

т. е. динамика подповерхностного слоя в этой области частот определяется процессами, происходящими на его границе. Более высокочастотный участок спектра, который соответствует области флуктуаций скорости, некогерентных с возвышением водной поверхности, имеет закономерность спада, близкую к закону локально-изотропной турбулентности. Нижняя частотная граница этого участка по мере заглубления смещается в сторону низких частот.

— Средний сдвиг фаз горизонтальной составляющей по отношению к вертикальной отличается от теоретического значения $\pi/2$ на некоторый угол $\Delta\varphi$, в связи с чем появляются отличные от нуля напряжения Рейнольдса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. М., 1969, 267.
2. Shonting D. H. Observations of Reynolds Stress in Wind Waves.— Pure and Appl. Geophys. 1970, 81, N 4, 202—210.
3. Ефимов В. В., Христофоров Г. Н. Некоторые особенности поля скорости в слое ветрового волнения.— Изв. АН СССР, физика атмосферы и океана. 1969, 5, № 10, 1036—1048.
4. Ефимов В. В., Христофоров Г. Н. Спектры и характеристики статистической взаимосвязи пульсаций скорости в верхнем слое моря и поверхностного волнения.— Изв. АН СССР, физика атмосферы и океана, 1971, 7, № 12, 1290—1310.
5. Кононкова Г. Е., Поборчая Л. В., Показеев К. В. Исследование поля скорости поверхностных волн.— Метеорология и гидрология, 1973, № 3, 85—87.
6. Букланов В. В., Пивоваров А. А. Экспериментальные исследования взаимодействия волнового движения и температурных колебаний в поверхностном слое водохранилищ. Депонир. в ВИНТИ № 270—78, 1978.
7. Христофоров Г. Н. К вопросу о построении физических моделей верхнего пограничного слоя океана.— В сб. Морские гидрофиз. исследования. Севастополь, 1970, № 3, 92—112.

Поступила в редакцию
12.05.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 2

УДК 551.46

КАББАР НАЖАД АЛИ (ЛИВАН), А. А. ПИВОВАРОВ

О ВЛИЯНИИ ДВИЖЕНИЯ ГРАНИЦЫ КВАЗИОДНОРОДНОГО СЛОЯ В ОКЕАНЕ НА ТЕМПЕРАТУРУ ВОДЫ В СЕЗОННОМ ТЕРМОКЛИНЕ

Важнейшей особенностью температурной структуры деятельного слоя океана является наличие квазиоднородного по температуре поверхностного слоя, отделенного от нижележащих вод слоем с резким возрастанием температурного градиента (сезонным термоклином). Под воздействием энергообмена с атмосферой толщина квазиоднородного слоя изменяется в течение года от нескольких десятков метров в периоды нагрева до сотен метров при осенне-зимнем охлаждении, захватывая весь деятельный слой до главного термоклина. Такая структура при теоретическом описании часто схематизируется двухслойными моделями с целью расчета изменений температуры и толщины квазиод-

нородного слоя в различных масштабах времени. Основная трудность при этом состоит в определении потока тепла на нижней границе квазиоднородного слоя, для чего приходится использовать различные гипотезы относительно температурного распределения в сезонном термоклине.

Для одновременного расчета температуры и толщины квазиоднородного слоя Краус и Тернер [1] использовали гипотезу вовлечения ранее не турбулизированных слоев сезонного термоклина в квазиоднородный слой при увеличении его толщины и систему уравнений баланса тепла и энергии турбулентности. Температурная структура сезонного термоклина при этом считается неизменной для тех слоев, которые не вовлекаются в квазиоднородный слой. Расчеты, выполненные Ю. Д. Реснянским [2, 3] на основе такой модели, дают качественно правильное описание изменений толщины и температуры квазиоднородного слоя под воздействием внешних факторов — потока тепла через поверхность море — атмосфера. Однако такая модель имеет свои ограничения, поскольку турбулентный обмен в сезонном термоклине не исчезает полностью, хотя его механизм может быть и отличен от механизма обмена в квазиоднородном слое.

В работе В. И. Калацкого [4] в качестве дополнительного условия замыкания системы уравнений используется предположение о равенстве нулю продукции турбулентной энергии на нижней границе квазиоднородного слоя и также об отсутствии турбулентности в сезонном термоклине. В работах С. А. Китайгородского и Ю. З. Миропольского [5] при заданной температуре квазиоднородного слоя для расчета его толщины используется гипотеза об автомодельности температуры в сезонном термоклине, основанная на обработке инструментальных измерений в океане в сезонном масштабе времени. Имеется также и ряд других работ [6, 7] с различными гипотезами параметризации температурной структуры сезонного термоклина. Однако в исследованиях с применением двухслойных моделей непосредственно не оценивалось влияние движения нижней границы квазиоднородного слоя на распределение температуры в сезонном термоклине и на изменение потока тепла на этой границе. Такая оценка и является основной задачей настоящей работы.

Рассмотрим распространение тепла в сезонном термоклине на основе уравнения турбулентного переноса с постоянным по глубине и во времени коэффициентом турбулентного обмена k . Движение границы квазиоднородного слоя и температуру воды на ней будем считать известными функциями времени. При таких предположениях уравнение для распределения температуры по глубине и хода ее во времени имеет вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = k \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}, \quad h(\tau) \leq z < \infty. \quad (1)$$

Ход температуры на верхней границе сезонного термоклина $h(\tau)$ принимается линейным:

$$t = T_0 - T_1 \tau \quad \text{при} \quad z = h_0 \tau. \quad (2)$$

На бесконечности температура ограничена и начальное распределение задано:

$$t = f(z) \quad \text{при} \quad \tau = 0. \quad (3)$$

Такая аппроксимация движения верхней границы сезонного термоклина и температуры на ней в каждом временном интервале оправдана

тем, что из фактических измерений обычно бывают известны лишь дискретные значения этих величин в отдельные моменты времени и в то же время она не ограничивает существенно общности постановки задачи.

Введем новую переменную z_1 и функцию $v(z_1, \tau)$:

$$z_1 = z - h_0 \tau; v(z_1, \tau) = t(z, \tau) e^{\alpha z + \beta \tau}. \quad (4)$$

Если положить

$$\alpha = h_0/2k, \beta = h_0^2/4k, \quad (4a)$$

то для определения $v(z_1, \tau)$ будем иметь то же уравнение (1) с условием на неподвижной границе

$$v(0, \tau) = (T_0 - T_1 \tau) e^{\beta \tau} \text{ при } z_1 = 0, \quad (5)$$

условием ограниченности на бесконечности и начальным распределением

$$v(z_1, 0) = f(z_1) e^{\alpha z_1} \text{ при } \tau = 0. \quad (6)$$

Используя известное решение такой задачи для вспомогательной функции $v(z_1, \tau)$ и переходя в нем к старой переменной z и искомой температуре $t(z, \tau)$, получим

$$t(z, \tau) = t_1(z, \tau) + t_2(z, \tau), \quad (7)$$

где обозначено:

$$t_1(z, \tau) = (2\sqrt{\pi k \tau})^{-1} e^{-\alpha(z-h_0\tau) - \beta \tau} \int_0^{\infty} \left[e^{\frac{-(z-h_0\tau-\xi)^2}{4k\tau}} - e^{\frac{-(z-h_0\tau+\xi)^2}{4k\tau}} \right] e^{\alpha \xi} f(\xi) d\xi, \quad (8)$$

$$t_2(z, \tau) = (2/\sqrt{\pi}) e^{-\alpha(z-h_0\tau)} \int_{(z-h_0\tau)/2\sqrt{k\tau}}^{\infty} [T_0 - T_1 \tau + T_1(z - h_0 \tau^2)/4kx^2] e^{-x^2 - \beta \frac{(z-h_0\tau)^2}{4kx^2}} dx. \quad (9)$$

Функция $t_1(z, \tau)$ описывает затухание влияния начального распределения при нулевой температуре на движущейся границе. Если $f(\xi)$ аппроксимируется экспоненциально убывающей функцией, т. е. $f(\xi) = T_0 e^{-c_1 \xi}$, то интеграл в (8) вычисляется и может быть записан в виде

$$t_1(z, \tau) = (T_0/2) e^{\frac{-z^2}{4k\tau}} \{ [1 + \Phi(a(z, \tau))] e^{a^2(z, \tau)} - [1 - \Phi(b(z, \tau))] e^{b^2(z, \tau)} \}, \quad (10)$$

где $\Phi(x)$ — интеграл ошибок, а

$$a(z, \tau) = (z/2\sqrt{k\tau}) - c_1 \sqrt{k\tau}, b(z, \tau) = (z - 2h_0 \tau)/(2\sqrt{k\tau}) + c_1 \sqrt{k\tau}.$$

Это выражение показывает, что в частном случае экспоненциального начального распределения температуры влияние движения границы проявляется лишь в изменении величины $b(z, \tau)$. При этом видно, что для всех глубин, много больших удвоенной глубины погружения границы, эффектом ее движения можно пренебречь. Для меньших глу-

бин температурная структура, обусловленная влиянием начального распределения, будет существенно различной при неподвижной и движущейся границе.

Функция $t_2(z, \tau)$ в (7) отражает влияние изменения температуры на подвижной границе на структуру сезонного термоклина при нулевом начальном распределении. Оценить это влияние аналитически оказывается невозможным даже при простейшей аппроксимации. Поэтому в дальнейшем мы дадим численные оценки.

Используя полученное решение, найдем выражение для потока тепла на подвижной границе, т. е.

$$-c\rho k \frac{\partial t}{\partial z} \Big|_{z=h_0\tau} = [Q_1(z, \tau) + Q_2(z, \tau)]_{z=h_0\tau}, \quad (11)$$

где

$$Q_1 = (c\rho/2\sqrt{\pi k\tau^3}) e^{-\beta\tau} \int_0^{\infty} \xi f(\xi) e^{\alpha\xi - \frac{\xi^2}{4k\tau}} d\xi, \quad (12)$$

$$Q_2 = -c\rho k\alpha (T_0 - T_1\tau) \left[1 + \Phi\left(\frac{h_1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{k}}\right) \right] + \\ + c\rho k \frac{T_1}{k_1} \Phi\left(\frac{h_1}{2} \sqrt{\frac{\tau}{k}}\right) - \frac{c\rho k}{\sqrt{\pi k\tau}} (T_0 - T_1\tau) e^{-\beta\tau}, \quad (13)$$

c и ρ — теплоемкость и плотность воды.

Для общей оценки влияния подвижности верхней границы на распределение температуры в сезонном термоклине и потоков тепла на этой границе были проведены численные расчеты с использованием данных на станции «Р» в Тихом океане с августа по январь 1965 г. Линейная аппроксимация $t(0, \tau)$ и $h(\tau)$ проводилась с интервалом времени в 1 месяц. Начальное распределение для августа принято экспоненциальным со значениями: $T_0 = 10,90^\circ\text{C}$ и $c_1 = 5,23 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$. Остальные исходные данные в соответствии с результатами измерений имели следующие значения:

Дата	VIII	IX	X	XI	XII	I
h_1 (м/сут)	0,13	0,33	0,77	0,47	0,77	0,90
T_1 ($^\circ\text{C}$ /сут)	-0,046	-0,031	0,068	0,080	0,059	0,029

Расчеты проводились на БЭСМ-4. Вычисленный профиль температуры в конце расчетного месяца принимался в качестве начального распределения для последующего временного интервала.

Результаты расчетов для двух различных значений коэффициента турбулентного обмена теплом представлены на рис. 1. Сравнение сплошных и пунктирных кривых рисунка наглядно иллюстрирует влияние подвижности границы раздела на температурную структуру сезонного термоклина. При коэффициенте турбулентного обмена примерно на два порядка выше молекулярного (кривые рис. 1,а) это влияние распространяется сравнительно неглубоко, захватывая слои толщиной до десятка метров. Однако расхождения в абсолютных значениях температуры в слоях при неподвижной и движущейся границе оказываются весьма существенными. С увеличением толщины квазиоднородного слоя и скорости опускания его нижней границы увеличивается и толщина слоя, подверженного влиянию движения границы, но умень-

шаются различия в абсолютных значениях температуры в этом слое. Аналогичный, но более ярко выраженный эффект получается и при увеличении интенсивности турбулентного обмена (рис. 1,б). Так, при увеличении k в 50 раз толщина слоя, подверженного влиянию подвижности границы, при тех же внешних условиях и скорости ее опускания возрастает до нескольких десятков метров, а температурные различия в слое сглаживаются.

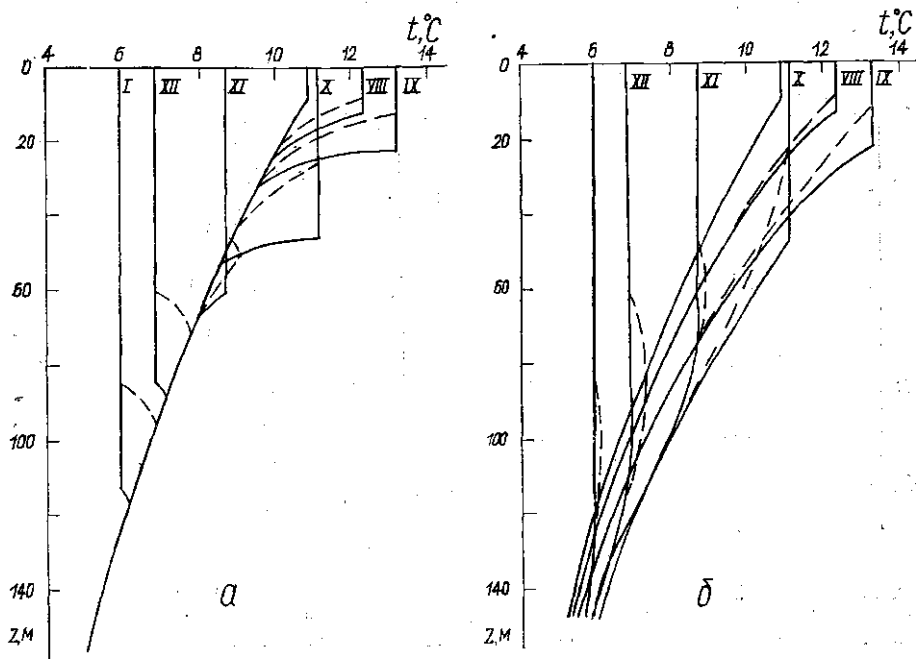


Рис. 1. Вычисленные профили температуры воды в деятельном слое для различных моментов времени при подвижной (—) и неподвижной (---) границах сезонного термоклина. $k=0,1$ (а) и $5 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ (б)

Такой характер изменения температурной структуры сезонного термоклина при движении его верхней границы позволяет заключить, что использование гипотезы «замороженности» его структуры возможно лишь при малой интенсивности турбулентного обмена. Однако выбор абсолютного значения температуры в возмущенном слое для расчетов потоков тепла на движущейся границе оказывается неоднозначным. При интенсивном турбулентном обмене в сезонном термоклине эта гипотеза становится неприемлемой.

На рис. 2,а представлены результаты расчетов потоков тепла на подвижной границе по формулам (11)—(13), а также по формуле Тернера—Крауса

$$Q_k = c\rho(T_0 - T_2) \frac{dh}{dt}, \quad (14)$$

где T_2 — температура воды в возмущенном слое.

Из рисунка видно, что качественный ход потоков тепла на неподвижной и подвижной границах является одинаковым. Однако абсолют-

ные значения их с учетом подвижности границы в период нагрева и в начале охлаждения оказываются значительно выше. Максимум потока тепла на подвижной границе наблюдается позднее, чем на неподвижной. В период интенсивного заглубления границы различия в потоках практически исчезают. При увеличении интенсивности турбулентного обмена в сезонном термоклине (рис. 2, б) возрастает амплитуда колебаний потока тепла и величина его на подвижной границе по абсолютной величине всюду больше, чем на неподвижной. Максимум потока наступает быстрее в обоих случаях, чем при меньшем турбулентном обмене.

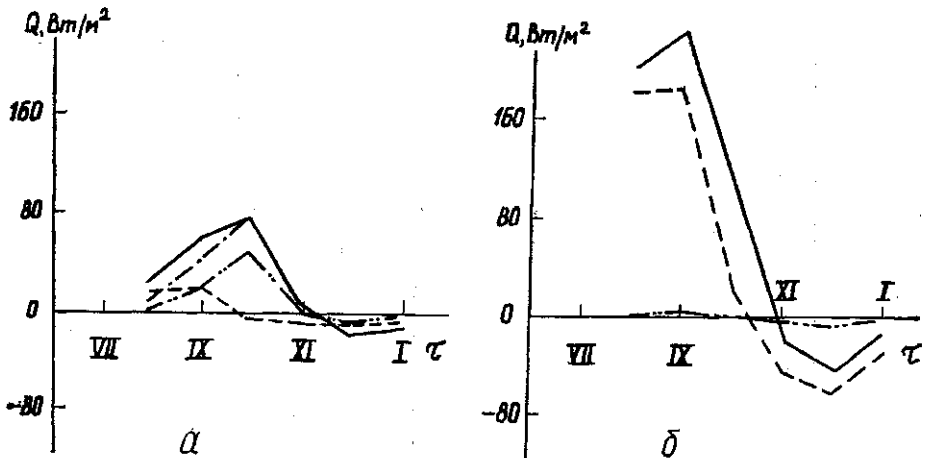


Рис. 2. Временной ход потоков тепла на подвижной (—) и неподвижной (---) границах сезонного термоклина. Расчет по формуле (14); при T_2 на глубине 1 м (— · — · —) и 3 м (--- · --- · ---) под движущейся границей. $k=0,1$ (а) и $5 \text{ cm}^2 \text{ c}^{-1}$ (б)

Сравнение с результатами расчетов потока тепла по формуле (14) показывает, что лучшее согласование получается при выборе температуры T_2 на некоторой глубине, где температурные возмущения, обусловленные движением границы, становятся малыми. Для периода интенсивного охлаждения выбор этой глубины оказывается несущественным. При интенсивном турбулентном обмене расчеты по формуле (14) почти всюду дают нулевые значения потока тепла, не согласующиеся с расчетами по формулам (11)—(13). Такой результат можно объяснить быстрым уменьшением входящей в (14) разности температур в периоды интенсивного роста толщины квазигомогенного слоя и турбулентного обмена в сезонном термоклине.

На основе проведенных расчетов профилей температуры в сезонном термоклине можно проверить гипотезу об их автомодельности, введя безразмерную температуру воды θ и безразмерную координату η :

$$\theta = \frac{T_0 - t(z, \tau)}{T_0 - T_n}, \quad \eta = \frac{z - h(\tau)}{H - h(\tau)}, \quad (15)$$

где T_n — температура на нижней границе сезонного термоклина. Результаты такого расчета представлены на рис. 3, из которого видно,

что гипотеза автомодельности лучше выполняется при слабом турбулентном обмене и в начале периода охлаждения. В этих случаях безразмерные профили для различных моментов времени группируются около некоторой безразмерной кривой. Для зимних месяцев безразмерные профили систематически отклоняются от этой кривой и тем больше, чем больше интенсивность турбулентного обмена в сезонном термоклине.

Таким образом, анализ расчетов температурной структуры сезонного термоклина и потоков тепла на его подвижной границе показывает, что принимаемые в настоящее время гипотезы для одновременного определения толщины и температуры квазиоднородного слоя качественно согласуются, а количественно ближе соответствуют действительности при малой интенсивности турбулентного обмена в сезонном термоклине.

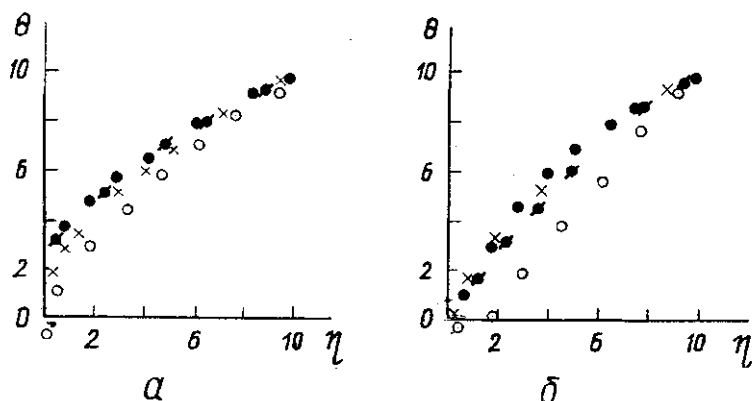


Рис. 3. Безразмерные профили температуры в сезонном термоклине в различные моменты времени и при различной интенсивности турбулентного обмена: $k=0,1$ (а) и $5 \text{ cm}^2 \text{ c}^{-1}$ (б), \times — VIII, \bullet — IX, \blacksquare — X, \circ — XI. Масштабы по осям увеличены в 10 раз

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kraus E. B., Turner J. S. A one-dimensional model of the seasonal thermocline. II. The general theory and its consequences.—*Tellus*, 1967, 19, N 1, p. 96—108.
2. Реснянский Ю. Д. О расчете характеристик пограничных слоев океана и атмосферы с учетом их взаимодействия.—*Метеорология и гидрология*, 1974, № 10, 58—66.
3. Реснянский Ю. Д. К вопросу о расчете сезонных изменений толщины и температуры верхнего квазиоднородного слоя океана.—*Тр. Гидрометцентра СССР*, 1976, вып. 182, 27—36.
4. Калацкий В. И. Двухслойная модель расчета толщины изотермического слоя в океане.—*Метеорология и гидрология*, 1973, № 11, 60—68.
5. Китайгородский С. А., Миропольский Ю. З. К теории деятельного слоя открытого океана.—*Изв. АН СССР, сер. ФАО*, 1970, 6, № 2, 178—188.
6. Русин И. Н. К вопросу о расчете толщины квазиоднородного слоя океана.—*Метеорология и гидрология*, 1973, № 6, 62—69.
7. Русин И. Н. К расчету температуры квазиоднородного слоя океана. — *Тр. Глав. геофиз. обсерватории*, 1972, вып. 272, 59—69.

Поступила в редакцию
30.05.78