

## Взаимодополняемость различных подходов для оценки интенсивности вертикального турбулентного обмена в естественных стратифицированных бассейнах

© 2016 А.С. Самодуров

*Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия*  
*E-mail: anamol\_samodurov@mail.ru*

Поступила в редакцию 22.08.2016 г.

Проводится сравнение предложенных нами ранее теоретических и полуэмпирических подходов к оценке зависимости вертикального турбулентного обмена от стратификации в естественных стратифицированных бассейнах. Сравниваются: полуэмпирическая модель, основанная на данных вертикальных зондирований, для выявления зависимости искомых параметров обмена от стратификации; теоретическая «спектральная» модель, указывающая на качественные различия параметров обмена в «сильно» и «слабо» стратифицированных слоях основного пикноклина естественных бассейнов; полугоризонтальная (1.5D) модель вертикального обмена для Черного моря, созданная в рамках обратной задачи. Совместный анализ моделей при расчетах зависимости скорости диссипации энергии  $\epsilon$  и коэффициента диффузии  $K$  от частоты плавучести  $N$  показал, что они не противоречат одна другой и способны при необходимости взаимно дополнять друг друга.

**Ключевые слова:** сдвиговая неустойчивость внутренних волн, диссипация энергии, вертикальная турбулентная диффузия, модели вертикального обмена.

**Введение.** Проявления механизмов вертикального обмена в стратифицированных слоях естественных бассейнов играют важную роль в формировании и эволюции наблюдаемых структур в полях температуры, солености, растворенных химических веществ. Имеется немало природных вкладчиков в вертикальный обмен. Среди них, кроме различных видов адвективного переноса, можно назвать плотностную конвекцию, проявления механизмов двойной диффузии, придонное трение, донный геотермальный поток тепла и другие. Вместе с тем анализ накопленной информации показывает, что наиболее значительный вклад в вертикальный турбулентный обмен для стратифицированных слоев в масштабах всего океана вносит сдвиговая неустойчивость инерционно-гравитационных внутренних волн (предельно низкочастотных квазигоризонтальных периодических по глубине течений), сопровождающаяся их локальными разрушениями и формированием турбулентных перемешанных пятен [1]. При исследовании этого механизма обмена создано немало теоретических, полуэмпирических и экспериментальных моделей, которые представлены в литературе. В табл. 1 для примера приведены ссылки на ряд такого рода работ.

При анализе моделей (табл. 1), проанализированных в работах [8, 9], обнаружен недостаток подобного рода подхода, который состоит в том, что в нем предлагаются единые модели для описания всего стратифицированного слоя в естественном бассейне. В то же время усовершенствованная модель обмена [8] и основанный на ней анализ данных натурных измерений [9] пока-

зали, что в естественном стратифицированном слое для описания зависимости турбулентной диффузии от стратификации в целом требуется использование как минимум двух подходов. Условно это должны быть: модель для нижнего, «слабо» стратифицированного слоя, и модель для верхнего, «сильно» стратифицированного слоя в пикноклине. Ниже представлено краткое описание наших моделей вертикальной турбулентной диффузии, в которых естественным образом или с рассмотрением физических особенностей обмена в различных слоях учитываются упомянутые подходы. Проводится также сравнение моделей.

Т а б л и ц а 1

**Связь скорости диссипации турбулентной энергии  $\varepsilon$  с локальной частотой плавучести  $N(z)$  в различных моделях вертикальной турбулентной диффузии**

Группа моделей I		Группа моделей II		
Авторы	$\varepsilon \propto$	Авторы	Тип спектра ВВ	$\varepsilon \propto$
McComas, Muller [2]	$N^2$	Munk [5]	Широкополосный	$N^{3/2}$
Henyeu et al. [3]	$N^2$	Gargett, Holloway [6]	Широкополосный	$N^{3/2}$
Winters, D'Asaro [4]	$N^2$	Gargett [7]	Узкополосный	$N$

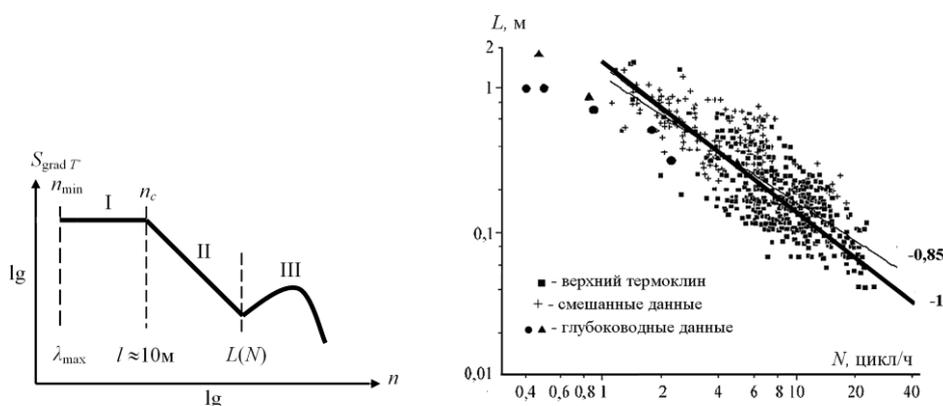
**Полуэмпирическая модель вертикальной турбулентной диффузии в естественных стратифицированных бассейнах.** Полуэмпирическая модель [10, 11] строилась на основе собранных данных вертикальных зондирований температуры в различных районах и на различных горизонтах.

Для построения модели была использована предложенная М. Грэггом схема обобщенного вертикального спектра градиента температуры, которая построена на основе анализа природных спектров температуры, рассчитанных по данным вертикальных зондирований [12]. Температура, вероятнее всего, была выбрана для анализа исходя из того, что ее вертикальное распределение ответственно за устойчивый градиент плотности в тех районах, откуда поступали данные измерений. Упомянутый спектр градиентов (или спектр первых разностей) представлен на рис. 1. Отметим, что такую же структуру в интервалах I и II имеет наша модель вертикального климатического спектра [10]. В соответствии с этой моделью интервал I описывает волновую область без потерь на диссипацию энергии, интервал II – волновую область с потерями энергии именно квазиинерционных внутренних волн (с частотой, близкой к инерционной). Модель не описывает интервал III, поскольку в нем преобладают не волны, а турбулентные пятна, формируемые энергией волн, диссипирующей в интервале II. Устойчивый минимум на спектре градиентов (его вертикальный масштаб обозначен как  $L$ ) соответствует характерному масштабу турбулентных пятен. Для установления зависимости масштаба  $L$  от стратификации (частоты плавучести  $N$ ) нами использовалось более 600 вертикальных спектров температуры, рассчитанных по данным зондирований. Ряд полученных зависимостей  $L(N)$  показан на

рис. 2 [10]. Наибольший интерес представляет здесь массив данных (более 400 зондирований), полученных во время экспедиции в тропической области Индийского океана. Кроме большого количества зондирований его отличает то, что измерения проводились в одном географическом районе в единый промежуток времени и в одной гидрологической обстановке – верхнем, «сильно» стратифицированном слое. Полученный результат представлен соотношением

$$L \cong DN_c^{-1} \text{ м}, \quad (1)$$

где  $[N_c] = \text{цикл/ч}$ ,  $D \cong 1,4 \text{ м (цикл/ч)}$ . Отметим, что показатель степени при частоте плавучести в массиве смешанных данных зондирований (~200 спектров из различных районов и с различных умеренных глубин) уменьшается до  $-0,85$ . Что касается глубоководных данных (рис. 2), создается впечатление, что показатель степени должен измениться здесь до нуля при минимальных значениях  $N$ , хотя их количества недостаточно для статистического анализа. Наиболее статистически достоверной степенной зависимостью для верхнего, «сильно» стратифицированного слоя остается соотношение (1).



**Рис. 1.** Схема вертикального спектра градиентов флуктуаций температуры в основном термоклине, предложенная М. Грэггом [12]

**Рис. 2.** Средний масштаб турбулентного пятна  $L$  в зависимости от локального значения частоты плавучести, проанализированный в [10, 11], по данным из умеренных глубин Атлантического океана, Черного и Средиземного морей (+), из верхнего стратифицированного слоя тропической зоны Индийского океана (■), а также по глубоководным данным (▲, ●)

В качестве следующего шага в работах [10, 11] проведено исследование по установлению связи средней величины вертикального масштаба перемешанного пятна  $L$  для данной стратификации со средним значением скорости диссипации энергии  $\varepsilon$  и коэффициента вертикальной турбулентной диффузии  $K$  в различных слоях естественных бассейнов. Единичный акт обрушения волны и перемешивания связан в стратифицированной среде с затратами энергии на повышение потенциальной энергии и диссипацию. В образовав-

шемся пятне толщины  $L$  и площади  $\Sigma$  скорость изменения потенциальной энергии  $\dot{\Pi}$  при его образовании выглядит следующим образом:

$$\dot{\Pi} = \frac{\rho_0 N^2 L^3 \Sigma}{12 \Delta t},$$

где  $\rho_0$  – средняя по толщине плотность;  $\Delta t$  – характерное время формирования пятна. Затем с использованием главным образом ряда лабораторных результатов искомая связь приобретает вид

$$\varepsilon \cong 8,2 \cdot 10^{-2} L^2 N^3, \quad (2)$$

а коэффициент диффузии равен

$$K \cong \frac{R_f}{1 - R_f} \frac{\varepsilon}{N^2}. \quad (3)$$

С использованием результатов лабораторных экспериментов [13, 14] и некоторых механистических подходов в работе [15] установлено постоянство динамического числа Ричардсона  $R_f$  (отношение скорости возрастания потенциальной энергии в системе к скорости поступления туда энергии, расходуемой на перемешивание) в актах сдвиговой неустойчивости стратифицированного потока и обрушения волновых возмущений. Для использования в расчетах предложено несколько приближенных значений величины  $R_f$  ( $1/3$  – в работе [13] и  $1/4$  – в работе [14]), а также значение  $0,2$  для оценки всего множителя правой части выражения (3) – в работе [16].

Выбирая для  $R_f$  значение  $0,25$  (что было сделано и для вывода соотношения (2)), получим следующее выражение для коэффициента диффузии:

$$K \cong 2,7 \cdot 10^{-2} L^2 N. \quad (4)$$

Используя эмпирический результат (1) в выражениях (3) и (4) и переходя к циклической частоте  $N_c$ , получим распределения  $\varepsilon(N_c)$  и  $K(N_c)$  для верхнего, «сильно» стратифицированного слоя при данном значении коэффициента  $D$ :

$$\varepsilon \cong 8,56 \cdot 10^{-10} \tilde{N}_c \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-3}, \quad \tilde{N}_c = N_c (\text{цикл/ч})^{-1}, \quad (5)$$

$$K \cong 9,36 \cdot 10^{-5} \tilde{N}_c^{-1} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (6)$$

В работе [10] отмечено, что наш полуэмпирический результат (5) (а следовательно, и (6)) хорошо соответствует результату анализа измерений  $\varepsilon(N_c)$  в верхнем термоклине в Саргассовом море вблизи Бермудских о-вов и на континентальном шельфе в районе Британской Колумбии (рис. 3) [6].

Следует отметить, что если бы глубоководные данные, полученные в «слабо» стратифицированных слоях (рис. 2), будучи более многочисленными, давали зависимость  $L(N) = \text{const}$ , то пара искомых в рамках данной проблемы функций с учетом выражений (2), (4) имела бы вид

$$\varepsilon \propto N^3, \quad K \propto N \quad (7)$$

в отличие от данных для верхнего слоя (формулы (5), (6)), где справедливы выражения

$$\varepsilon \propto N, \quad K \propto N^{-1}. \quad (8)$$

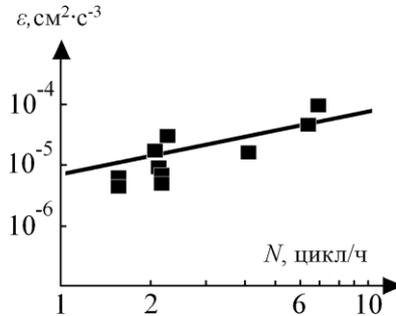


Рис. 3. Осредненные по ансамблю величины скорости диссипации кинетической энергии  $\varepsilon$  в зависимости от  $N$  из работы [6] (квадраты). Прямая линия соответствует выражению (5)

Вероятность результата (7) весьма велика. Например, в нашей недавней работе [17] установлено, что такая ситуация (надежная оценка  $L(N) \cong \text{const}$  для малых  $N$ ) наблюдалась поздней осенью в приповерхностном, «слабо» стратифицированном слое Черного моря. Там же был сделан вывод, что ситуация (7) зависит от особенности стратификации (здесь – «слабая»), а не от локализации слоя по глубине.

**«Спектральная» модель вертикальной турбулентной диффузии в естественных стратифицированных бассейнах.** Данная разработка [8] была основана на созданной нами ранее модели климатического спектра внутренних волн [10], в которой учитываются потери на перемешивание и диссипацию. Ключевые масштабы для вертикального энергетического спектра представлены на рис. 1, описывающем спектр градиентов. Основным элементом анализа служат потери энергии  $\Delta e$  при обрушении квазиинерционных внутренних волн:

$$\Delta e = \int_{n_c}^{\infty} (E^w - E^{wd}) dn = \frac{\pi Q N^2}{k_{\min} n_c}. \quad (9)$$

Здесь модельные вертикальные спектры без потерь и с потерями на диссипацию энергии, а также скорость диссипации энергии соответственно имеют вид [8]:

$$E_n^w = \frac{2\pi Q N^2}{k_{\min}} n^{-2}, \quad n \leq n_c; \quad E_n^{wd} = \frac{2\pi Q N^2}{k_{\min}} n^{-3} n_c, \quad n \geq n_c; \quad \varepsilon = \Delta e / \Delta t.$$

В указанных соотношениях  $Q$  – уровень спектра,  $k$  и  $n$  – горизонтальное и вертикальное волновые числа соответственно. Согласно экспериментальному подходу в [18], время, затрачиваемое на формирование турбулентного пятна, равно  $\Delta t \cong 4/N$ . В этом случае оценка для скорости диссипации энергии рассчитывается как

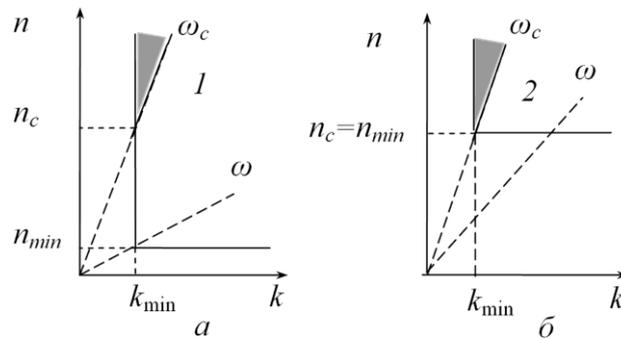
$$\varepsilon \cong \frac{\pi Q}{4k_{\min} n_c} N^3. \quad (10)$$

Поскольку область диссипации энергии составляют инерционно-гравитационные внутренние волны (квазигоризонтальные течения), в модели выводится спектральный аналог числа Ричардсона

$$\text{Ri}_\Sigma \cong \frac{k_{\min}}{\pi Q n_c}. \quad (11)$$

Подчеркнем, что в правую часть (11) явно не входит частота плавучести  $N$ . Рассмотрим ее роль в структуре критического масштаба  $n_c$ , которая обсуждалась в работе [8]. На рис. 4, *a* схематично изображена область существования внутренних волн в координатах  $k, n$  с одним из возможных расположений  $n_c$  на оси  $n$ . Критическая частота, близкая к инерционной частоте  $f$ , при этом (через дисперсионное соотношение) имеет следующий вид:

$$\omega_c^2 \cong f^2 + N^2 \frac{k_{\min}^2}{n_c^2}, \quad \omega_c^2 \ll N^2, \quad k_{\min}^2 \ll n_c^2. \quad (12)$$



**Рис. 4.** Области потери энергии квазиинерционными внутренними волнами (затемненные) по модели [8] для «слабо» стратифицированных (1 на фрагменте *a*) и «сильно» стратифицированных (2 на фрагменте *b*) слоев

Заштрихованные области на рис. 4 соответствуют областям потерь энергии. Вертикальные спектры, рассчитанные по измерениям в основном пикноклине, показывают (рис. 1), что область излома *l* на спектре составляет  $\sim 10$  м [6, 12, 19 и др.]. Это значение на порядок величины меньше максимально до-

пустимого масштаба волн  $\lambda_{\max} = 2\pi/n_{\min}$  в указанном слое в рамках ВКБ-приближения, используемого в модели. Если, как показывают измерения, сдвиговые течения вблизи масштаба  $\lambda_{\max}$  (или волнового числа  $n_{\min}$ ) устойчивы по критерию Ричардсона, неустойчивость для формирования в спектре области с потерями энергии реализуется на меньших масштабах с верхней границей  $2\pi/n_c$  (рис. 4, а), не зависящей от  $N$  (формула (11)), и частотой  $\omega_c$  (формула (12)).

Таким образом, как показал анализ, рассмотренная ситуация описывает структуру нижней части основного пикноклина, а искомые функции, согласно соотношениям (10) и (3), соответствуют следующим зависимостям от  $N$ :

$$\varepsilon \propto N^3, \quad K \propto N. \quad (13)$$

При рассмотрении ситуации в верхней части основного пикноклина прежде всего отметим, что на масштаб  $\lambda_{\max} = 2\pi/n_{\min}$  может накладываться ограничение, связанное с тем, что в рамках используемого подхода вертикальный масштаб волны должен быть намного меньше характерного масштаба изменения частоты плавучести. Тогда для волнового числа  $n_{\min}$  справедлива следующая связь:

$$n_{\min} \gg |\partial N / \partial z| / N_0, \quad (14)$$

где  $N_0$  – некоторое характерное значение частоты плавучести в исследуемом слое.

Отметим, что при исключении варианта чисто линейной аппроксимации распределения  $N(z)$  в рассматриваемом слое абсолютное значение производной  $|\partial N / \partial z|$  будет увеличиваться с уменьшением глубины. Тогда, чтобы выполнить условие (14), величина  $n_{\min}$  должна также увеличиваться с уменьшением глубины. При этом вероятно ситуация, когда эта величина, возрастая, сравнивается с критическим масштабом  $n_c$  (рис. 4 б). При дальнейшем уменьшении глубины этот критический масштаб будет увеличиваться вместе с увеличением масштаба  $n_{\min}$  в соответствии с распределением производной частоты плавучести по глубине. Следует сказать, что указанное изменение масштаба  $n_{\min}$  имеет место и в нижней части основного пикноклина, но, во-первых, происходит это медленно и, во-вторых, критический вертикальный масштаб остается постоянным (~10 м, рис. 1), пока не сравняется на более высоких горизонтах с убывающим масштабом  $2\pi/n_{\min}$ . В итоге, учитывая соотношения (10), (14) и (3), имеем для искомым функций следующие зависимости от стратификации:

$$\varepsilon \propto N^3 |\partial N / \partial z|^{-1}, \quad K \propto N |\partial N / \partial z|^{-1}. \quad (15)$$

При анализе монотонно убывающих по глубине данных измерений частоты плавучести  $N$  удобно использовать для ее аппроксимации степенную функцию  $N \propto z^{-\alpha}$ ,  $\alpha \geq 1$ , которая дает следующую зависимость скорости диссипации энергии  $\varepsilon$  от  $\alpha$ :

$$\varepsilon \propto N^\beta = N^{2-1/\alpha}, \text{ или } \beta = 2 - 1/\alpha. \quad (16)$$

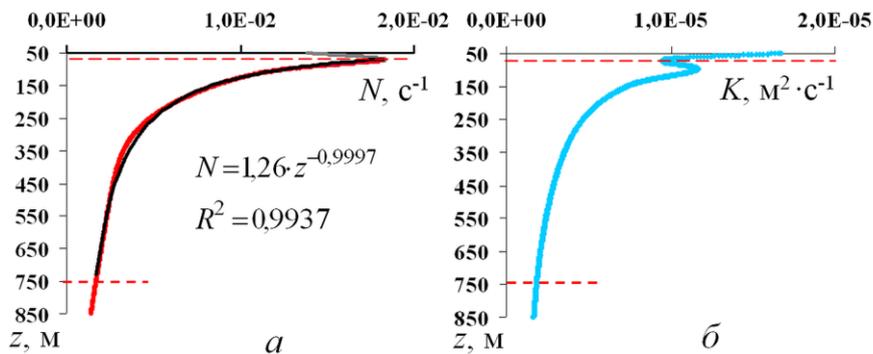
В работе [9], где проводился анализ большого числа данных зондирований и расчетов искомым функций ( $\varepsilon$  и  $N$ ) в различных районах океана, установлено надежное соответствие модельным выражениям (13) в основном пикноклине, а также модельным выражениям для  $\varepsilon$  из (15) в верхнем стратифицированном слое в диапазоне масштабов  $1 \leq \beta < 2$ . Отметим, что зависимость  $K(N)$  в этом слое сводится к выражению

$$K \propto N^{-1/\alpha} = (z^{-\alpha})^{-1/\alpha} = z.$$

Для наиболее часто встречающейся при измерениях в этом слое степенной зависимости  $N \propto z^{-1}$  соотношения (15) принимают вид

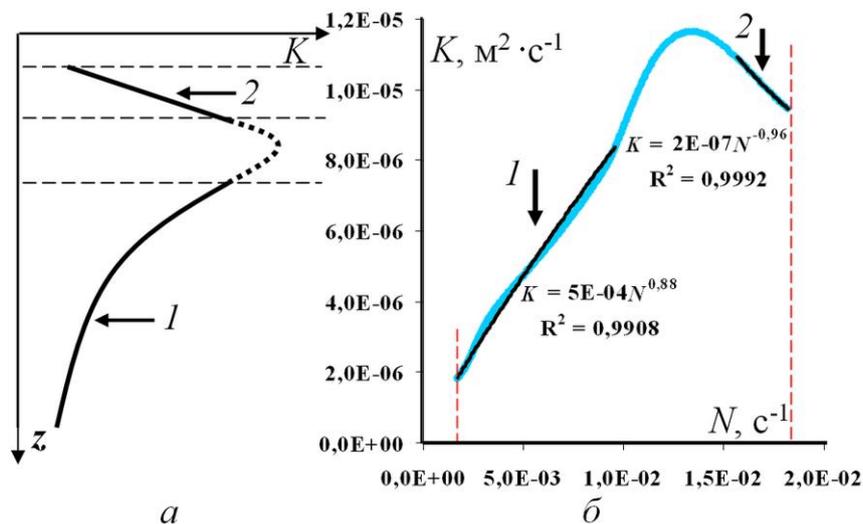
$$\varepsilon \propto N, \quad K \propto N^{-1}. \quad (17)$$

**Полуторамерная (1.5D) модель вертикальной турбулентной диффузии в стратифицированной области Черного моря.** Первая подобная модель вертикального обмена для Черного моря, включающая вертикальную адвекцию и вертикальную турбулентную диффузию, построена нами в работах [20, 21]. В дальнейшем в работе [22], так же как в указанных работах, использовались данные зондирований, собранные за 70 лет. При этом в модели учитывалось изменение площади бассейна с глубиной, а профили температуры и солености были несколько скорректированы. Методика расчета распределения по глубине коэффициента диффузии  $K$  в среднем за весь период измерений изложена в работах [20, 21]. Отметим, что в отличие от работы [22], где на основе модифицированной базы данных решалась задача только для холодного промежуточного слоя, здесь искомые функции рассчитываются до горизонта 750 м.



**Рис. 5.** Среднее за 70 лет распределение по глубине частоты плавучести  $N(z)$  в Черном море (степенная аппроксимация исходной зависимости) – *а*; модельная зависимость  $K(z)$  – *б*. Красными штриховыми линиями отмечена глубина залегания максимума  $N$  и максимальная глубина, до которой распространяется действие модели

На рис. 5 приведены средние за 70 лет распределения по глубине частоты плавучести  $N$  и коэффициента диффузии  $K$ . Прежде всего следует отметить, что степенная аппроксимация для частоты плавучести имеет вид  $N \propto z^{-1}$  для всего диапазона глубин от максимума  $N$  до 750 м (т. е. не только для верхнего, но и для нижнего, «слабо» стратифицированного слоя). Такое же распределение  $N(z)$  отмечалось ранее как характерное и для глубоководных областей океана [23].



**Рис. 6.** Схематичная зависимость коэффициента вертикальной турбулентной диффузии от глубины – *a* и модельная зависимость  $K(N)$  – *б*, соответствующая зависимости  $K(z)$  на рис. 5, *б*. Черные линии – степенные аппроксимации модельного распределения в слоях 1 и 2, которые в свою очередь соответствуют слоям 1 и 2 со сплошными линиями  $K(z)$  на фрагменте *a*

На рис. 6 представлены схема вертикального распределения  $K(z)$  (фрагмент *a*) и основной результат данного раздела – зависимость коэффициента диффузии  $K$  от частоты плавучести (фрагмент *б*). Черные линии соответствуют степенным аппроксимациям распределения  $K(N)$  в нижнем и верхнем исследуемых слоях. Наличие переходной зоны свидетельствует, вероятно, о том, что механизмы обмена в ней, так же как, например, в зоне максимума частоты плавучести, более сложные, чем механизмы в изучаемых слоях. Ниже приводятся результаты сравнения построенных нами моделей, которые, имея в виду единый ключевой механизм диффузии, основаны на различных подходах к проблеме.

**Выводы.** Для удобства сравнения изложенных моделей вертикального обмена приведем табл. 2, содержащую общие результаты. В первом столбце указаны проанализированные модели, в остальных трех столбцах содержатся результаты моделирования для исследуемых слоев. Можно видеть, что эти результаты не противоречат друг другу. Например, во втором столбце наблюдается практически одинаковая качественная (без множителей) зави-

симось  $K(N)$  для второй и третьей моделей. Что касается полуэмпирической модели, то для нее не хватило достаточного количества данных измерений в низкочастотном диапазоне  $N$  для статистического анализа (в первом разделе и в конце данного абзаца приведены аргументы для согласования всех зависимостей  $K(N)$ ). В третьем столбце имеет место полное соответствие зависимостей с учетом общей средней зависимости  $N \propto z^{-1}$ . Четвертый столбец приведен с целью показать, что при анализе данных измерений в приповерхностном, «слабо» стратифицированном слое установлена зависимость  $K \propto N$ , что соответствует гидрофизической аналогии с нижним слоем [17].

Т а б л и ц а 2

**Зависимость коэффициента вертикальной турбулентной диффузии  $K$  от частоты плавучести  $N$  в построенных нами моделях вертикального обмена (для ситуации, когда  $N \propto z^{-1}$  в верхнем слое)**

Модель	Нижний слой, «слабая» стратификация	Верхний слой, «сильная» стратификация	Верхний слой, «слабая» стратификация
Полуэмпирическая	Вероятно, $K \propto N$	$K \propto N^{-1}$	$K \propto N$
«Спектральная»	$K \propto N$	$K \propto N^{-1}$ , $N \propto z^{-1}$	–
1.5D-модель, ЧМ	$K \propto N^{0.88} \cong N$	$K \propto N^{-0.96} \cong N^{-1}$	–

П р и м е ч а н и е: ЧМ – Черное море.

В заключение отметим, что наибольшая в рассмотренных моделях физическая полнота содержится в «спектральной» модели [8], включающей многообразие учитываемых в ней возможных распределений  $N(z)$  в верхнем слое. Вместе с тем здесь имеются определенные трудности с установлением множителей в зависимостях  $\varepsilon(N)$ ,  $K(N)$ . Последняя проблема решается в рамках подхода [10] при возможности проведения надлежащих измерений в нужном районе (например, с использованием соотношений (5), (6)). Следует также отметить хорошее согласование «спектральной» и полуэмпирической моделей с полуторамерной (1.5D) моделью для Черного моря, которое предстоит использовать в дальнейшем.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № 0827-2014-0010 «Комплексные междисциплинарные исследования океанологических процессов, определяющих функционирование и эволюцию экосистем Черного и Азовского морей на основе современных методов контроля состояния морской среды и гридтехнологий», а также частично при поддержке РФФИ, грант №15-05-00984.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wunsch C., Ferrari R. Vertical mixing, energy, and the general circulation of the ocean // *Ann. Rev. Fluid Mech.* – 2004. – 36. – P. 281 – 314.
2. McComas C.H., Muller P. The dynamic balance of internal waves // *J. Phys. Oceanogr.* – 1981. – 11. – P. 970 – 986.
3. Henyey F.S., Wright J., Flatte S.M. Energy and action flow through the internal wave field: An eikonal approach // *J. Geoph. Res.* – 1986. – 91. – P. 8487 – 8495.
4. Winters K.B., D'Asaro E.A. Direct simulation of internal wave energy transfer // *J. Phys. Oceanogr.* – 1998. – 27. – P. 1937 – 1945.
5. Munk W. Internal waves and small-scale processes // *Evolution of Physical Oceanography*. – The MIT Press, 1981. – P. 264 – 291.
6. Gargett A.E., Holloway G. Dissipation and diffusion by internal wave breaking // *J. Mar. Res.* – 1984. – 42, № 1. – P. 15 – 27.
7. Gargett A.E. Vertical eddy diffusivity in the ocean interior // *Ibid.* – P. 359 – 393.
8. Самодуров А.С., Глобина Л.В. Диссипация энергии и вертикальный обмен в стратифицированных бассейнах за счет сдвиговой неустойчивости в поле квазиинерционных внутренних волн // *Морской гидрофизический журнал*. – 2011. – № 6. – С. 16 – 27.
9. Самодуров А.С., Глобина Л.В. Зависимость скорости диссипации турбулентной энергии и вертикального обмена от стратификации по обобщенным экспериментальным данным (сравнение с существующими моделями) // Там же. – 2012. – № 6. – С. 17 – 34.
10. Самодуров А.С., Любичкий А.А., Пантелеев Н.А. Вклад опрокидывающихся внутренних волн в структурообразование, диссипацию энергии и вертикальную диффузию в океане // Там же. – 1994. – № 3. – С. 14 – 27.
11. Samodurov A.S., Ivanov L.I. Mixing and energy dissipation rate in Mediterranean seas: an intercomparison of existing models // *Oceanography of the eastern Mediterranean and Black Sea, Similarities and differences in two interconnected basins*. – Ankara: Tübitak Publishers, 2003. – P. 369 – 375.
12. Gregg M.C. Variations in the intensity of small-scale mixing in the main thermocline // *J. Phys. Oceanogr.* – 1977. – 7, № 3. – P. 436 – 454.
13. Thorpe S.A. Experiments of instability and turbulence in a stratified shear flow // *J. Fluid Mech.* – 1973. – 6. – P. 731 – 751.
14. McEwen A.D. The kinematics of stratified mixing through internal wave breaking // *Ibid.* – 1983. – 128. – P. 47 – 57.
15. McEwen A.D. Internal mixing in stratified fluids // *Ibid.* – P. 59 – 80.
16. Osborn T.R. Estimations of local rate of vertical diffusion from dissipation measurements // *J. Phys. Oceanogr.* – 1980. – 10, № 1. – P. 83 – 89.
17. Самодуров А.С., Чухарев А.М., Кульша О.Е. Режимы вертикального турбулентного обмена в верхнем стратифицированном слое Черного моря в районе Гераклеяского полуострова // *Процессы в геосредах*. – 2015. – № 3. – С. 63 – 69.
18. Fernando H.J.S. Oceanographic implications of laboratory experiments on diffusive interfaces // *J. Phys. Oceanogr.* – 1989. – 19. – P. 1707 – 1715.
19. Gregg M.C. Scaling turbulent dissipation in the thermocline // *J. Geophys. Res.* – 1989. – 94, № C7. – P. 9686 – 9698.
20. Ivanov L.I., Samodurov A.S. The role of lateral fluxes in ventilation of the Black Sea // *J. Mar. Syst.* – 2001. – 31/1 – 3. – P. 159 – 174.
21. Самодуров А.С., Иванов Л.И. Балансовая модель для расчета средних вертикальных потоков жидкости, тепла, соли и растворенных химических веществ в термохаликлине Черного моря // *Морской гидрофизический журнал*. – 2002. – № 1. – С. 7 – 24.

22. Самодуров А.С., Иванов В.А., Белокопытов В.Н., Кульшиа О.Е. Модель среднегодового вертикального обмена в холодном промежуточном слое Черного моря // Процессы в геосредах. – 2016. – № 2(6). – С. 141 – 147.
23. Монин А.С., Нейман В.Г., Филюшкин Б.Н. О стратификации плотности в океане // ДАН СССР. – 1970. – 191, № 6. – С. 1277 – 1279.

## **Complimentarity of different approaches for assessing vertical turbulent exchange intensity in natural stratified basins**

**A.S. Samodurov**

*Marine Hydrophysical Institute, Russian Academy of Sciences, Sevastopol, Russia  
e-mail: anamol\_samodurov@mail.ru*

Compared are the proposed earlier theoretical and semi-empirical approaches to assessing dependence of vertical turbulent exchange on stratification in the natural basins, namely the semi-empirical model based on vertical probing data for revealing dependence of the required parameters on the stratification; the theoretical "spectral" model indicating qualitative differences in the exchange parameters in the strongly and weakly stratified layers of the main pycnocline in natural basins; and the one-and-a half-dimension (1.5D) model of the Black Sea vertical exchange developed within the framework of the inverse problem. The models, being analyzed in course of calculating dependence of the energy dissipation rate  $\varepsilon$  and the diffusion coefficient  $K$  upon the buoyancy frequency, show that they do not contradict each other and, if necessary, can complement each other.

**Keywords:** internal wave shear instability, energy dissipation, vertical turbulent diffusion, vertical exchange models.