

УДК 551.511.6 : 551.465.73

Е. П. Анисимова
А. А. Пивоваров
А. А. Сперанская
В. П. Суханов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОТНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ ТОНКОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ВОДА — ВОЗДУХ

Представлены материалы экспериментального исследования механизма теплообмена в тонком пограничном слое вода — воздух в отсутствие адвективного переноса. Приводятся данные о величинах коэффициента турбулентного обмена теплом в тонком приводном слое воздуха и приповерхностном слое воды, оценивается отношение коэффициентов турбулентной теплопроводности и турбулентной диффузии влаги и вычисляется число Боузна.

Одним из важнейших видов взаимодействия между водоемами и атмосферой является теплообмен между водной поверхностью и прилегающими к ней слоями воздуха. Интенсивность такого теплообмена определяется процессами, происходящими в очень тонких пограничных слоях, расположенных по обе стороны от границы раздела вода — воздух. Исследование структуры этих приповерхностных слоев в натуральных условиях встречает значительные трудности. В связи с этим для изучения механизма теплообмена в тонком пограничном слое вода — воздух в отсутствие адвективного переноса был поставлен лабораторный эксперимент.

Установка представляла толстостенный теплоизолированный стеклянный сосуд цилиндрической формы диаметром 28 см и высотой 35 см [1]. В сосуд помещалась рамка из тонкого оргстекла, на которой укреплялись датчики температуры. Сосуд заполнялся водой комнатной температуры. Сверху устанавливался массивный нагреватель с герметично вмонтированной электроспиралью так, чтобы его нижняя поверхность касалась воды. Поле температуры в воде и в тонком приводном слое воздуха исследовалось при помощи медно-константановых термопар с диаметром рабочих спаев 0,26 мм. Температура отсчитывалась относительно температуры на дне сосуда, где находились холодные спаи термопар и контрольный термометр сопротивления. В качестве измерителя использовался потенциометр ПП-63, что позволило определять температуру с точностью $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Применение в качестве регистратора шлейфового осциллографа Н-115 позволило записать в воздухе пульсации температуры в диапазоне частот 0—1 Гц.

Профили температуры вблизи границы вода — воздух измерялись при помощи 21 датчика. Последние были укреплены на общем стержне и отстояли друг от друга на 2 мм. Датчики замыкались на регистратор с помощью коммутатора. Стержень с датчиками мог быть либо полностью погружен в воду, либо выдвинут из нее и установлен вертикально или под углом 45° к поверхности воды. Стойка с укрепленными на ней термопарами могла перемещаться по диаметру сосуда. В процессе эксперимента были проведены предварительные опыты по изучению поля температуры во всех частях сосуда, которые показали, что поток

тепла, распространяющийся вниз, быстро выравнивается по горизонтали, оставаясь неравномерным лишь около стенок. Изолинии температуры в воде параллельны друг другу, что свидетельствует о распространении тепла только в вертикальном направлении. Все описываемые в дальнейшем измерения проводились в средней части сосуда и начались после снятия нагревателя, по достижении поверхностью воды температуры 45°C .

Измерения профилей температуры в воде и в воздухе проводились методом последовательного опроса датчиков. Время измерения одного профиля составляло 4 мин. Для последующего анализа полученные профили температуры приводились к одному моменту времени. Графики зависимости температуры от времени позволили определить скорость охлаждения воздуха и воды $\frac{\partial T}{\partial t}$ для каждого горизонта. По профилям температуры, приведенным к одному моменту времени,

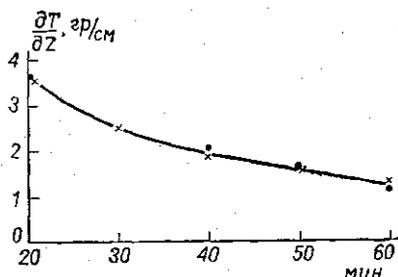


Рис. 1. Сравнение вычисленных и инструментально измеренных значений градиентов температуры в воздухе: — вычисленные значения; \times — измеренные значения

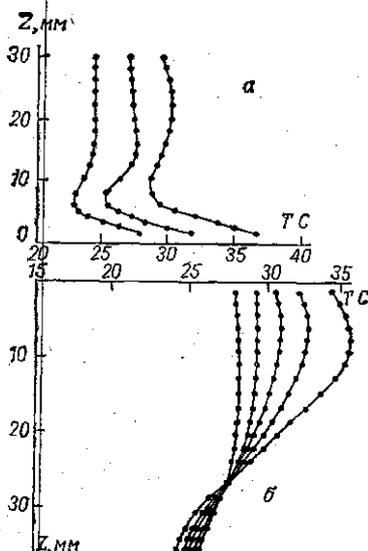


Рис. 2. Серии измеренных профилей температуры: а — в воздухе, б — в воде. Время (слева — направо): а — 50, 20, 5; б — 30, 25, 15 10

были вычислены вертикальные градиенты температуры $\frac{\partial T}{\partial z}$. Вертикальный градиент температуры определялся также инструментально с помощью дифференциальной батареи, состоявшей из 6 медно-константановых термопар [2]. База датчика во время измерений была равна 2 мм. Сравнение значений измеренных градиентов, осредненных за 3 мин, с вычисленными по профилям средней температуры для приводного слоя воздуха приведено на рис. 1. Различие между измеренными и вычисленными значениями не превышает 5%.

В результате эксперимента в тонком приводном слое воздуха (30 мм) и в приповерхностном слое воды (40 мм) были получены детальные профили температуры. Кроме того, удалось проследить временную изменчивость температуры воды и воздуха как на каждом горизонте измерений, так и для профилей в целом. На рис. 2 приведены серии примеров профилей температуры в воздухе и в воде. Цифры около отдельных профилей означают время в минутах, прошедшее от начала опыта. Применявшаяся аппаратура позволяла измерять температуру в воздухе, начиная с 2 мм от границы раздела, а датчик, соответствующий уровню $z=0$, располагался непосредственно под поверхностью воды и, следовательно, измерял среднюю температуру в слое

0—0,5 мм. Температура же границы раздела вода — воздух нами не определялась. На всех полученных профилях температура воды вблизи поверхности меньше, чем в нижележащих слоях, другими словами, на поверхности воды наблюдалась так называемая холодная пленка.

На основе полученных экспериментальных материалов можно оценить коэффициент обмена теплом $K(z)$ в воде как функцию глубины. Условия эксперимента позволяют не учитывать объемные источники тепла и использовать одномерное уравнение теплопроводности в виде

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho^2 k(z) \frac{\partial T}{\partial z} \right]. \quad (1)$$

Пренебрегая зависимостью плотности воды от температуры $\rho = \rho(T)$, что обосновано малыми перепадами температуры в исследуемом слое (максимальный перепад температуры не превышает 3°C), и проинтегрировав (1) от 0 до z , получим

$$K(z) = \frac{- \int_0^z \frac{\partial T}{\partial \tau} dz + K(0) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0}}{\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=z}} \quad (2)$$

В целом ряде исследований [3—6] показано, что вблизи поверхности в тонком слое воды порядка 1 мм определяющую роль играет молекулярный теплообмен. В этом случае $K(0)$ в (2) можно положить равным значению коэффициента молекулярной теплопроводности. Используя полученные опытным путем $\partial T/\partial \tau$ и $\partial T/\partial z$ и вычислив

значение $\int_0^z \frac{\partial T}{\partial \tau} dz$ по методу трапеций, можно найти $K(z)$. Результаты

расчетов по (2) показаны на рис. 3 в сравнении с данными других авторов, полученными на основании измерений на море [7, 8], на реке [9] и в озере [10]. Результаты всех расчетов могут быть аппроксимированы зависимостью

$$\lambda = \lambda_m + az, \quad (3)$$

где λ_m — значение коэффициента молекулярной теплопроводности, a — коэффициент пропорциональности, численное значение которого равно $1,05 \cdot 10^{-2}$ кал/(с·см²·град). Таким образом, величина $\partial \lambda/\partial z$ в пределах такого слоя может быть принята постоянной. Следовательно, данные лабораторного эксперимента, проведенного в условиях отсутствия адвективного переноса тепла, совпадают с данными натуральных исследований при слабых ветрах и волнении.

При $z=1$ см вычисленное значение λ (рис. 3) превышает величину, соответствующую линейной зависимости (3). Это, по-видимому, можно объяснить наличием на этом горизонте уже развитого конвективного движения. Рис. 2, б подтверждает это предположение: уже через 15 мин от начала охлаждения на профиле температуры появляется изотермический участок, расширяющийся со временем. Верхняя граница его через 20 мин достигает $z=4$ мм и в пределах точности наших измерений остается постоянной, нижняя — постепенно опускается и через 30 мин достигает 30 мм. Ниже слоя изотермии располагается слой с отрицательным градиентом температуры (слой скачка температуры). Он играет роль «жидкого» грунта и препятствует проникновению конвекции

в придонные слои воды, где температура на протяжении опыта остается практически постоянной.

Наличие постоянной температуры не позволяет использовать формулу (2) для расчета $K(z)$ ниже $z=1$ см. Для оценки интенсивности тепловых процессов ниже слоя, охваченного развитым конвективным движением, можно воспользоваться следующим приемом. Как упоминалось выше, нагрев поверхности воды начинался при наличии во всей толще воды температурного равновесия, при этом все тепловые процессы определялись молекулярными характеристиками. В результате нагрева температура повышалась только в верхней части сосуда, в ниж-

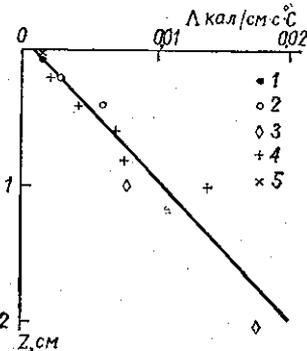


Рис. 3. Изменение коэффициента теплопроводности в тонком приповерхностном слое воды: 1 — по [7], 2 — [9], 3 — [10], 5 — [8], 4 — данные настоящего исследования

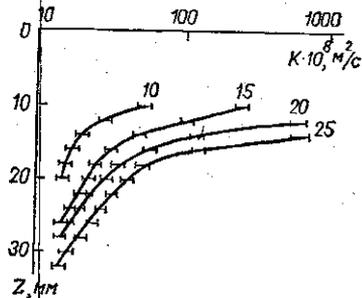


Рис. 4. Результаты расчета коэффициента температуропроводности ниже слоя скачка температуры

них же слоях температура в течение опыта не менялась. Если в точке z_1 с постоянным значением температуры положить $K(z_1) = K_{\text{мол}}$, то можно использовать формулу (2), заменив только пределы интегрирования. Результаты такого расчета приведены на рис. 4. Значения $K(z)$ ниже слоя скачка температуры не намного превосходят молекулярные (в 5—6 раз), а при переходе через слой скачка отмечается возрастание $K(z)$ в несколько десятков раз.

Таким образом, при исследовавшемся нами перепаде температур вода — воздух $\approx 20^\circ\text{C}$ через некоторое время от начала охлаждения в воде на некоторой глубине возникает развитое конвективное движение. В непосредственной близости к поверхности образуется пограничный слой, характеризующийся положительным градиентом температуры и устойчиво существующий, несмотря на неустойчивую стратификацию плотности в нем. Толщина этого слоя в нашем случае ~ 4 мм. На расстояниях от поверхности, сравнимых с толщиной пограничного слоя, нельзя пренебрегать молекулярной теплопроводностью. Область конвективной теплопередачи ограничена снизу слоем скачка температуры. При переходе через слой скачка коэффициент температуропроводности быстро падает и ниже слоя скачка принимает значения, близкие к значениям молекулярных коэффициентов.

На рис. 2, а приведены профили температуры в тонком приводном слое воздуха над остывающей водной поверхностью. Все измеренные профили температуры характеризуются значительными градиентами температуры вблизи поверхности (до 470 град/м). Кроме того, начиная с некоторого горизонта градиент температуры меняет знак, т. е. имеется слой с инверсионным распределением температуры.

На основе полученных экспериментальных материалов можно определить коэффициент турбулентного обмена теплом в воздухе как функцию высоты. Вид экспериментально измеренных профилей температуры позволяет на горизонтах ниже слоя инверсии пренебречь объемными источниками тепла и воспользоваться уравнением (1). Пренебрежение зависимостью плотности от температуры во всей толще исследованного слоя в этом случае недопустимо и поэтому, в отличие от воды, весь изучаемый объем воздуха был поделен на горизонтальные слои толщиной 2 мм. Полагалось, что плотность меняется скачком на границах слоев, а внутри каждого слоя $\rho = \text{const}$. В этом случае (1) упростится и, проинтегрировав его от уровня z_1 и до z_2 , получим выражение для $K(z)$ в виде

$$K(z_2) = \frac{\int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial T}{\partial \tau} dz + K(z_1) \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=z_1}}{\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=z_2}} \quad (4)$$

Для проведения расчетов по (4) необходимо знать величину K на одном из горизонтов. По соображениям, аналогичным приведенным при обсуждении расчетов по формуле (2), на горизонте $z=0$ можно положить K равным значению молекулярной теплопроводности воздуха при температуре поверхности воды. Тогда выражение (4) при экспериментально определенных величинах $\partial T/\partial \tau$ и $\partial T/\partial z$ позволяет найти для каждого профиля температуры величину K . Результаты расчетов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Через 5 мин после начала охлаждения			Через 20 мин после начала охлаждения		
z , мм	T °C	K , 10^2 см ² /с	z , мм	T °C	K , 10^2 см ² /с
2	35,8	65	2	31,1	48
4	32,4	76	4	27,1	58
6	29,4	128	6	25,1	260
8	28,5	450			

Как видно из таблицы, коэффициенты турбулентной теплопроводности лишь незначительно превышают молекулярные коэффициенты при соответствующих температурах.

Записи пульсаций температуры, проведенные в воздухе на горизонтах 1, 3 и 5 мм от поверхности воды, примеры которых приведены на рис. 5, показали, что в тонком приповерхностном слое воздуха наблюдаются турбулентные флуктуации температуры.

В приводном слое помимо измерений температуры были выполнены измерения средней величины и пульсаций относительной влажности $r(z)$ на различных горизонтах. Относительная влажность регистрировалась с помощью специально разработанного гигрографа [11], чувствительным элементом которого служил один горизонтально расположенный волос длиной 4 см, а регистратором малых удлинений этого волоса являлась электронная лампа с механическим управлением — механотрон типа 6МХ2Б. Постоянная времени гидрографа составляла 0,45 с. По профилям температуры и относительной влажности была рассчита-

на удельная влажность $q(z)$ на разных горизонтах и по уравнению состояния влажного воздуха был рассчитан профиль плотности воздуха, пример которого приведен на рис. 5. Из рисунка видно, что распределение плотности монотонно меняется с высотой и стратификация плотности во всей исследованной толще воздуха неустойчива.

Из рис. 5 видно, что в непосредственной близости к водной поверхности ($z \leq 3$ мм) относительная влажность достигает значения 96—98%.

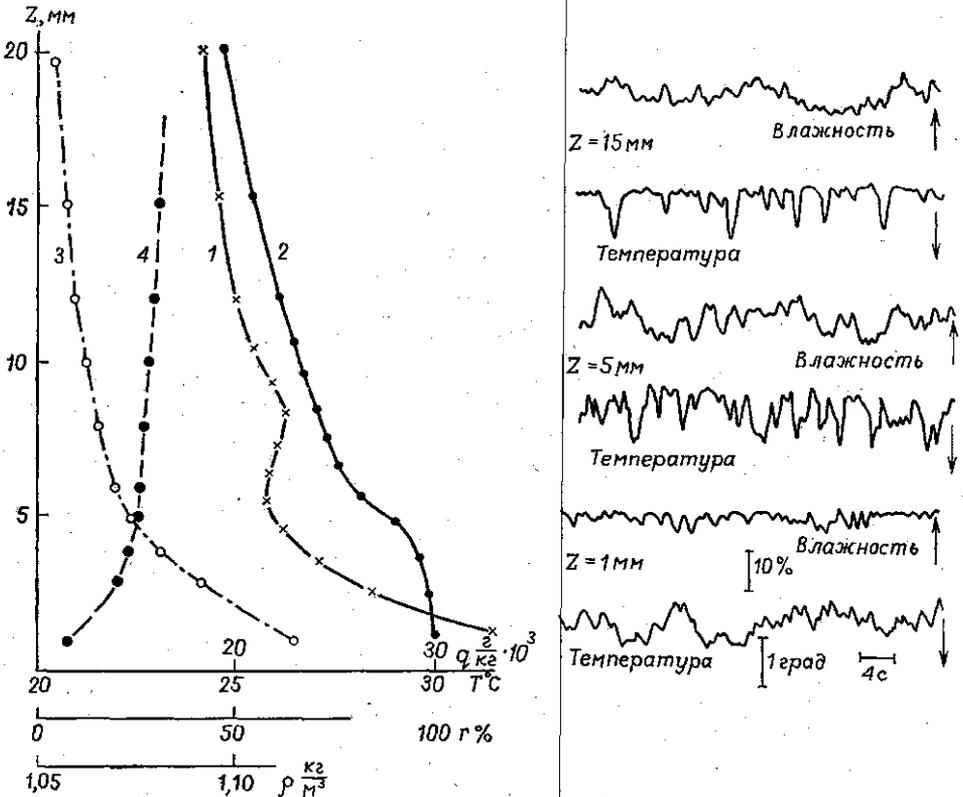


Рис. 5. Примеры профилей средних величин температуры (1) относительной (2) удельной влажности (3) и плотности воздуха (4) и записей пульсаций температуры и относительной влажности на различных горизонтах над водной поверхностью

Таким образом, в тонком приводном слое воздуха (~ 3 мм) водяной пар следует считать близким насыщенному. Это утверждение наглядно подтверждается записями пульсаций влажности на этих горизонтах. При приближении к поверхности резко меняется характер пульсаций влажности. Они становятся более асимметричными и, кроме того, всплески влажности направлены только в сторону ее уменьшения, в то время как на более высоких горизонтах (при влажности порядка 80%) имеются пульсации обоих знаков.

Для определения вида зависимости $T(z)$ и $q(z)$ в прилегающем к поверхности воды слое воздуха указанные профили были построены в полулогарифмическом масштабе (рис. 6). Из рисунка видно, что ниже слоя инверсии профиль температуры хорошо удовлетворяет логарифмическому закону. Что касается удельной влажности, то она распределена с высотой по логарифмическому закону вплоть до 2 мм, т. е. до оконча-

ния слоя инверсии. Таким образом, вид профилей температуры и удельной влажности в приводном слое воздуха позволяет воспользоваться теорией логарифмического пограничного слоя. Как известно, в этом случае можно записать соотношение [12]:

$$\frac{T_*}{q_*} = \frac{K_T}{K_E} \frac{\partial T / \partial z}{\partial q / \partial z}, \quad (5)$$

где T_* и q_* — масштабы температуры и масштаб влажности, K_T — коэффициент турбулентной теплопроводности, K_E — коэффициент турбулентной диффузии влаги, $\partial q / \partial z$ — градиент удельной влажности.

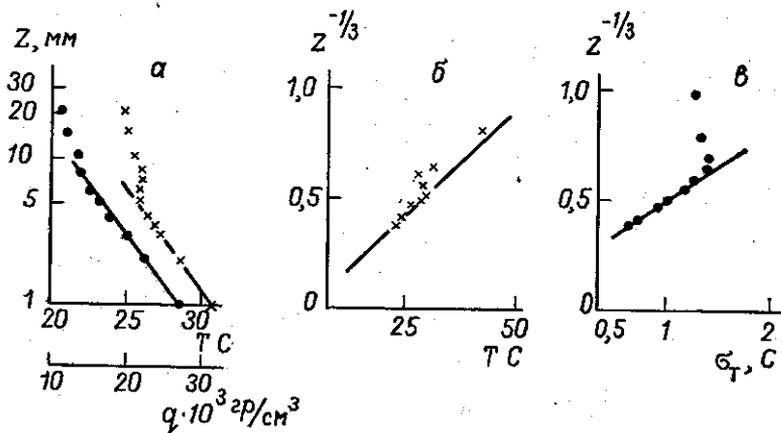


Рис. 6. Распределение с высотой среднего и среднеквадратичного значений температуры в различных участках тонкого приводного слоя воздуха

Определив величину T_*/q_* , из (5) можно найти отношение коэффициентов турбулентной теплопроводности и турбулентной диффузии влаги. Для нахождения T_*/q_* воспользуемся тем, что профили температуры и влажности вблизи водной поверхности удовлетворяют логарифмическому закону, и, следовательно, величины T_* и q_* можно найти по наклону профилей температуры и влажности в полулогарифмическом масштабе. Величина T_*/q_* оказалась равной $0,5 \cdot 10^3$. Вычислив теперь по экспериментальным данным величины градиентов, входящих в (5), можно оценить отношение K_T/K_E . Результаты вычислений приведены в табл. 2.

Из таблицы видно, что до слоя инверсии температуры отношение K_T/K_E близко к единице. Это означает, что профили температуры и удельной

Таблица 2

z, мм	T °C	q, г/кг	K_T/K_E	B_0
1	30,5	26,0	0,96	0,195
2	28,6	22,5	0,90	0,206
3	26,9	20,2	1,15	0,211
4	26,2	17,6	1,50	0,204
5	25,7	15,9	—	0,195
6	25,8	14,85	—	0,175
8	26,0	13,65	—	0,168

влажности подобны и механизмы передачи тепла и диффузии влаги в этом слое одинаковы.

Важной безразмерной характеристикой приводного слоя воздуха является число Боуэна, по определению равное отношению потоков тепла и влаги. Его знание позволяет оценить вклад влажности в создание плотностной стратификации. Вычислив T_*/q_* , можно оценить число Боуэна, поскольку

$$B_0 = \frac{c_p}{L} \frac{T_*}{q_*} \quad (6)$$

Соответствующая подстановка дает $B_0 = 0,207$. Полученная оценка хорошо согласуется с величинами B_0 , вычисленными по результатам измерений над поверхностью моря [12]. Число Боуэна можно определить также по данным профильных измерений температуры и влажности [13]:

$$B_0 = \frac{c_p(T_0 - T_a)}{L(q_0 - q_a)} \quad (7)$$

Отметим, что выражение (7) для числа Боуэна справедливо только при условии, что $K_T/K_E = 1$. Результаты вычислений числа B_0 по формуле (7) приведены в табл. 2. В слое, непосредственно прилегающем к водной поверхности, результаты вычислений по (6) и (7) совпадают, что еще раз подтверждает равенство единице отношения коэффициентов обмена в этом слое.

Анализ материалов измерений показал, что выше слоя инверсии профиль температуры хорошо удовлетворяет закону Прандтля — Обухова для свободной конвекции [11] (см. рис. 6, б):

$$T(z) = f(z^{-1/3}).$$

Среднеквадратичные значения пульсаций температуры на этих высотах также пропорциональны $z^{-1/3}$ (рис. 6, в), т. е. здесь выполняется зависимость Пристли [14], полученная для режима свободной конвекции. Анализ записей пульсаций температуры показал, что характер последних выше слоя инверсии температуры резко отличается от вида пульсаций ниже слоя инверсии. Начиная с высоты 5 мм на фоне хаотичных пульсаций температуры появляются отдельные выбросы величиной свыше градуса, и на горизонтах выше слоя инверсии пульсации температуры имеют вид, типичный для режима конвекции: кратковременные всплески в сторону увеличения температуры и более продолжительные состояния, характеризующиеся почти полным отсутствием колебаний.

Таким образом, анализ экспериментального материала показывает, что приводный слой воздуха в отсутствие адвективного переноса и при интенсивном выхолаживании водной поверхности можно разделить на две зоны. В верхней части рассматриваемого приводного слоя ($z \geq 8$ мм, т. е. выше слоя инверсии температуры) имеет место режим свободной конвекции. Об этом свидетельствуют вид профилей температуры и среднеквадратичных значений пульсаций последней, а также характер записей пульсаций температуры на этих высотах. В непосредственной близости к водной поверхности температура и влажность подчиняются логарифмическому закону распределения с высотой (нижний горизонт измерений составлял $z = 1$ мм). Граница между зонами не является четкой, а охватывает некоторый слой, в котором перестраивается температурное поле и где на осредненных профилях наблюдается инверсия температуры. Здесь существуют элементы как конвективного движения, так и теплового турбулентного пограничного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Суханов В. П. В сб.: «Комплексные исследования в Мировом океане». М., 1975.
2. Анисимова Е. П., Сперанская А. А. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1964, № 6.
3. Андреев Е. Г., Лаворко В. С., Пивоваров А. А., Хунджуа Г. Г. «Океанология», 1969, 9, № 2.
4. Ball F. K. «Austr. J. Physics», 1954, 7, 649—652.
5. Roll H. U. «Deutsche Hydrogr. Zs.», 1952, 5, 141—143.
6. Mc Alister E. D., Mc Leish W., Corduen E. A. «J. Geophysic. Res.», 1971, 76, N 18.
7. Mc Alister E. D., Mc Leish W. «J. Geophys. Res.», 1969, 74, 3408—3414.
8. Андреев Е. Г., Гуров В. В., Хунджуа Г. Г. Материалы V Всесоюзной конференции по тепло- и массообмену, т. 10. Киев, 1976.
9. Альтберг В. К., Попов Е. А. «Изв. ГГИ», 1934, № 67.
10. Тимофеев М. П., Малевский-Малевиц С. П. «Метеорология и гидрология», 1967, № 2.
11. Анисимова Е. П., Сперанская А. А., Суханов В. П. Волосной гигрограф. Информационные материалы по гидрометеорологическим приборам и методам наблюдений. Сб. 63. М., 1975.
12. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1. М., 1965.
13. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., 1970.
14. Бортковский Р. С., Бютнер Э. К., Преображенский Л. Ю., Малевский-Малевиц С. П. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера. Л., 1974.
15. Пристли С. Х. Б. Турбулентный перенос в приземном слое атмосферы. Л., 1964.

Поступила в редакцию
11.9 1976 г.
Кафедра
физики моря и вод суши