряда потенциальной

плотности \tilde{D}_i , так что полученные оценки квадрата частоты Вайсяля–Брента $N^2(z)$ были гарантированно неотрицательными. С физической точки зрения процедура сортировки восстанавливает невозмущенный турбулентными опрокидываниями профиль потенциальной плотности. Вычисление профиля скорости диссипации производилось по формуле $\epsilon(z) = L_{Th}^2(z)N^3(z)$, что соответствует равенству масштабов длины Торпа L_{Th} и Ozmidova $L_{Th} = L_O = \epsilon^{1/2}N^{-3/2}$. Оба масштаба длины L_O и L_{Th} могут интерпретироваться как максимальный размер трехмерных турбулентных вихрей в стратифицированной среде [2, 8].

По LADCP/CTD-данным были также рассчитаны вертикальные профили градиентного числа Ричардсона $Ri = N^2/(u_z^2 + v_z^2)$, где u_z и v_z – вертикальные градиенты компонентов скорости течения, оцененные по данным LADCP через конечные разности на шаге 8 м.

Придонное гравитационное течение характеризовалось интегральными значениями толщины H , плавучести B и скорости U , определяемыми формулами [5]:

$$BH = \int_0^{\infty} g \frac{D(z) - D(\infty)}{D_0} dz = \int_0^{\infty} g \times dz, \quad (1)$$

$$\frac{BH^2}{2} = \int_0^{\infty} g \times z dz,$$

$$U = (U_b^2 + V_b^2)^{1/2}, \quad U_b H = \int_0^{\infty} u dz, \quad V_b H = \int_0^{\infty} v dz.$$

На практике верхний предел интегрирования в (1) располагался над слоем придонного гравитационного течения.

Согласно [5], скорость вовлечения w_e определяется формулой

$$w_e = \frac{2}{BH} \int_0^{\infty} \frac{g}{D_0} \langle w' D' \rangle dz = \frac{2}{BH} \int_0^{\infty} K_D N^2 dz, \quad (2)$$

где w' и D' – турбулентные флуктуации вертикальной скорости и плотности, $K_D = -\langle w' D' \rangle / \tilde{D}_z$ – коэффициент вертикальной диффузии плотности. Согласно [14], в случае стационарного баланса кинетическая энергия турбулентности, генерируемая за счет сдвига среднего течения, расходуется на работу против сил плавучести и диссипацию в постоянной пропорции 1 : 5, что приводит к параметризации K_D в виде

$$K_D = 0.2\epsilon / N^2. \quad (3)$$

Некоторое уточнение параметризации (3) было предложено в работе [16]:

$$K_D = \gamma(Ri)\epsilon / N^2, \quad (4)$$

где $\gamma(Ri)$ – коэффициент эффективности турбулентного перемешивания, зависящий от градиентного числа Ричардсона Ri , с асимптотиками $\gamma \approx 0.2$ при $Ri \geq 0.25$ и $\gamma \sim Ri$ при $Ri \rightarrow 0$.

Основываясь на результатах лабораторного и прямого численного моделирования турбулентности, в работе [18] была предложена альтернативная параметризация K_D :

$$K_D = \begin{cases} 0.2\epsilon / N^2 & \text{при } 7 < \epsilon / \nu N^2 < 100 \\ 2\nu(\epsilon / \nu N^2)^{1/2} & \text{при } \epsilon / \nu N^2 > 100 \end{cases}, \quad (5)$$

где ν – кинематический коэффициент молекулярной вязкости, $\epsilon / \nu N^2$ – параметр интенсивности турбулентности. Диапазон умеренной интенсивности турбулентности ($7 < \epsilon / \nu N^2 < 100$) соответствует режиму стационарной турбулентности с формулой (3), а диапазон высокой интенсивности турбулентности ($\epsilon / \nu N^2 > 100$) соответствует режиму растущей турбулентности. По нашему мнению, параметризации (3) и (4), соответствующие стационарной турбулентности, более подходят для описания геофизических течений, чем параметризация (5) с ее режимом растущей турбулентности. Мы будем использовать простейшее выражение для $\gamma(Ri)$, удовлетворяющее вышеупомянутым асимптотикам:

$$\gamma(Ri) = \begin{cases} 0.2, & Ri \geq 0.25 \\ 0.8Ri, & Ri < 0.25 \end{cases}. \quad (4')$$

Кроме самой скорости вовлечения w_e , будет полезно оценить безразмерные параметр вовлечения E и число Фруда Fr , определяемые формулами

$$E = \frac{[w_e, w_e(Ri)]}{U}, \quad Fr = \frac{U}{(BH)^{1/2}}. \quad (6)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Термическая/плотностная структура гравитационного течения Датского пролива. Поскольку вклад солёности в стратификацию плотности в гравитационном течении Датского пролива не превышает 10% от вклада температуры, то структуру поля плотности можно характеризовать температурными разрезами. На рис. 3 в едином масштабе представлены все 7 поперечных разрезов температуры через гравитационное течение.

На разрезе 1, расположенном в Гренландском море в 100 км севернее порога Датского пролива, практически вся толща моря заполнена холодной

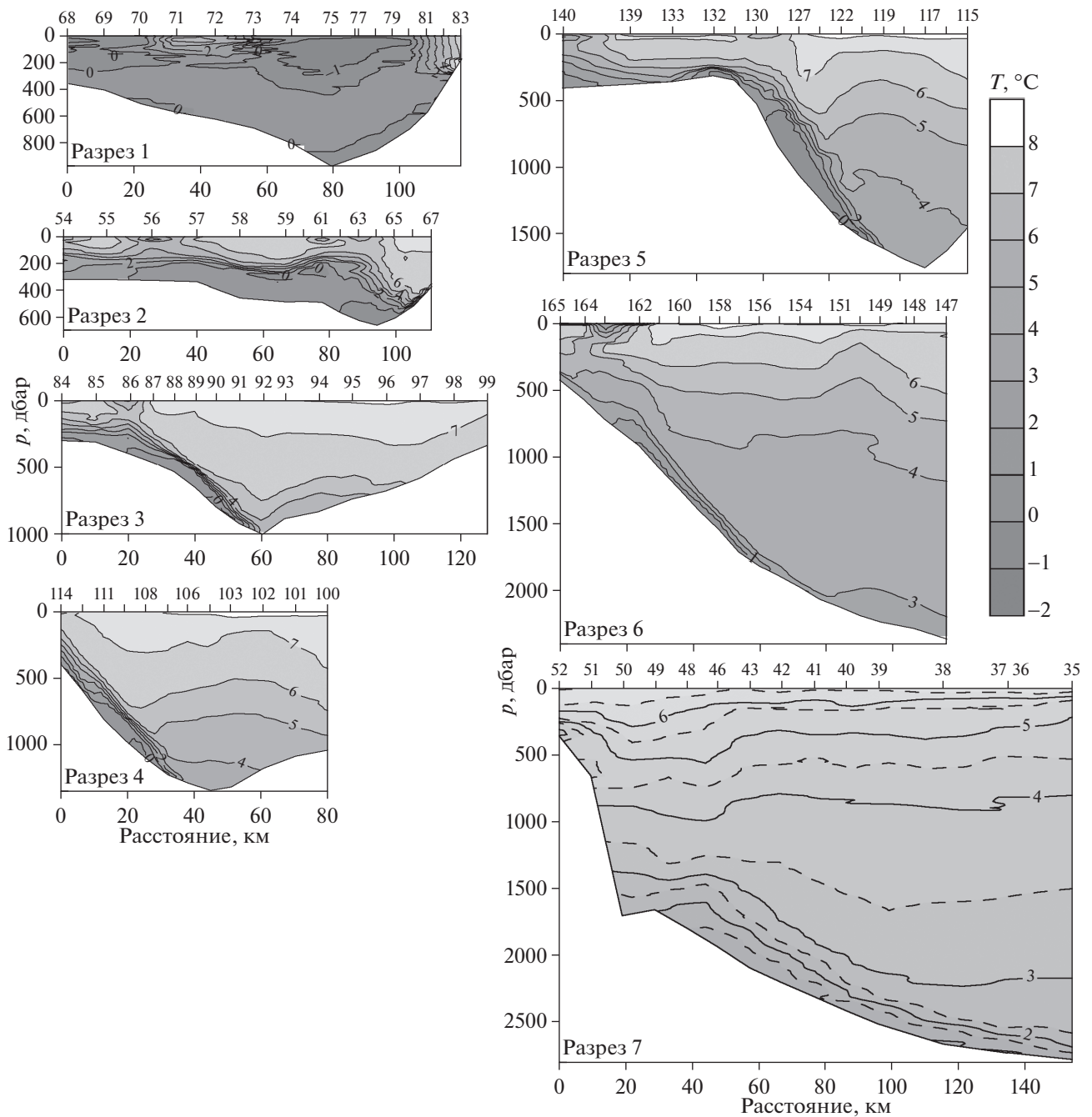


Рис. 3. Поперечные разрезы поля температуры через гравитационное течение Датского пролива. Географическое положение разрезов показано на рис. 1. Пронумерованные тики над разрезами — положение станций.

арктической водой с температурой менее 2°C и, следовательно, придонное гравитационное/плотностное течение отсутствует. Формирование придонного гравитационного течения происходит в районе порога Датского течения (разрез 2), о чем свидетельствует появление квазидвухслойной плотностной стратификации: холодная арктическая вода с температурой менее 2°C здесь занимает придонный слой толщиной 200–300 м в наиболее

глубоком месте (талъвеге) подводного канала и на его западном склоне, а выше и восточнее располагается более теплая атлантическая вода, происходящая из Моря Ирмингера. Наконец, на разрезах 3–7, расположенных южнее порога Датского пролива, холодная арктическая вода, маркирующая гравитационное течение, присутствует только в придонном слое толщиной до 300 м на западном склоне Датского пролива/восточном континен-

тальном склоне Гренландии, причем минимальная температура воды в гравитационном течении повышается вниз по течению от -1.8°C на разрезе 3 до 0.8°C на разрезе 7. Повышение температуры гравитационного течения с ростом расстояния от порога в направлении вниз по течению вызвано вовлечением вышележащих более теплых вод моря Ирмингера. Также можно заметить, что площадь поперечного сечения холодных вод гравитационного течения на разрезе 7 значительно больше, чем на разрезах 3–6, что, вероятно, обусловлено слиянием гравитационного течения Датского пролива с гравитационным течением арктических вод восточнее Исландии через разлом Чарли Гиббса [7].

На западном склоне Датского пролива на разрезах 2 и 3, а также на континентальном склоне Гренландии на разрезе 6, можно обнаружить локальные утолщения придонного холодного слоя, сопровождающиеся “шапками” пониженной температуры и, очевидно, солёности (для поддержания гидродинамической устойчивости) в поверхностном слое (рис. 3). Эти когерентные утолщения и “шапки” связаны с мезомасштабными циклоническими вихрями, которые часто формируются над гравитационными течениями в условиях наклонного дна. Такие циклонические вихри являются типичным явлением в гравитационном течении Датского пролива [6, 13, 19, 22].

3.2. Оценки скорости вовлечения и примеры наблюдений актов турбулентного опрокидывания. На тех станциях разрезов, где наблюдалось придонное гравитационное течение, по описанной выше методике были рассчитаны вертикальные профили масштаба турбулентных опрокидываний Торпа $L_{\text{Th}}(z)$ и частоты плавучести $N(z)$, позволяющие оценить профиль $\varepsilon(z)$ и затем рассчитать скорость вовлечения w_e по формулам (2) и (3). Если на станции имелись данные LADCP, то также был рассчитан профиль числа Ричардсона $Ri(z)$ и скорость вовлечения $w_e(Ri)$ по формулам (2)–(4–4'). Мы отказались от использования параметризации (5) при расчетах скорости вовлечения, потому что полученные в гравитационном течении Датского пролива оценки интенсивности турбулентности в подавляющем большинстве случаев удовлетворяли режиму растущей турбулентности $\varepsilon/\nu N^2 > 100$, что противоречит здравому смыслу (т.к. в среднем следует ожидать стационарного режима турбулентности). Таким образом, были получены оценки w_e и $w_e(Ri)$ на 64 и 36 станциях соответственно.

Полученные оценки w_e и $w_e(Ri)$ перекрывали огромный диапазон (более чем 4 порядка величины), от 1.9×10^{-7} м/с на станции 65 (разрез 2) до 8.1×10^{-3} м/с на ст. 49 (разрез 7). Столь большой диапазон изменчивости оценок w_e и $w_e(Ri)$ свиде-

тельствует о сильной перемежаемости турбулентности в гравитационном течении Датского пролива, что затрудняет получение надежных оценок средних значений w_e и $w_e(Ri)$ на отдельных разрезах с относительно небольшим числом станций (от 6 станций на разрезе 4 до 13 станций на разрезе 7). Поэтому мы ограничились расчетом средних значений и стандартных ошибок w_e , $w_e(Ri)$ и иных характеристик гравитационного течения по всем 36 станциям, где имелись STD и LADCP данные: $\overline{w_e} = (5.9 \pm 3.0) \times 10^{-4}$ м/с, $\overline{w_e(Ri)} = (3.7 \pm 2.2) \times 10^{-4}$ м/с, $\overline{w_e/\overline{U}} = (1.9 \pm 1.0) \times 10^{-3}$, $\overline{w_e(Ri)/\overline{U}} = (9.7 \pm 5.0) \times 10^{-4}$, $\overline{U} = 0.43 \pm 0.05$ м/с, $\overline{Fr} = 0.76 \pm 0.08$, $\overline{H} = 174 \pm 13$ м, $\overline{B} = 0.022 \pm 0.002$ м/с². Таким образом, учет зависимости коэффициента вертикальной турбулентной диффузии K_D от градиентного числа Ричардсона Ri (формулы (4–4')) привел к уменьшению оценок вовлечения примерно на 60% ($\overline{w_e}/\overline{w_e(Ri)} = 1.6$). Также стоит отметить, что приведенные выше “квазипрямые” оценки скорости вовлечения, $\overline{w_e} = (5.9 \pm 3.0) \times 10^{-4}$ м/с и $\overline{w_e(Ri)} = (3.65 \pm 2.2) \times 10^{-4}$ м/с, лежат между косвенными оценками скорости вовлечения, полученными в гравитационном течении Датского пролива в работе [10] (4×10^{-5} м/с и 8×10^{-4} м/с при $\xi < 125$ км и $\xi > 125$ км соответственно, где ξ – расстояние от порога в направлении вниз по течению). Если же отдельно рассмотреть разрезы 2–3, где $\xi < 125$ км и почти нет LADCP данных, и разрезы 4–7, где $\xi > 125$ км и есть LADCP-данные на большинстве станций, то получим $\overline{w_e} = (5.8 \pm 3.3) \times 10^{-5}$ м/с при $\xi < 125$ км и $\overline{w_e} = (4.8 \pm 2.5) \times 10^{-4}$ м/с, $\overline{w_e(Ri)} = (3.9 \pm 2.4) \times 10^{-4}$ м/с при $\xi > 125$ км в прямом соответствии с выявленной в [10] тенденцией уменьшения скорости вовлечения в 125-километровой окрестности порога Датского пролива.

Можно предположить, что те вертикальные профили температуры $T(z)$, солёности $S(z)$ и потенциальной плотности $D(z)$, где оценки скорости вовлечения оказались экстремально большими, соответствуют месту и времени относительно редких событий турбулентного опрокидывания достаточно толстых стратифицированных слоев. Поэтому любопытно посмотреть, как выглядят такие события на вертикальных профилях по сравнению с профилями, где оценка скорости вовлечения оказалась низкой.

На рис. 4 и 5 представлены примеры вертикальных профилей T , S , D , Ri и модуля скорости течения $\sqrt{u^2 + v^2}$, а также T, S -диаграмма в грави-

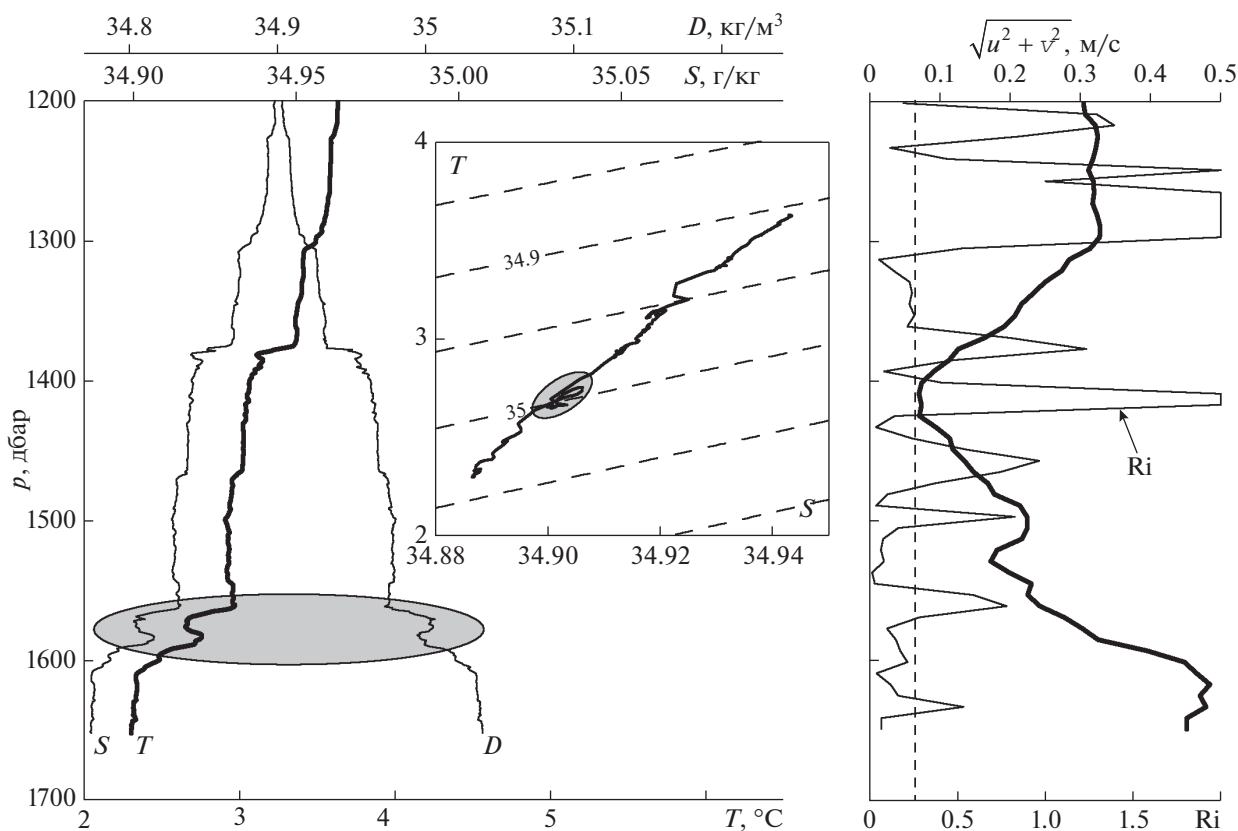


Рис. 4. Вертикальные профили температуры T , солёности S , потенциальной плотности D , модуля скорости $\sqrt{u^2 + v^2}$ и числа Ричардсона Ri в слое придонного гравитационного течения на ст. 49 ($w_e = 8.1 \times 10^{-3}$ м/с). На врезке дана T,S -диаграмма. Положение станции показано на рис. 1 и 3. Акт сильного турбулентного опрокидывания отмечен затенённым эллипсом.

тационном течении Датского пролива на станциях 49 и 164, где оценки скорости вовлечения были очень большими ($w_e(Ri) = 7.8 \times 10^{-3}$ и 2.1×10^{-3} м/с соответственно). В слое 1550–1600 дбар (рис. 4) и 480–520 дбар (рис. 5) на профилях температуры, солёности и плотности наблюдаются когерентные возмущения с инверсиями, имеющие подобную форму во всех трех полях. Подобие формы возмущений на профилях T , S и D является признаком акта локального турбулентного опрокидывания – если такое подобие не наблюдается, то можно подозревать, что инверсия потенциальной плотности является артефактом (неаккуратность расчета из-за различной инерционности датчиков температуры и электропроводности). Примечательно, что на T,S -диаграмме эти возмущения имеют форму петель, сильно сплюснутых таким образом, чтобы почти слиться с невозмущенной T,S -кривой. Такие сплюснутые петли могут рассматриваться в качестве индикатора турбулентного опрокидывания, потому что в случае абсолютно точных измерений температуры и солёности петли на T,S -кривой, создаваемые актами турбулентного опрокидывания, должны полно-

стью сливаться с невозмущенной T,S -кривой [4]. Отметим также, что в окрестности слоя с предполагаемым турбулентным опрокидыванием число Ричардсона понижается до значений, удовлетворяющих необходимому условию неустойчивости стратифицированного течения со сдвигом скорости (см. рис. 4 и 5).

В отличие от случаев, представленных на рис. 4 и 5, на ст. 158 (рис. 2), где оценка скорости вовлечения была очень низкой ($w_e(Ri) = 2.3 \times 10^{-6}$ м/с), на вертикальных профилях T , S , D и Ri , равно как и на T,S -диаграмме, нет даже намека на сколь-нибудь заметный акт локального турбулентного опрокидывания в стратифицированном слое на верхней периферии придонного гравитационного течения.

В заключение отметим еще одну особенность станций с очень высоким значением скорости вовлечения $w_e > 1 \times 10^{-3}$ м/с, которая, возможно, существенна: они располагались у более мелкой (западной) границы гравитационного течения вблизи свала глубин (см. расположение станций 49 и 164 на рис. 1 и 3).

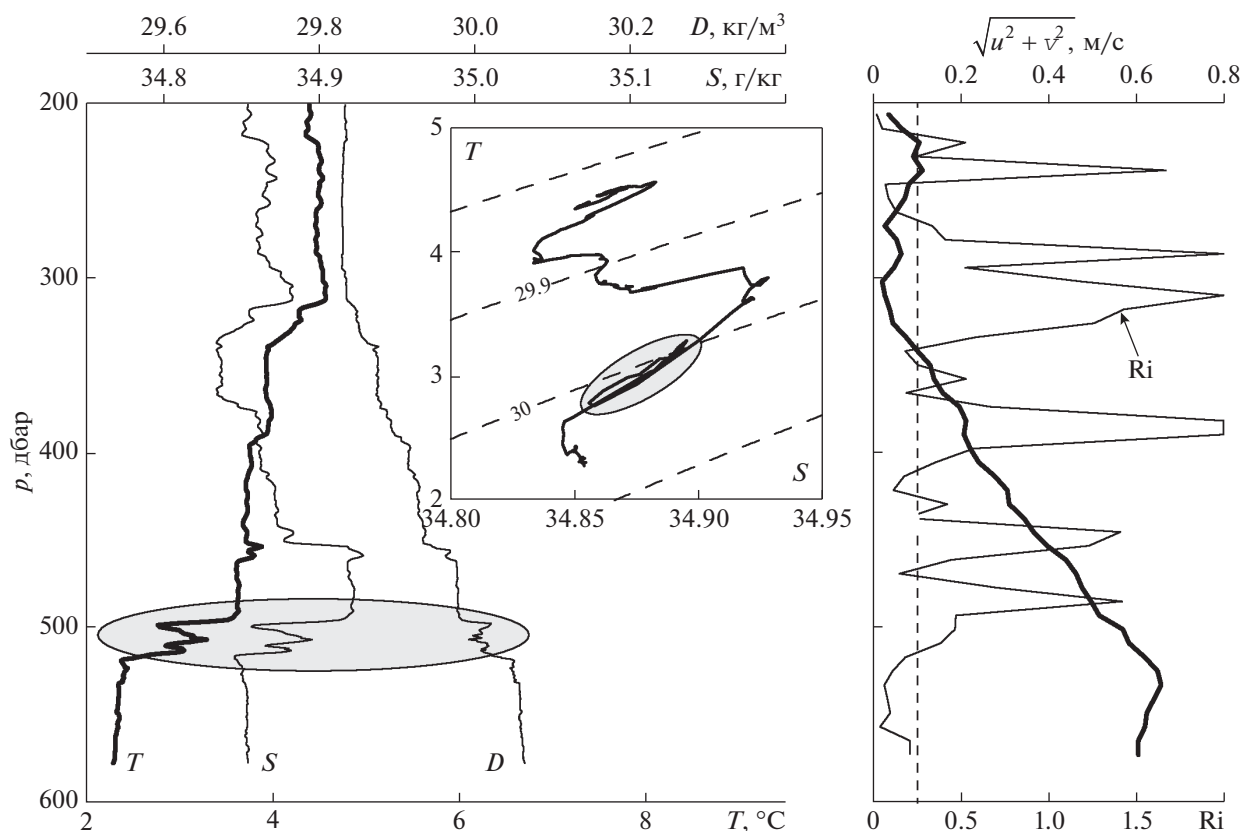


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но на ст. 164 ($w_e = 2.6 \times 10^{-3}$ м/с).

4. ВЫВОДЫ

В статье подробно описан метод получения оценок вовлечения w_e в придонных гравитационных течениях на базе высококачественных STD/LADCP-данных, основанный на результатах работ [2, 5, 8, 14, 16, 20]. Метод заключается в последовательном вычислении вертикальных профилей потенциальной плотности, масштаба турбулентного опрокидывания, частоты плавучести N , скорости диссипации ϵ , градиентного числа Ричардсона Ri и коэффициента вертикальной турбулентной диффузии как функции от ϵ , N и Ri . Окончательно, w_e оценивается через проинтегрированный по толщине слоя гравитационного течения вертикальный поток плавучести. Используя данные обширной гидрологической съемки, вычислены оценки w_e в гравитационном течении Датского пролива. Полученные оценки w_e изменялись в широком диапазоне от 2×10^{-7} до 8×10^{-3} м/с, что является следствием сильной перемежаемости турбулентности в градиентном слое над гравитационным течением. На вертикальных профилях температуры, солёности и потенциальной плотности, соответствующих экстремально большим оценкам w_e , обнаружены явные проявления ло-

кальных турбулентных опрокидываний. Средние значения w_e и $w_e(Ri)$ с точностью до множителя 2 согласуются с полученными ранее косвенными оценками скорости вовлечения в гравитационном течении Датского пролива [10]. Учитывая огромный разброс индивидуальных оценок w_e и $w_e(Ri)$ (более 4-х порядков величины), такое согласие следует признать вполне удовлетворительным.

В заключение отметим, что применение описанного выше метода оценивания скоростей диссипации и вовлечения по STD-данным ограничено случаем сильно турбулентных течений в океане, в которых масштаб Осмидова может достигать значений в 10 м по порядку величины. Примерами таких течений являются придонные гравитационные течения в проливах между различными океанскими бассейнами, такие как придонное гравитационное течение Датского пролива. В целом же в океанском пикноклине типичные значения масштаба Осмидова имеют порядок 0.1–1 м [1], и реальные инверсии потенциальной плотности с таким вертикальным размером, связанные с актами турбулентных опрокидываний, легко спутать с ложными инверсиями, связанными с методическими погрешно-

стями оценивания солености по STD-данным. В любом случае полученные по STD-данным инверсии потенциальной плотности следует подвергать тестированию, например, анализируя их “изображения” в координатах соленость–температура.

Разработка метода расчета скорости вовлечения и его практическая реализация были осуществлены В.М. Журбасом при финансовой поддержке РФФ (проект № 14-50-00095); В.Т. Пака был поддержан РФФИ (проекты № 5-05-01313, № 14-05-00587). Натурные данные были получены в рамках проекта “ТНОР” 7-й Рамочной программы Еврокомиссии (Соглашение № 212643). Оплата аренды НИС “Maria S. Merian” произведена Научным фондом и Министерством образования и исследований Германии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Монин А.С., Ozmidov P.B. Океанская турбулентность. Л.: Гидрометеоиздат, 1981. 320 с.
2. Ozmidov P.B. О турбулентном обмене в устойчиво стратифицированном океане // Изв. АН СССР. Физ. атм. и океана. 1965. Т. 1. № 8. С. 853–860.
3. Пака В.Т., Руделс Б., Квадфайзел Д., Журбас В.М. Измерения турбулентности в зоне сильных придонных течений в Датском проливе // Докл. РАН. 2010. Т. 432. № 1. С. 1–5.
4. Федоров К.Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. 184 с.
5. Arneborg L., Fiekas V., Umlauf L., Burchard H. Gravity Current Dynamics and Entrainment – A Process Study Based on Observations in the Arkona Basin // J. Phys. Oceanogr. 2007. V. 37. № 8. P. 2094–2113.
6. Bruce J.G. Eddies southwest of the Denmark Strait // Deep-Sea Res. Pt. I. 1995. V. 42. № 1. P. 13–29.
7. Dickson R.R., Brown J. The production of North Atlantic Deep Water: Sources, rates, and pathways // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. № C6. P. 12319–12341.
8. Dillon T.M. Vertical overturns: A comparison of Thorpe and Ozmidov length scales // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. № C12. P. 9601–9613.
9. Fer I., Voet G., Seim K.S. et al. Intense mixing of the Faroe Bank Channel overflow // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. L02604. doi: 10.1029/2009GL041924
10. Girton J.B., Sanford T.B. Descent and modification of the overflow plume in Denmark Strait // J. Phys. Oceanogr. 2003. V. 33. № 7. P. 1351–1364.
11. Johnson G.C., Lueck R.G., Sanford T.B. Stress on the Mediterranean outflow plume: Part II. Turbulent dissipation and shear measurements // J. Phys. Oceanogr. 1994. V. 24. № 10. P. 2084–2092.
12. Johnson G.C., Sanford T.B., Baringer M.O. Stress on the Mediterranean Outflow plume: Part I. Velocity and water property measurements // J. Phys. Oceanogr. 1994. V. 24. № 10. P. 2072–2083.
13. Krauss W. A note on overflow eddies // Deep-Sea Res. Pt. I. 1996. V. 43. № 10. P. 1661–1667.
14. Osborn T. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements // J. Phys. Oceanogr. 1980. V. 10. № 1. P. 83–89.
15. Paka V., Zhurbas V., Rudels B. et al. Microstructure measurements and estimates of entrainment in the Denmark Strait overflow plume // 2013. Ocean Sci. V. 9. № 6. P. 1003–1014.
16. Peters H., Bokhorst R. Microstructure observations of turbulent mixing in a partially mixed estuary. Part II: Salt flux and stress // J. Phys. Oceanogr. 2001. V. 31. № 4. P. 1105–1119.
17. Peters H., Johns W.E. Mixing and entrainment in the Red Sea Outflow plume. Part II: Turbulence characteristics // J. Phys. Oceanogr. 2005. V. 35. № 5. P. 584–600.
18. Shih L.H., Koseff J.R., Ivey G.N., Ferziger J.H. Parameterization of turbulent fluxes and scales using homogeneous sheared stably stratified turbulence simulations // J. Fluid Mech. 2005. V. 525. P. 193–214.
19. Spall M.A., Price J.F. Mesoscale variability in the Denmark Strait: the PV outflow hypothesis // J. Phys. Oceanogr. 1998. V. 28. № 8. P. 1598–1623.
20. Thorpe S.A. Turbulence and mixing in a Scottish loch // Philos. Trans. Roy. Soc. London. 1977. V. A286. № 1334. P. 125–181.
21. Umlauf L., Arneborg L. Dynamics of rotating shallow gravity currents passing through a channel. Part I: Observation of transverse structure // J. Phys. Oceanogr. 2009. V. 39. № 10. P. 2385–2401.
22. Voet G., Quadfasel D. Entrainment in the Denmark Strait Overflow plume by meso-scale eddies // Ocean Sci. 2010. V. 6. № 1. P. 301–310.

Estimates of Entrainment in the Denmark Strait Overflow Plume from CTD/LADCP Data

V. M. Zhurbas, V. T. Paka, B. Rudels, D. Quadfasel

CTD/LADCP data of a hydrographic survey in the Denmark Strait overflow plume obtained during the 2009 campaign of R/V Maria S. Merian are used to calculate vertical profiles of the turbulent overturning scale, then estimate the viscous dissipation, and finally arrive at the entrainment rate. The estimates of entrainment rate are found to vary over more than four orders of magnitude (from 2×10^{-7} to 7×10^{-3} m/s). Such a wide range of entrainment rates is caused by intermittency of turbulence. Observational evidences of vigorous turbulent overturning at the interface of the Denmark Strait overflow plume are identified on vertical profiles of temperature, salinity and potential density.