

Основные обозначения, встречаемые в тексте

- u, v — компоненты скорости ветра (горизонтальные)
- w — компонента скорости ветра (вертикальная)
- U — средняя скорость ветра
- T — температура воздуха
- c — концентрация переносимого вещества (например, углекислого газа)
- q — удельная влажность воздуха
- p — атмосферное давление
- H — турбулентный поток явного тепла
- L_E — турбулентный поток скрытого тепла (влаги)
- τ — турбулентный поток импульса
- $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$ — динамическая скорость ветра (скорость трения)
- F_{CO_2} — турбулентный поток углекислого газа.
- $\rho = 1,284 \text{ кг/м}^3$ — плотность воздуха
- $c_p = 1004,8 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$ — теплоемкость воздуха
- $L_s = 25,04 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$ — удельная теплота испарения
- $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ — ускорение силы тяжести.
- $T_* = \frac{-H}{\rho c_p u_*}$ — масштаб температуры

$q_* = \frac{-L_E}{L_s u_*}$ — масштаб удельной влажности

$L = \frac{-u_*^2 T_0 c_p}{\kappa g H}$ — масштаб Монина—Обухова

$\xi = \frac{z}{L}$ — безразмерный критерий гидродинамической устойчивости (параметр стратификации); z — высота измерений

C_D — коэффициент обмена для расчета потока импульса по балк-формулам (коэффициент сопротивления)

C_H — коэффициент обмена для расчета потока тепла по балк-формулам (число Стенгана)

C_E — коэффициент обмена для расчета потока влажности по балк-формулам (коэффициент Дальтона)

z_0 — параметр шероховатости

z_T — параметр шероховатости для температуры

z_q — параметр шероховатости для влажности

K_m — коэффициент турбулентной вязкости

K_T — коэффициент турбулентной теплопроводности

K_q — коэффициент турбулентной диффузии

$\kappa = 0,4$ — постоянная Кармана

$\nu = 1,31 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ — кинематическая вязкость воздуха

Введение

Проблема исследования энергообмена в системе океан — атмосфера является одной из центральных в геофизике. Это обусловлено появлением ряда теоретических и экспериментальных результатов, свидетельствующих о важной роли океанов в процессах формирования погоды и климата. В настоящее время очевидно, что без учета реальных характеристик этого энергообмена невозможно успешное развитие как моделирования атмосферной циркуляции, так и создаваемых на его основе методов долгосрочного и сверхсрочного прогнозирования погоды и климата. Учитывая, что за последние десятилетия все чаще отмечаются климатические изменения во многих регионах Земли, исследование взаимодействия гидросферы и атмосферы становится все более необходимым для понимания природы процессов, протекающих на нашей планете, и дальнейшего развития наук гидрологии, метеорологии и океанологии.

Понятие взаимодействия океана с атмосферой охватывает:

- 1) структуру поверхности океана, образование разных типов волн;
- 2) потоки тепла, количество движения, вещества, проникающие на поверхность океана;
- 3) физико-химические свойства поверхности океана (отражение, поглощение и излучение лучистой энергии, поверхностное натяжение);
- 4) физические процессы в пограничных слоях океана и атмосферы.

В общей проблеме энергообмена между океаном и атмосферой мелкомасштабное взаимодействие занимает особое место, являясь определяющим в обмене теплом, количеством движения и влагой непосредственно через границу раздела взаимодействующих

сред. Теоретическое описание и расчет такого взаимодействия очень затруднительны из-за чрезвычайной сложности рассматриваемых физических процессов. Пригодность закономерностей и теоретических положений, полученных в основном для течений в аэродинамических трубах и для пристеночной турбулентности, в условиях подвижной поверхности раздела море – атмосфера не дается в тщательной проверке.

Турбулентный перенос является одним из основных механизмов переноса тепла в атмосфере и океане. Турбулентность определяет распространение примесей в воздушной среде, зарождение ветровых волн на поверхности моря и образование ветровых течений в океане. Турбулентная структура пограничных слоев атмосферы и океана существенно влияет на динамику атмосферной и океанной взаимодвижимости. Это значит, что физические величины, характеризующие состояние атмосферы и океана, в каждой точке пространства испытывают беспорядочные флуктуации. Точно также в фиксированный момент времени эти физические величины различны в разных точках пространства. Беспорядочность движения в атмосфере и океане не позволяет во всех деталях описать изменения физических полей как функцию времени и пространства, поэтому для выяснения закономерностей турбулентного движения применяются различные статистические методы. Осреднение уравнений термо- и гидродинамики приводит к появлению в производных соотношениях вторых центральных моментов, т.н. потоков тепла, влаги и количества движения. Появление новых неизвестных величин делает, вообще говоря, систему уравнений незамкнутой. Для ее замыкания необходимо связать возникающие вторые центральные моменты с характеристиками осредненных полей метеоэлементов. Но для этого необходимо определить эти поля экспериментально. Особое значение имеет изучение структуры и механизма турбулентного переноса, статистических характеристик флуктуаций физических полей, их связей с параметрами осредненного движения. При этом исследование тепловых потоков над морем предъявляет ряд повышенных требований к эксперименту.

Количественно процессы теплообмена характеризуются соответствующими потоками тепла, идущими на испарение, эффективное излучение и контактную теплопроводность. Величины

этих потоков, в свою очередь, зависят от градиентов температуры, влажности, скорости ветра и интенсивности турбулентности в тонких слоях воды и воздуха вблизи поверхности раздела, а также от температуры этих слоев. Существенную роль при взаимодействии атмосферы и водной среды играют мезомасштабные явления, то есть явления масштаба от десятков метров до нескольких километров. К ним относятся облачные образования, конвективные ячейки, термики, внутренние волны, структурные и температурные неоднородности поверхностной пленки. Эти явления существуют при определенных условиях и расположены в мезомасштабном минимуме, вблизи низкочастотной границы мелкомасштабной турбулентности. Если область мелкомасштабного взаимодействия изучена достаточно хорошо (по крайней мере, в линейном приближении), то вопрос о теоретическом описании взаимодействия мелкомасштабной турбулентности с мезомасштабными структурами и их влияния на энергообмен пока остается открытым. Также до конца не выявлена роль этих процессов в крупномасштабном взаимодействии гидросферы и атмосферы. Поэтому особое значение приобретает специальное экспериментальное исследование процесса взаимодействия в натуральных условиях, где присутствует широкий диапазон изменения масштабов неоднородностей, определяющих тепло- и массообмен между водоемом и атмосферой.

Для решения проблемы определения локальных характеристик взаимодействия в системе водоем – атмосфера необходимы непосредственное измерение турбулентных потоков в пограничном приводном слое и последующая их параметризация внешними условиями. Информации, накопленная в результате таких экспериментов, может служить основой для построения схемы расчета характеристик локального тепло- и массообмена на основе стандартных гидрометеорологических измерений. С другой стороны, она позволяет лучше понять природу взаимодействия и исследовать вклад явлений различных масштабов.

Основные характеристики атмосферной турбулентности

Как известно, мгновенные значения метеорологических величин в пограничном слое можно рассматривать как сумму трех составляющих $a(x, t) = \bar{a}(x, t) + \tilde{a}(x, t) + a'(x, t)$, где \bar{a} — среднее значение, изменчивость которого определяется синоптическими процессами,

a' — пульсации турбулентного диапазона, которые присутствуют почти всегда, и их можно считать квазистационарным случайным процессом, \tilde{a} — промежуточная мезомасштабная часть (рис. 1). Необходимые для ее выделения временные масштабы и время осреднения определяются конкретными явлениями и в разных условиях различны. При неустойчивой стратификации пограничного слоя эта часть связана с конвективными струями или ячейкой конвекцией, при безразличной стратификации источником мезомасштабной изменчивости может быть гидродинамическая неустойчивость потока. Все эти структуры сосуществуют с мелкомасштабной турбулентностью, и их роль в формировании всех характеристик турбулентного потока очень велика. Изучению этого явления посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ (Михайлова, Орданович, 1991; Кантуэлл, 1984; Волков, Решина, 1998; Броун, Рашко, 1974; Лукассов, 1995; Стіл, 1993; Zilitinkevich et al., 1998; Elings, Brown, 1992).

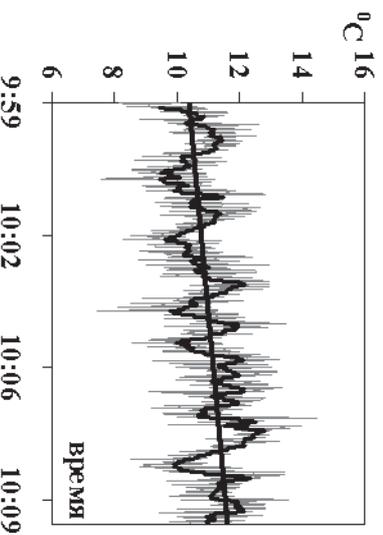


Рис. 1. Пример 10-минутной реализации высокочастотной записи температуры воздуха. На рисунке выделены три составляющие: тренд, пульсационная и мезомасштабная изменчивость. Частота измерений — 20 Гц

Мелкомасштабную структуру пульсаций поля температуры и скорости турбулентного течения в атмосфере описывает теория локально-изотропной турбулентности Колмогорова—Обухова, согласно которой мелкомасштабные структурные функции и спектры

ры пульсаций скорости ветра и температуры приземного слоя атмосферы в инерционном интервале масштабов зависят от скорости диссипации кинетической энергии ε и средней скорости убывания неоднородностей поля температуры $N = \chi(\nabla T)^2$ (Обухов, 1949; Мошин, Яглом, 1967).

Для описания турбулентности необходимо знать среднее значение исследуемого процесса \bar{a}_i , вторые моменты (дисперсии $\sigma_i^2 = \overline{a_i^2} - \bar{a}_i^2 = \overline{(a_i - \bar{a}_i)^2}$ и вторые смешанные моменты, т. е. потоки $\overline{a_i a_j}$) и коэффициенты корреляции $R_{ij} = \overline{(a_i a_j)} / (\sigma_i \sigma_j)$. В случае атмосферной турбулентности a_i и a_j — это значения пульсаций вертикальной (w') и горизонтальной (u') (в некоторых случаях измеряются две компоненты u' и v') составляющих скорости ветра, температуры (T') и влажности (q') воздуха.

При исследовании атмосферной турбулентности рассматривается, как правило, нижний слой воздуха толщиной порядка десятков метров, в пределах которого влиянием силы Кориолиса на статистический режим турбулентности можно пренебречь (Китидгордский, 1970). Такой слой называют приземным (приводным). Иногда используется более общий термин «слой трения», обозначающий область турбулентного течения над шероховатой поверхностью, в которой турбулентный поток импульса с определенными допущениями считается постоянным по высоте.

Методы определения вертикальных турбулентных потоков

Среди характеристик процессов взаимодействия слоя трения с подстилающей поверхностью наибольший интерес вызывают вертикальные турбулентные потоки импульса (τ), тепла (H) и влаги или скрытого тепла (L_E). Практически во всей толще пограничного слоя, где эффекты молекулярного обмена пренебрежимо малы по сравнению с вертикальным турбулентным переносом импульса, тепла и влаги, эти величины характеризуют полные потоки, пересекающие подстилающую поверхность.

Методы определения турбулентных потоков подразделяются на три основные группы: прямые, то есть основанные на специальных измерениях атмосферной турбулентности; параметрические,

использующие данные стандартных метеонаблюдений; полумпирические, применяющие модельные расчеты.

Можно перечислить три метода измерений турбулентных потоков над морем, использующихся в настоящее время:

- Метод турбулентных корреляций, или прямой метод.
- Метод бюджета дисперсий, или диссипационный метод.
- Профильный, или традиционный метод.

Обычно экспериментаторы ограничиваются этим набором. Каждый из них имеет свои достоинства и недостатки и применим для своих, определенных условий. Реже используются другие методы измерений потоков (Бриш, 1979):

1. *Агестрофический метод*, в основе которого лежит интегрирование по высоте отклонений скорости ветра от геострофического до уровня исчезновения напряжения трения. Результатирующее выражение описывает суммарные потери импульса, т. е. поверхностное напряжение.
2. *Метод теплового баланса поверхности*. Он служит для определения потоков явного и скрытого тепла. Применим только для очень больших пространственных и временных масштабов.
3. *Интегральный или дивергентный метод*. В этом методе, называемом также балансовым, поток субстанции определяется как разность изменений в пределах достаточно большого объема и потоков через боковые и верхнюю границы области. В основе его лежит использование данных наблюдений на нескольких судах и самолетах. Он находит применение, но точность его еще очень низка.
4. *Метод «ветрового нагона»*. В основе его лежат данные наблюдений наклона среднего уровня моря, обусловливаемого касательным напряжением ветра. Его применение осложняется необходимостью учета геометрии бассейна, придонного течения и рельефа дна.
5. *Метод дистанционных измерений*, например, с помощью радиометров (Волков и др., 2004), спутниковых фотографий солнечных бликов, самолетных лазеров, радарных и инфракрасных изображений морской поверхности. Такие измерения особенно перспективны, но их результаты во многом зависят от сравнения с наземными данными.

Основная проблема применения методов спутниковой радиометрии для анализа теплового взаимодействия между океаном и атмосферой связана с тем, что измеримые со спутников характеристики собственного излучения как в СВЧ-, так и в ИК-диапазоне формируются не только в приповерхностном слое океана, но и в вышележащих слоях атмосферы. Существуют различные подходы к использованию СВЧ- и ИК-радиометрических данных для оценки тепловых потоков между океаном и атмосферой. Один из них основывается на восстановлении температурного градиента (профиля) в приповерхностном слое океана, величина и знак которого, как показано в работе (Хунджуи, Андреев, 1983), связаны с величиной вертикального турбулентного потока явного тепла. Эффективность подобного подхода в ИК-диапазоне подтверждена результатами многочисленных измерений в лабораторных условиях, со стационарных береговых пунктов, плавучих морских платформ, а также с борта низколетящих самолетов (Бычикова и др., 1988). В то же время не существует ни одного свидетельства использования ИК- или СВЧ-радиометрических методов для определения тепловых потоков по температурным профилям в оперативных крупномасштабных исследованиях океана, т. е. с помощью ИСЗ. Современные спутниковые ИК- и СВЧ-радиометрические средства, характеризующиеся точностью определения температуры поверхности океана и ее вариаций в лучшем случае 0,5–1 °С, не гарантируют надежной индикации не только величины, но и знака температурного градиента в приповерхностном слое океана. То же самое можно сказать про СВЧ- и ИК-радиометрические методы восстановления вертикальных профилей температуры и влажности приповерхностной атмосферы из измерений в спектрально локализованных полосах поглощения (излучения) ее наиболее важных с точки зрения теплообмена газовой составляющей — водяного пара и кислорода, которые в силу недостаточного спектрального разрешения и чувствительности радиометрического аппарата до сих пор рассматриваются лишь в качестве потенциальных источников информации о процессах тепло- и влагообмена в системе океан — атмосфера (Кондратьев, Тимофеев, 1978).

Более перспективным, а можно сказать, и вынужденным (с учетом возможностей современной техники дистанционного зондирования) является подход к определению тепловых потоков, базирующийся на косвенной (статистической) взаимосвязи

интегральных (усредненных по высоте) значений температуры и влажности атмосферы, вариации которых надежно регистрируются СВЧ- и ИК-радиометрическими измерениями в конкретных участках спектра, с температурой и влажностью нижних слоев атмосферы. Эта связь обусловлена существующим в приземном и пограничном слоях воздуха механизмом турбулентного перемешивания тепла и влаги (которое в атмосфере намного более развито и интенсивно по сравнению с океаном) и проявляется более отчетливо для их среднемесячных (или декадных) значений, свободных от влияния часовых и суточных возмущений. Поэтому именно на таких временных масштабах получены надежные данные результаты по применению спутниковых методов для определения тепловых потоков на границе раздела океан — атмосфера.

Далее мы остановимся более подробно на нескольких методах определения турбулентных потоков при взаимодействии атмосферы с морской поверхностью.

Метод турбулентных корреляций, или прямой метод

Уравнение сохранения физической величины в общем виде записывается как

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot (A\mathbf{v}) = K, \quad (1)$$

где A может быть массой, импульсом, кинетической или тепловой энергией и т. д. Здесь \mathbf{v} — вектор скорости, а K — коэффициент турбулентной вязкости, теплопроводности или диффузии, в зависимости от вида величины A .

Если мы, например, будем использовать импульс $\rho\mathbf{v}$ в качестве величины A , то получим уравнение движения:

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}(\rho\mathbf{u}\mathbf{w}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho F, \quad (2)$$

где F — внешняя сила, действующая на единицу массы.

После несложных преобразований и разделения процесса на средний и турбулентный $u_i = \bar{u}_i + u'_i$, получаем выражение для потока импульса:

$$-\rho\overline{u'w'} = \rho K_m \frac{dU}{dz}, \quad (3)$$

причем коэффициент турбулентной вязкости K_m имеет ту же размерность, что и кинематический коэффициент вязкости ν .

Аналогично находят выражения для потоков скрытого (влажности) и явного тепла, как и любых потоков вещества в турбулентной атмосфере. То есть поверхностные потоки импульса, явного тепла и влаги можно оценить, если измерить пульсации соответствующих метеопараметров.

В методе турбулентных пульсаций измеряются пульсации двух компонент (продольной, вдоль оси ветра, и поперечной) горизонтальной составляющей скорости ветра u' и v' , вертикальной скорости w' , потенциальной температуры T' , удельной влажности q' или удельной концентрации любого другого переносимого вещества, например, углекислого газа c' в слое постоянных потоков. Потоки вычисляются по ковариациям между ними (Andreas, 2005; Valocchi, 2003).

$$T_0 = \rho_0 \left[\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2} \right]^{1/2} = \rho_0 u_*^2, \quad (4)$$

$$H = c_p \rho_0 \overline{w'T'}, \quad (5)$$

$$L_E = \rho_0 \overline{w'q'L_s}, \quad (6)$$

$$F_{co_2} = \overline{w'c'}, \quad (7)$$

где c_p и ρ_0 — теплоемкость и плотность воздуха, L_s — удельная теплота испарения, H и L_E — турбулентные потоки тепла и влаги соответственно, u_* — динамическая скорость ветра. Поток считается положительным, если он направлен от поверхности в атмосферу. Пульсации измеряются с частотой 10–50 Гц, а полученные данные осредняются по времени в течение определенного периода (Smith, 1974; Волков, Ренина, 2002; Волков, Копров, 1974). Необходимо выбрать время осреднения, обеспечивающее статистическую устойчивость результатов. Как показали специальные исследования (Волков и др., 1968), оптимальное время осреднения колеблется в пределах 20–40 мин. Для наилучшего выбора интервала осреднения часто используется алгоритм ТДММ “Time Dependent

Memory Method" (*Truyino, Andreas, 2000*), позволяющий варьировать этот интервал при наличии нестационарных участков.

Для реализации прямого метода определения турбулентных потоков необходимо использование высокочастотной чувствительной техники для измерения пульсаций метеопараметров и концентрации исследуемых переносимых веществ. Для измерения пульсаций скорости ветра и температуры используются акустические анемометры-термометры, основанные на эффекте Доплера (*Kaimal, 1991*). Техника для измерения пульсаций концентраций CO_2 и H_2O разработана сравнительно недавно (*Elaigina, Lazarev, 1984; Jones et al., 1978; Ohtaki, Matsui, 1982*) и использует поглощение инфракрасной радиации молекулами этих газов. Сложность таких измерений заключается в том, что полосу поглощения водяного пара накладываются на полосу поглощения углекислого газа. Оптические интерференционные фильтры и различные способы обработки аналоговых сигналов минимизируют это влияние. Но все инфракрасные газоанализаторы сохраняют некоторую чувствительность к водяному пару, что может привести к ошибкам в оценке потоков углекислого газа и влаги. Поэтому необходимы дополнительные калибровка анализаторов или введение соответствующей поправки (*Leuning, Moncrieff, 1990*). Также необходимо корректировать ошибки, возникающие из-за флуктуаций плотности воздуха (*Mebb et al., 1980*). Для диагностики качества прямых измерений, как правило, проводится спектральный анализ измеряемых величин.

Измерение турбулентных пульсаций с борта судна осложняется тем, что возникают погрешности, вызванные перемещением датчиков в вертикальном направлении в результате килевой качки судна, колебаниями датчика из-за бортовой качки и рысканья судна по курсу. Для минимизации этих эффектов измерения, как правило, проводятся при равномерном движении судна против направления ветра. Для фильтрации помех, вносимых в вертикальную скорость ветра движением судна, используются данные системы, состоящей из датчиков, измеряющих скорости углового вращения по трем осям в плоскости судна, и трехкомпонентного акселерометра (*Edson et al., 1998*). В такой системе вектор истинной скорости можно записать как:

$$\mathbf{U}_{true} = \mathbf{T}(\mathbf{U}_{obs} + \boldsymbol{\Omega}_{obs} \times \mathbf{R}) + \mathbf{V}_{mot},$$

где $\boldsymbol{\Omega}_{obs}$ — измеренный вектор угловых скоростей; \mathbf{T} — матрица перехода из системы координат, связанной с судном, к истинной системе координат; \mathbf{V}_{mot} — вектор скорости движения судна относительно воды; \mathbf{R} — расстояние между анемометром и компенсационной системой. Как показано в работе (*Volkov, Korov, 1974*), наличие обусловленных качкой помех в сигналах u' , T' , q' , c' при исключении помех в сигнале вертикальной скорости не приводит к ошибкам в вычислении потоков.

Одним из способов избежать данных искажений является проведение измерений над водной поверхностью со стационарных платформ (*Зубковский и др., 1974*).

Из-за того, что чувствительные датчики обычно весьма хрупки и подвержены воздействию соли, брызг и слизи, проведение высококачественных измерений в приводном слое, особенно при больших скоростях ветра, достаточно трудоемко. Однако развитие измерительной и регистрационной техники приводит к тому, что число таких измерений растет с каждым годом.

Метод бюджета дисперсий, или диссипативный метод

Наиболее полно этот метод изложен в работе (*Fairall, Larsen, 1986*). Он основан на уравнении баланса турбулентной кинетической энергии, которое задается в безразмерном виде:

$$0 = \Phi_u \left(\frac{z}{L} \right) - \frac{z}{L} \frac{\kappa z}{u_*^3} \frac{\partial \langle wq \rangle}{\partial z} - \frac{\kappa z}{u_*^3} \frac{\partial \langle w\rho \rangle}{\partial z} - \frac{\kappa z}{u_*^3} \varepsilon, \quad (8)$$

$$0 = \Phi_T \left(\frac{z}{L} \right) - \frac{\kappa z N_T}{u_* T_*^2} - \frac{\kappa z}{u_* T_*^2} \frac{\partial \langle wT \rangle}{\partial z}, \quad (9)$$

$$0 = \Phi_q \left(\frac{z}{L} \right) - \frac{\kappa z N_q}{u_* q_*^2} - \frac{\kappa z}{u_* q_*^2} \frac{\partial \langle wq \rangle}{\partial z}, \quad (10)$$

здесь Φ_u , Φ_T , Φ_q — универсальные функции безразмерного критерия гидростатической устойчивости z/L , которые определяют нормированные профили соответствующих метеопараметров; ε — высота измерений; ε — скорость диссипации, N_q и N_T — скорости выравнивания неоднородностей удельной влажности и температу-

ры соответственно. Эти уравнения выводятся в предположении, что можно принять условия квазистационарности, горизонтальной однородности, пренебречь дивергенцией переноса, пульсационным движением и молекулярной диффузией в вертикальном направлении.

Если турбулентность считать изотропной и привлечь гипотезу Тейлора о замороженной турбулентности, то выражения для ε , N_q и N_T будут иметь вид

$$\varepsilon = \frac{15\nu}{U^2} \left(\frac{dU'}{dt} \right)^2; \quad N_T = \frac{3\chi_T}{U^2} \left(\frac{\partial T'}{\partial t} \right)^2; \quad N_q = \frac{3\chi_q}{U^2} \left(\frac{\partial q'}{\partial t} \right)^2, \quad (11)$$

где χ_T и χ_q — коэффициенты молекулярной диффузии тепла и водного пара.

Из уравнения (11) следует, что необходимые оценки ε , N_q и N_T можно получить из измерений дисперсий временных производных от пульсаций скорости ветра, температуры и массовой доли влаги.

На практике обычно используется предположение о существовании инерционного интервала, в котором энергонабжение и диссипация практически отсутствуют, и происходит только каскадный перенос энергии от более крупных вихрей к более мелким. В этом интервале пространственный спектр скорости изотропен, не зависит от вязкости и определяется единственным параметром — потоком энергии по спектру, равным скорости вязкой диссипации. Тогда на основании соображений размерности пространственный спектр любой составляющей скорости должен подчиняться закону «пять третей»

$$S_u(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (12)$$

где k — волновое число, задаваемое в радианах на единицу длины; S — плотность спектральной энергии; α — универсальная постоянная Колмогорова.

Аналогично в области перекрытия инерционных интервалов для скорости и температуры (влажности), где вязкая диссипация и вырождение неоднородностей температуры (влажности) становятся несущественными, пространственные спектры температуры $S_T(k)$ и влажности $S_q(k)$ также являются изотропными и определя-

ются двумя параметрами — вязкой диссипацией и соответствующей скоростью выравнивания неоднородностей. В этом случае из соображений размерности:

$$S_T(k) = \beta_T N_T \varepsilon^{-1/3} k^{-5/3}, \quad (13)$$

$$S_q(k) = \beta_q N_q \varepsilon^{-1/3} k^{-5/3}, \quad (14)$$

где β_T , β_q — универсальные постоянные Колмогорова. Колмогоровские постоянные определяются из прямых спектральных измерений в инерционном подынтервале и оценок скорости диссипации. По опубликованным в последние годы оценкам принимают следующие значения этих констант:

$$\alpha = 0,55 \pm 0,11; \quad \beta_T = 0,80 \pm 0,16; \quad \beta_q = 0,58 \pm 0,20.$$

В соответствии с гипотезой замороженной турбулентности Тейлора возможен переход от пространственных спектров к частотным:

$$kS(k) = fS(f). \quad (15)$$

Итак, если пространственные спектры $S_u(k)$, $S_T(k)$, $S_q(k)$ и соответствующие им частотные спектры $S_u(f)$, $S_T(f)$, $S_q(f)$ в инерционном интервале известны, то оценка ε , N_q и N_T сводится к простым вычислениям по формулам (13), (14).

В итоге из (8)–(10) имеем:

$$u_*^2 = \left[\kappa z \frac{\varepsilon}{\Phi_u - \frac{z}{L}} \right]^{2/3}, \quad (16)$$

$$\frac{H}{\rho c_p} = \left[\kappa z u_* \frac{N_T}{\Phi_T} \right]^{-1/2}, \quad (17)$$

$$\frac{L_E}{L_{s0}} = \left[\kappa z u_* \frac{N_q}{\Phi_q} \right]^{-1/2}. \quad (18)$$

Введенные выше универсальные безразмерные функции Φ_u , Φ_T , Φ_q имеют смысл безразмерных градиентов метеопараметров и определяются как:

$$\Phi_u = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z}; \quad \Phi_T = \frac{\kappa z}{T_*} \frac{\partial T}{\partial z}; \quad \Phi_q = \frac{\kappa z}{q_*} \frac{\partial q}{\partial z}. \quad (19)$$

Преобладающее большинство экспериментальных данных о виде функций Φ_u , Φ_T , Φ_q в атмосфере описывается выражениями (Чайков, 1968; Andreas, 2002; Visinger et al., 1971):

$$\Phi_u = \begin{cases} 1 + \beta_u \frac{z}{L} & \text{при } z/L \geq 0, \\ \left(1 - \gamma_u \frac{z}{L}\right)^{-1/4} & \text{при } z/L \leq 0, \end{cases} \quad (20)$$

и

$$\Phi_T = \Phi_q = \begin{cases} 1 + \beta_T \frac{z}{L} & \text{при } z/L \geq 0, \\ \left(1 - \gamma_T \frac{z}{L}\right)^{-1/2} & \text{при } z/L \leq 0, \end{cases} \quad (21)$$

при $\beta_u = 5$; $\gamma_u = 15$; $\beta_T = 6$; $\gamma_T = 9$.

При $z/L > 0$ в атмосфере присутствует устойчивая стратификация, при $z/L < 0$ стратификация считается неустойчивой. При величине z/L , близкой к нулю, стратификация нейтральна.

Линейная зависимость функций Φ при устойчивой стратификации является общепринятой, но относительно вида функции Φ_u при неустойчивой стратификации единого мнения пока нет. Наиболее часто используется уравнение KEUPS, названное по начальным буквам английской транскрипции фамилий Казанского, Эллисона, Ямамото, Пановского и Селгера [Kazansky, Ellison, Yamamoto, Panovsky, Sellers]:

$$\Phi_u^4 - \gamma_u \frac{z}{L} \Phi_u^3 = 1, \quad (22)$$

где γ варьирует от 9 до 18.

На практике также используют более простое компромиссное выражение (Sarl et al., 1973):

$$\Phi_u = \left(1 - 15 \frac{z}{L}\right)^{-1/3}. \quad (23)$$

Это выражение хорошо описывает вид функции Φ_u при больших отрицательных значениях z/L , то есть в условиях свободной конвекции.

Стратификация в приводном слое атмосферы обычно близка к нейтральной, при которой уравнения (16)–(18) можно переписать в виде

$$u_*^2 = [\kappa z \varepsilon]^{2/3}, \quad (24)$$

$$\frac{H}{\rho c_p} = [\kappa z u_* N_T]^{1/2}, \quad (25)$$

$$\frac{L_E}{L_g} = [\kappa z u_* N_q]^{-1/2}. \quad (26)$$

То есть в этом случае возможно вычисление потоков без информации о градиентах в атмосфере. На практике начальные значения потоков находятся по (24)–(26). Эти значения используются для определения масштаба L Монина–Обухова. Масштаб Монина–Обухова вычисляется следующим образом (так называемый sonic method):

$$L = -\frac{\bar{T}_y u_*^3}{\kappa g w' T'_y}. \quad (27)$$

Здесь $\bar{T}_y = \bar{T}(1 + 0,61q)$, где T — средняя температура; T'_y — измененная пульсационная температура;

$$w' T'_y = w' T'(1 + 0,61q) + 0,61 \bar{T} w' q'.$$

С помощью (16)–(18) определяются новые значения потоков. Итерации продолжаютя до тех пор, пока не будет достигнута сходимость.

Диссипационный метод хорош тем, что, в сравнении с простым методом, накладывает значительно меньше ограничения на точность пространственного расположения датчиков. Он исключает необходимость измерения пульсаций вертикальной скорости ветра и тем самым позволяет использовать подвижные основания, в частности, судовые измерения. Однако следует помнить, что в его основе лежит предположение о локальной изотропии и существовании инерционного подынтервала, и что предположение о малости дивергенции вертикального переноса пульсаций не всегда выполняется. Последнее предположение не выполняется на больших высотах. При малых значениях потоков этот метод дает сильно завышенные оценки.

Профильный, или градиентный метод

Согласно выводам теории погобия Монина—Обухова для приземного слоя атмосферы, все безразмерные статистические характеристики поля температуры и скорости ветра, пронормированные на соответствующие масштабы температуры $T_* = -[H/(\rho c_p)] / (\kappa u_*)$, влажности $q_* = -(L_E / (\rho L_s)) / (\kappa u_*)$ и скорости $u_* = (\tau / \rho)^{1/2}$, должны описываться универсальными функциями от безразмерной высоты $\xi = z/L$, где $L = (-u_*^2 \rho c_p) / (\kappa \beta H)$ — масштаб Монина—Обухова; $\beta = g/\bar{T}$ — параметр плавучести; g — ускорение силы тяжести. То есть, потоки определяются из соотношений:

$$\tau = \rho u_*^2, \quad (28)$$

$$H = -\kappa \rho c_p u_* T_*, \quad (29)$$

$$L_E = -\rho \kappa L_s u_* q_*. \quad (30)$$

Если проинтегрировать уравнения (19), получим следующие выражения для профилей:

$$\Delta u = u_z - u_s = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} - \Psi_u(\xi) \right], \quad (31)$$

$$\Delta T = T_z - T_s = T_* \left[\ln \frac{z}{z_0} - \Psi_T(\xi) \right], \quad (32)$$

$$\Delta q = q_z - q_s = q_* \left[\ln \frac{z}{z_0} - \Psi_q(\xi) \right], \quad (33)$$

где u_s , T_s и q_s — скорость ветра, температура и влажность у поверхности, z_0 — параметр шероховатости. Скорость поверхностного течения u_s у морской поверхности можно считать равной нулю.

$$\Psi_\alpha = \int_0^{z/L} \frac{1 - \Phi_\alpha(\xi)}{\xi} d\xi, \quad (34)$$

где α соответствует индексам u , T и q (см. формулы (19)); $\xi = z/L$. Кроме того, считается, что $z_0/z \ll 1$ — соотношение, как правило, выполняемое в приземном слое, и $F_\alpha(0) = 1$.

Вид функций Ψ_α определяется выражениями (20)–(23). В случае неустойчивой стратификации для Ψ_u производится интегрирование Φ_u как в виде (20) (Ψ_{kanzas}), так и (23) для условий свободной конвекции ($\Psi_{convectiv}$) (Grachev et al., 1998).

Тогда:

$$\Psi_u(\xi) = \frac{\Psi_{kanzas} + \xi^2 \Psi_{convectiv}}{1 + \xi^2}, \quad (35)$$

$$\Psi_{kanzas} = 2 \ln \left(\frac{1+x}{2} \right) + \ln \left(\frac{1+x^2}{2} \right) - 2 \arctg x + \frac{\pi}{2}, \quad (36)$$

$$\Psi_{convectiv} = \frac{3}{2} \ln \frac{y^2 + y + 1}{3} - \sqrt{3} \arctg \frac{2y+1}{\sqrt{3}} + \frac{\pi}{\sqrt{3}}, \quad (37)$$

$$x = (1 - 16\xi)^{1/4}, \quad y = (1 - 13\xi)^{1/3}. \quad (38)$$

То есть, если известны функции Ψ_α , то для определения потоков достаточно знать значение скорости ветра, температуру и влаж-

ность на двух высотах. Число необходимых измерений можно еще уменьшить, отказавшись от определений z_s , T_s и q_s и перейдя к рассмотрению разностей $u(z_1) - u(z_2)$, $T(z_1) - T(z_2)$, $q(z_1) - q(z_2)$. Однако, так как эти разности могут быть малы, даже небольшие погрешности измерений могут повлечь значительные ошибки при вычислении потоков. Поэтому более надежными являются измерения на трех-пяти высотах. Также значительные ошибки могут быть связаны с недостаточным знанием вида универсальных функций Φ_a и зависимостью масштаба Монина—Обухова от искомым потоков (27). От последнего условия можно избавиться, если перейти от z/L к другому параметру стратификации, например, к градиентному числу Ричардсона

$$Ri = \frac{\beta \frac{\partial T}{\partial z} + 0,61g \frac{\partial q}{\partial z}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2}, \quad (39)$$

которое также вычисляется по данным градиентных измерений. При этом можно считать, что $z/L \approx Ri$.

Но, видимо, существуют объективные факторы, которые не учтены теорией подобия и могут привести к различиям в результатах измерений (Кухарев и др., 1980). Например, турбулентный поток тепла в теории подобия считается постоянным в пределах пограничного слоя. Но, как показывают измерения (Корнов, Соколова, 1975; Зубковский и др., 1979), при неустойчивой стратификации турбулентный поток тепла в пограничном слое в ряде случаев возрастает с увеличением высоты наблюдений. Непостоянство вертикальных турбулентных потоков может быть следствием нестационарности метеорологических условий, взаимодействия потока тепла с радиационным потоком и других причин. В частности, причиной разброса значений универсальных функций подобия может быть радиационная неоднородность температуры подстилающей поверхности (Павлова, 1978; Корнов et al., 1998). Расхождение данных прямых измерений H и u_* с расчетными данными с использованием теории подобия является следствием отличия природных условий от идеализированных, для которых разработан теория подобия Монина—Обухова (Лванг, 1987).

Самым серьезным источником ошибок градиентного метода измерений являются ошибки самих измерений, выполняемых на буйях, судах и других подвижных основаниях и поэтому подверженных влиянию неизбежных искажений воздушного потока.

Аэродинамический метод

При численном моделировании пограничного слоя для расчетов осредненных потоков скрытого и явного тепла, а также импульса по измерениям метеопараметров используются так называемые аэродинамические балк-формулы (от английского балк — объем):

$$\tau = \rho C_D U_z^2, \quad (40)$$

$$H = \rho c_p C_H U_z (T_s - T_z), \quad (41)$$

$$L_E = L_s C_E U_z (q_s - q_z). \quad (42)$$

где U_z , T_z и q_z — скорость ветра, температура и влажность на высоте z ; T_s и q_s — температура и влажность у поверхности. Для использования балк-формул важно определение коэффициентов над различными поверхностями и исследование их зависимости от метеословий. Коэффициенты, как правило, относятся к стандартной высоте измерений $z = 10$ м и к условиям нейтральной стратификации.

Этот метод очень привлекателен, так как позволяет использовать данные стандартных судовых метеорологических измерений. Все было бы так, если бы коэффициенты обмена можно было считать числовыми константами, или если бы их зависимость от определяющих параметров была надежно установлена. Но в действительности таких однозначных зависимостей пока не найдено.

Из уравнений (31)–(33) можно получить выражения

$$C_D = \frac{\chi^2}{\left[\ln \frac{z}{z_0} - \Psi_u \left(\frac{z}{L} \right) \right]^2}, \quad (43)$$

$$C_H = \alpha_T C_D \left[\frac{\ln \frac{z}{z_0} - \Psi_u \left(\frac{z}{L} \right)}{z_T} \right], \quad (44)$$

$$C_E = \alpha_q C_D \left[\frac{\ln \frac{z}{z_0} - \Psi_u \left(\frac{z}{L} \right)}{\ln \frac{z}{z_q} - \Psi_q \left(\frac{z}{L} \right)} \right], \quad (45)$$

где $\alpha_T = K_T/K_m$ и $\alpha_q = K_q/K_m$ — отношения турбулентных коэффициентов теплопроводности и диффузии к вязкости или обратные турбулентные числа Прандтля и Шмидта соответственно; z_T и z_q — параметры шероховатости для температуры и удельной влажности, т. е. высоты, на которых температура и влажность достигают приземных значений; z_T , как правило, равно z_q .

Из анализа выражений (43)–(45) можно извлечь следующие выводы: 1) наличие параметров z_0 , z_T и z_q указывает, что коэффициенты обмена зависят от скорости ветра и параметров спектра пограничного слоя, например, среднеквадратичной высоты волн, фазовой скорости и длины преобладающих волн; 2) коэффициенты обмена зависят от стратификации.

Естественно, что прямые расчеты по формулам (43)–(45) требуют дополнительных промоздких измерений и с использованием стандартных метеорологических данных просто невозможно.

При нейтральной стратификации в атмосферном приземном слое профили скорости ветра (U), потенциальной температуры (T) и удельной влажности воздуха (q) имеют логарифмическую форму:

$$\frac{U(z)}{u_*} = \kappa^{-2} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (46)$$

$$\frac{T(z) - T_0}{T_*} = (\alpha_T \kappa)^{-1} \ln \frac{z}{z_T}, \quad (47)$$

$$\frac{q(z) - q_0}{q_*} = (\alpha_q \kappa)^{-1} \ln \frac{z}{z_q}. \quad (48)$$

Из формул (28)–(30), (40)–(42), (47), (48) определяются коэффициенты сопротивления, Стенгона и Дальтона для нейтральных условий:

$$C_D = \frac{\kappa^2}{\left(\ln \frac{z}{z_0} \right)^2}, \quad (49)$$

$$C_H = \frac{\alpha_H \kappa C_D^{1/2}}{\kappa C_D^{-1/2} - \ln \frac{z_T}{z_0}}, \quad (50)$$

$$C_E = \frac{\alpha_E \kappa C_D^{1/2}}{\kappa C_D^{-1/2} - \ln \frac{z_q}{z_0}}. \quad (51)$$

То есть, если нам известны значения C_D , z_T/z_0 и z_q/z_0 , мы легко определим из (50) и (51) искомые значения коэффициентов.

Но надежного метода определения параметра шероховатости морской поверхности также до сих пор не существует.

Параметр шероховатости

Шероховатость волдной поверхности вызывается действием прилегающего к ней движущегося слоя воздуха и поддерживается, в основном, путем передачи потока импульса и энергии к поверхности. Элементы шероховатости вносят наибольший вклад в сопротивление воздушному потоку, обтекающему волдную поверхность, а их вертикальный размер пропорционален некоторому масштабу длины, известному как параметр шероховатости z_0 . Но при этом мелко-масштабные шероховатости морской поверхности представляют собой сложную совокупность гравитационных волн и капиллярной ряби, происхождение и структура которых зависят не только

от ветра, но и от течений, внутренних волн в море и атмосфере, глубины водоема, рельефа дна, воздействия движущихся и стационарных объектов, антропогенных поверхностных загрязнений и других факторов (Fairol et al., 1995; Donellan et al., 1993). Вычисление параметра шероховатости из формулы (49) в реальных морских условиях приводит к существенным ошибкам из-за несоответствия реального профиля скорости ветра логарифмическому закону. В настоящее время в моделях взаимодействия атмосферы и океана для параметризации условий шероховатости на границе раздела вода — воздух часто используется формула Чарнока (Charnock, 1955):

$$z_0 = \frac{\delta u_*^2}{g}, \quad (52)$$

где δ — эмпирический коэффициент, называемый параметром Чарнока. Экспериментальные данные (Антонюв et al., 2005) показали, что, в зависимости от условий, значения коэффициента Чарнока могут различаться более чем на порядок и существенно зависят от степени развития волнения и глубины водоема. Предпринимались различные попытки связать параметр шероховатости с параметрами морского волнения. На основании многочисленных лабораторных и натурных экспериментов, а также теоретических расчетов, в качестве параметра, определяющего шероховатость морской поверхности, выбран возраст волн, определяемый как (c_{rh}/u_*) или (c_{rh}/u_z) , где c_{rh} — фазовая скорость волн. В качестве дополнительных параметров используются частота спектрального пика ветрового волнения (Тоба, Кода, 1986), высота волн. Согласно одному из предположений, соотношение между параметром шероховатости z_0 и параметром возраста волн $\mu = c_{rh}/u_*$ имеет вид (Smith et al., 1995)

$$z_0 = 0,48 \mu^{-1} \frac{u_*^2}{g} = 0,48 \omega_p \frac{u_*^2}{g}, \quad (53)$$

где ω_p — безразмерная частота пика спектра ветровых волн, нормированная на скорость течения.

Стюарт предложил обобщающую зависимость коэффициента шероховатости от параметра возраста волн, которая включает также известную формулу Чарнока, в виде:

$$\frac{z_0 g}{u_*^2} = f \left(\frac{c_{rh}}{u_*} \right). \quad (54)$$

Для случая формулы Чарнока $f(c_{rh}/u_*) = 0,0123$ (Тоба, Кода, 1986) предложили зависимость

$$\frac{z_0 g}{u_*^2} = 0,020 \left(\frac{c_{rh}}{u_*} \right)^{1/2}, \quad (55)$$

а эксперименты в Северном море по проекту HEXOS (Nimadity exchange over the sea) дали зависимость

$$\frac{z_0 g}{u_*^2} = 0,48 \left(\frac{c_{rh}}{u_*} \right)^{-1}. \quad (56)$$

Теоретические расчеты (Makin, 2003) представили еще один вариант:

$$z_0 = 0,1 \frac{v}{u_*} + c \frac{u_*^2}{g}, \quad (57)$$

где c — постоянная. На рис. 2 представлена зависимость параметра Чарнока от скорости ветра, рассчитанная по ветроволновой модели WOWC (wind-овер-waves coupled) (Makin, Kidrulkov, 1999).

Разнообразие этих зависимостей указывает на более сложный механизм взаимодействия для различных стадий развития поверхностных волн.

Зависимость для различных режимов сопротивления морской поверхности на разных стадиях развития спектра волн была получена в работе (Kitagorodskii et al., 1995) на основе новых экспериментальных данных:

$$\frac{z_0 g}{u_*^2} = 0,068 \left(\frac{c_{rh}}{u_*} \right)^{3/2} \exp \frac{-\kappa c_{rh}}{u_*}, \quad (58)$$

Вопрос о свойствах параметра шероховатости поверхности мелководных акваторий остается во многом открытым, несмотря на многочисленные исследования (Круицкий, Спрекалов, 1988; Vaines, 1974; Репина, 2000; Антонюв et al., 2005). Основным критерием

для определения ветрового волнения на мелководье выбирается критерий $h \leq \lambda/2$, где h — глубина водоема, а λ — характерная длина волн (Кривацкий, Стрекалов, 1988). Для условий глубокой воды наибольшее сопротивление ветру оказывают высокочастотные составляющие, поскольку их фазовые скорости намного меньше фазовых скоростей составляющих в окрестности спектрального максимума ω_0 , а следовательно, и скорости воздушного потока. Длинные и пологие волны, соответствующие максимуму спектра и имеющие фазовые скорости, близкие к скорости ветра, не оказывают заметного тангенциального сопротивления воздушному потоку, но могут вносить волновое сопротивление. Мелководные волны имеют сравнительно небольшие фазовые скорости и из-за ограничивающего влияния глубины при относительно большой крутизне, которая связана с нелинейными взаимодействиями длинных и коротких волн. По этой причине вклад составляющих вблизи максимума спектра по частоте ω_0 в общее сопротивление водной поверхности оказывается неизмеримым с вкладом высокочастотных составляющих и даже пренебрежимо малым. Эффект усиливается с уменьшением глубины водоема. Значение параметра шероховатости растет с увеличением скорости ветра или с уменьшением глубины.

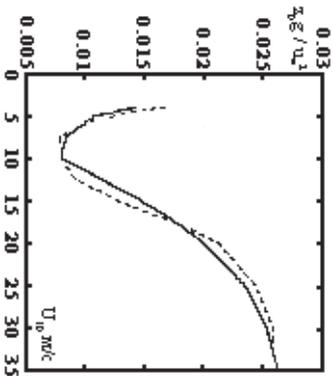


Рис. 2. Зависимость параметра Чарнока $(z_0g^2)/u_*^2$ от скорости ветра U на высоте 10 м. Расчеты по модели ЖОФС при различных возрастах волнения

Для предельного развития волн на мелководных водоемах, когда характеристики поверхностной шероховатости перестают

зависеть от разгона, а также при трансформации волн, приходящих со стороны открытого моря (большие разгоны), полагаем (Ренина, 2000):

$$\hat{z}_0 = F(\hat{H}), \quad (59)$$

где $\hat{z}_0 = (gz_0/u_*^2)$ — безразмерный параметр шероховатости; $\hat{H} = (gh)/u_*^2$; h — глубина водоема; g — ускорение свободного падения, равное 9,8 м/с². Зависимость (59) можно аппроксимировать формулой:

$$\hat{z}_0 = m_1 \hat{H}^{-1}, \quad (60)$$

откуда

$$z_0 = m_1 \frac{u_*^4}{g^2 h}. \quad (61)$$

Значения коэффициента m_1 по данным разных авторов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Автор	Глубина H , м	u_* , м/с	U_{10} , м/с	C_0/u_*	m_1
Макова, 1968	22	0,69–1,83	14,4–19,3	5,7–12,0	24±9
De Leonibus, 1971	40	0,63–0,78	12,4–15,1		48±13
Liu, 1971	15	0,42–0,54			49±10
Mitsuyasu et al., 1971	5–7	0,49–1,19	9,3–22,5		50±25
Ренина, 2000	7–30	0,25–1,7			45±28

Теоретическое исследование поведения z_T/z_0 и z_q/z_0 над аэродинамически шероховатой поверхностью с использованием диффузионной модели (Вилсаент, 1975) дает следующее решение:

$$\frac{z_T}{z_0} = \eta_s^{1/3} \left(\frac{9 \times 85a}{e^{-6} Pr} \right) \exp \left[-1,458 \alpha_T \kappa (85a)^{1/3} Pr^{2/3} K(\eta_s) \right]. \quad (62)$$

Для z_q/z_0 — аналогично.

Здесь $\eta_s = u_* z^3 / 9a \nu D_T$ — безразмерная высота над поверхностью, где a — эмпирическая константа; $\nu = 1,31 \cdot 10^{-5}$ м²/с — кинематическая вязкость воздуха; D — коэффициент молекулярной диффузии

тепла, $t_s = 85\nu/u_*^2$ — фундаментальный временной масштаб вихрей над поверхностью.

$$K(\eta_s) = \Gamma\left(\frac{1}{3}\right)^{-1} \left\{ \gamma\left(\frac{1}{3}, \eta_s/2\right) + 1,44 \left[\gamma\left(\frac{1}{3}, \eta_s\right) - \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) + \eta_s^{-2/3} \exp(-\eta_s) \right] \right\},$$

где Γ — гамма-функция; $\text{Pr} = \nu/D$ — число Прандтля.

Для определения параметра z_T используется и более простая параметризация (Andreae, 1987):

$$\ln \frac{z_T}{z_0} = b_0 + b_1 (\ln \text{Re}) + b_2 (\ln \text{Re})^2. \quad (63)$$

Здесь $\text{Re} = (u_* z_0)/\nu$ — число Рейнольдса. Коэффициенты b определяются из табл. 2.

	$\text{Re} \leq 0,135$	$0,135 < \text{Re} < 2,5$	$2,5 < \text{Re} < 1000$
b_0	1,25	0,145	0,317
b_1	0	-0,550	-0,565
b_2	0	0	-0,183

Таблица 2

Коэффициенты обмена

Так как все вышеприведенные формулы используют трудноопределимые по стандартным измерениям параметры z_0 и u_* , предлагается заманчивым найти простые параметризации зависимости коэффициентов обмена от метеорологических величин.

Мнения разных авторов о характере зависимости коэффициента сопротивления C_D от средней скорости ветра сильно отличаются друг от друга, причем результаты, полученные при измерениях в различных условиях, зачастую противоречат один другому. Как правило, эта зависимость представляется в двух видах: $C_D = a + b u_{10}^k$, или $C_D = a u_{10}^k$, причем значения коэффициентов a , b , c и k существенно отличаются. Этот факт хорошо иллюстрирует рис. 3, на котором представлены параметризации зависимости коэффициента сопротивления от средней скорости ветра над морской поверхностью, полученные на основании прямых измерений

в различных условиях как автором данной работы, так и из литературных данных (Бриш, 1979; Китайгородский, 1970; Пантин, Крувицкий, 1992)

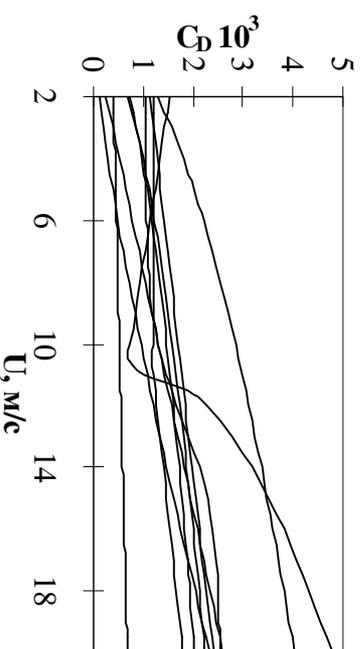


Рис. 3. Параметрические зависимости коэффициента сопротивления (C_D) от средней скорости ветра (U) в различных условиях

Из рисунка видно, что значение коэффициента сопротивления определяется не только скоростью ветра, но и условиями проведения эксперимента, с чем и связаны столь существенные отличия в различных параметризациях. Особенно существенны различия при больших скоростях ветра, где данные о коэффициенте сопротивления отличаются в 5 раз.

Достоверные оценки C_D варьируют, в общем, от $1,1 \cdot 10^{-3}$ до $1,7 \cdot 10^{-3}$. Если рассматривать оценки C_D разных авторов, то коэффициент сопротивления можно считать практически неизменным в интервале скоростей ветра от 4 до 15 м/с и равным $(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$. При нейтральной или близкой к нейтральной стратификации коэффициент сопротивления увеличивается от $1,1 \cdot 10^{-3}$ до $1,8 \cdot 10^{-3}$. Неустойчивая стратификация способствует увеличению коэффициента сопротивления, причем тем сильнее, чем слабее ветер. Некоторые данные свидетельствуют о том, что на мелководье коэффициент сопротивления увеличивается со скоростью ветра, затем достигает максимума и начинает уменьшаться. Таким образом, в настоящее время имеются противоречивые теории и противоречивые опытные данные.

По многочисленным литературным данным коэффициент Стентона S_H увеличивается примерно от $1,08 \cdot 10^{-3}$ при скорости ветра 2 м/с до постоянного значения $1,26 \cdot 10^{-3}$ при скорости ветра больше 8 м/с. Число Дальтона S_E больше соответствующего коэффициента S_H и равно $(1,32 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$. Впрочем, данные разных авторов тоже весьма противоречивы. При слабых ветрах значения могут становиться эффект стратификации.

При сильных ветрах возможна параметризация (Буш, 1979):

$$S_H = 1,46 \cdot 10^{-3} - \frac{0,4 \pm 14}{\Delta T u_{10}} \cdot 10^{-3}.$$

Различными авторами предпринимались попытки построения зависимостей чисел Стентона и Дальтона от числа Рейнольдса (*Житайгородский*, 1975), скорости ветра, безразмерного параметра стратификации, параметра $S = 3,55(T_{10} - T_0)/u_{10}^2$. Однозначной зависимости так и не получено. Как и нет четкого понимания о значении отношения S_H/S_E . У разных авторов оно меняется от 1,2 до 0,8.

Приведем лишь несколько вариантов возможных значений коэффициентов обмена при одновременных измерениях потоков тепла и влаги над морской поверхностью (табл. 3).

Таблица 3

Диапазон изменения скорости ветра и 10^3 м/с	$S_H (\cdot 10^{-3})$	$S_E (\cdot 10^{-3})$
2,5–8	$1,41 \pm 0,18$	$1,47 \pm 0,64$
4,5–11	1,28	1,46
3–10	$1,20 \pm 0,30$	$1,30 \pm 0,50$
2–8	$1,08 \pm 0,03$	$1,08 \pm 0,03 (u_{10} - 2)$
1–22	$Re^{0,11}$	$Re^{0,11}$
3–13	1,28	1,4
4–16	1,2	1,6
3,5–11	$1,42(1 - 0,455S)$	$1,20(1 - 0,394S)$
2–8	$1,34 \pm 0,30$	$1,10 \pm 0,30$
2–21	$1,32 \pm 0,07$	$1,32 \pm 0,07$
1–12	1,34	1,15
1–21	$(1,82 \pm 0,07) u_{10}$	$(1,82 \pm 0,041) u_{10}$

Дополнительным источником неопределенности в определении коэффициентов обмена для потоков тепла и влаги являются и ошибки измерения температуры поверхности воды. Вместо нее обычно используют температуру верхнего перемешанного слоя, которая, как известно, часто значительно отличается от температуры поверхностной пленки (*Федоров*, 1976).

Иногда применяют и другие способы параметризации, основанные, в частности, на использовании геострофических коэффициентов сопротивления и обмена.

Изложенный выше аэродинамический метод бывает вполне достаточен для описания общих тенденций энергообмена и осредненных по пространству или времени потоков. Но для условий локального энергообмена он пока дает значительные ошибки, связанные, прежде всего, с неопределенностью зависимости коэффициентов обмена от скорости ветра и стратификации.

Заключение

В заключение дадим краткую характеристику всех вышеизложенных методов определения турбулентных потоков.

Метод турбулентных корреляций, или прямой метод, наиболее точный из всех известных и, при наличии чувствительной высокочастотной аппаратуры, наиболее легок в применении. Его основной недостаток — требование к точной пространственной ориентировке датчиков, что делает очень затруднительными измерения с судов, буев и прочих подвижных оснований.

Метод бюджета дисперсий, или диссипативный метод, свободен от этих ограничений, но плохо работает при малых значениях потоков и на больших высотах над поверхностью. И при этом он требует достаточно громоздких вычислений.

Профильный, или градиентный, метод прост в исполнении, но требует очень высокой точности измерений профилей метеопараметров, что не всегда достижимо в реальных природных условиях.

Аэродинамический метод основан на использовании стандартных судовых метеорологических измерений, но дает большие ошибки из-за неопределенности характера зависимости коэффициентов обмена в балк-формулах от скорости ветра, стратификации и характеристик морского волнения. Мы не знаем, какая из существующих ныне многочисленных схем задания коэффициентов

сопротивления, теплообмена и испарения правильна. Поэтому при оценке найденных с помощью аэродинамического метода результаты следует проявлять осторожность.

В настоящее время нельзя дать четких рекомендаций по использованию того или иного метода. Это определяется конкретными условиями проведения эксперимента и наличием необходимой аппаратуры.

Литература

- Бул К. Потоки в приземном слое над морем // Моделирование и прогноз верхних слоев океана: Сб. / Под ред. Крауса. Л.: Гидрометеоиздат, 1979. С. 91–113.
- Бычкова И.А., Викторов С.В., Виноградов В.В. Дистанционное определение температуры моря. (Спутниковые и авиационные методы определения температуры поверхности моря по излучению в ИК-диапазоне). Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 224 с.
- Валков Ю.А., Корпов Б.М. К методике измерения турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения с борта судна // Тр. ГИОИ. Л.: Гидрометеоиздат, 1974. С. 313–318.
- Валков Ю.А., Кухарев В.П., Цванг Л.Р. Турбулентность в пограничном слое атмосферы над степной и морской поверхностью // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 4. № 10. С. 18–28.
- Валков Ю.А., Кузьмин А.В., Медведев А.М., Репина И.А., Трохимовский Ю.Г. Радиометрические исследования температурного режима поверхности воды в лабораторных условиях // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2004. Т. 40. № 1. С. 96–101.
- Валков Ю.А., Репина И.А. Когерентные структуры в атмосферном слое над морем // 4-я конференция «Математика, компьютер, образование»: Тр. МИУ, 1998. С. 85–92.
- Валков Ю.А., Репина И.А. Влияние структуры подстилающей поверхности в полярных районах на энергообмен атмосферы и океана // Поверхности и внутренние волны в арктических морях: Сб. / Под ред. И.В. Лавренова и Е.Г. Морозова. СПб: Гидрометеоиздат, 2002. Гл. 11. С. 189–206.
- Зубковская С.Л., Кузнецов О.А., Панин Г.Н. Некоторые результаты измерений пульсаций температуры, влажности и скорости ветра в приземном слое // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1974. Т. 10. № 6. С. 655–660.
- Зубковская С.Л., Кухарев В.П., Цванг Л.Р. Вертикальные профили характеристик турбулентности в приземном и пограничном слое атмосферы

ры при неустойчивой стратификации // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. Т. 15. № 1. С. 44–52.

Кантвэл Б.Дж. Организованные движения в турбулентных потоках // Вихри и волны / Пер. с англ. М.: Мир, 1984. С. 9–79.

Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., 1970. 284 с.

Кондратьев К.Я., Тимофеев М.Ю. Метеорологическое зондирование атмосферы и космоса. Л.: Гидрометеоиздат, 1978. 280 с.

Корпов Б.М., Соколов Д.Ю. Об экспериментальном исследовании изменчивости потоков тепла в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1975. Т. 11. № 7. С. 743–746.

Кривицкий С.В., Стекалов С.С. О параметре шероховатости поверхности мелководных водоемов // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 24. № 1. С. 103–106.

Кухарев В.П., Цванг Л.Р., Яглом А.М. Связи характеристик турбулентности приземного и пограничного слоев атмосферы // Физика атмосферы и проблемы климата. М.: Наука, 1980. С. 162–193.

Макова В.И. Коэффициент трения и параметр шероховатости морской поверхности при больших скоростях ветра // Тр. ГОИН, 1968. Вып. 93. С. 173–190.

Михайлова Л.А., Орданович А.Е. Когерентные структуры в пограничном слое атмосферы: Обзор // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 1991. Т. 27. № 6. С. 593–613.

Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1967.

Обухов А.М. Структура температурного поля в турбулентном потоке // Изв. АН СССР. Серия геофизика и география. 1949. Т. 13. № 1. С. 58–59.

Панин Г.Н., Кривицкий С.В. Аэродинамическая шероховатость поверхности водоема. М., 1992.

Пыдыма В.К. Температура подстилающей поверхности при кучевой облачности // Изменчивость облачности и полей радиации. Тарту, 1978. С. 105–112.

Репина И.А. Исследование динамических характеристик и температурного режима водной поверхности в Каспийском море // Метеорология и гидрология. 2000. № 10. С. 15–27.

Федоров К.Н. Тонкая термоадиабатная структура вод океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. 281 с.

Хунджия Г.Г., Андреев Е.Г. К вопросу определения потоков тепла и водяного пара в системе океан–атмосфера по данным наблюдений профили температуры в тонком поверхностном слое моря // Докл. АН СССР. 1973. Т. 208. № 4. С. 841–843.

Цванг Л.Р. О некоторых задачах дальнейших исследований взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью // Метеорологичес-

- кие исследования. Взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью. М., 1987. № 28. С. 8–12.
- Чиликов Д.В. О профилях ветра и температуры в приземном слое атмосферы при устойчивости стратификации // Тр. ПГО. Вып. 207. С. 170–173.
- Andreas E.L. A Theory for scalar roughness and scalar transfer coefficients over snow and sea ice // *Boundary-layer meteorol.* 1987. V. 38. P. 159–184.
- Andreas E.L. Parameterizing scalar transfer over snow and ice: a review // *J. of hydrometeorology*. 2002. V. 3. P. 417–431.
- Andreas E.L., Jordan R.E., Makshitas A.P. Parameterizing turbulent exchange over sea ice: the ice station Weddell results // *Boundary-Layer Meteorology*. 2005. V. 114. P. 439–460.
- Артамонов А.Ю., Бучнев Л.А., Режина Л.А., Скирина А.Ю., Смирнов А.С., Толпыгин Л.И. Turbulent Fluxes of Heat and Momentum and Statistical Characteristics of Turbulence in the Near-Surface Air in Near-Shore and Deep-Water Zones of the Black Sea // *Oceanology*. 2005. V. 45. Suppl. 1. P. S27–S38.
- Baines P.G. On the drag coefficient over shallow water // *Boundary-Layer Meteorology*. 1974. V. 6. № S. P. 299–303.
- Baldocchi D. Assessing the eddy covariance technique for evaluating carbon dioxide exchange rates of ecosystems: past, present and future // *Global Change Biology*. 2003. P. 479–492.
- Brown G.L., Kosko A. On density effects on large structures in turbulent mixing layers // *J. Fluid Mechanics*. 1974. V. 64. P. 775–816.
- Brutsaert W. A theory for local evaporation (or heat transfer) from rough and smooth surface at ground level // *Water Resour. Research*. 1975. V. 11. P. 543–550.
- Businger J.A., Wyngaard J.C., Bradley E.F. Flux profile relationships in the atmospheric surface layer // *J. Atmospheric Sciences*. 1971. V. 28. P. 181–189.
- Carl M.B., Tarbell T.C., Panofsky H.A. Profiles of wind and temperature from towers over homogeneous terrain // *J. Atmospheric Sciences*. 1973. V. 30. P. 788–794.
- Charnock H. Wind stress on water surface // *Quarterly J. Royal Meteorological Society*. 1955. V. 81. P. 639–640.
- De Leonibus P.S. Momentum fluxes and wave spectra observations from the ocean tower // *J. Geophysical Research*. 1971. V. 76. № 26. P. 6506–6527.
- Donelan M.A., Dobson F.W., Smith S.D., Anderson R.J. On the dependence of sea surface roughness on wave development // *J. Physical Oceanography*. 1993. V. 23. P. 2143–2149.
- Edson J. B., Hinton A.A., Prada K.E., Hare J. E. Fairall C.W. Direct Covariance Flux Estimates from Mobile Platforms at sea // *J. Atmospheric Oceanic Technology*. 1998. V. 15. P. 547–562.

- Erling D., Brown R.A. Large eddies in the planetary boundary layer: a review // *IAMAP/ICOM, Working Group Atmospheric Boundary Layer and Air-Sea Interaction*, June 17, 1992.
- Fairall C.W., Larsen S.E. Inertial-dissipation method and turbulent fluxes at the air-ocean interface // *Boundary-Layer Meteorology*. 1986. V. 34. P. 287–301.
- Fairall C.W., Grachev A.A., Bedars A., Nishiyama R. Wind, wave, stress and surface roughness relationships from turbulence measurements made on R/P FLIP in the SCORE experiment: Report NOAA/ERL/ETL. 1995. P. 1–28.
- Grachev A.A., Fairall C.W., Larsen S.E. On the determination of the neutral drag coefficient in the convective boundary layer // *Boundary-Layer Meteorology*. 1998. V. 86. P. 257–278.
- Jones E.P., Ward T.V., Zwick H.H. A fast response atmospheric CO₂ sensor for eddy correlation flux measurements // *Atmospheric Environment*. 1978. V. 12. P. 845–851.
- Kitaigorodskii S.S., Volkov Yu.A. Grachev A.A. A note on the analogy between momentum transfer across a rough solid surface and the air-sea interface // *Boundary-Layer Meteorology*. 1995. V. 74. P. 1–17.
- Kaimal J.C., Gairon J.E. Another Look at Sonic Thermometer // *Boundary-Layer Meteorology*. 1991. V. 56. P. 401–410.
- Korov V.M., Zubkovskiy S.L., Korov V.M., Fortus M.I., Makarova T.I. Statistics of air temperature spatial variability in the atmospheric surface layer // *Boundary-Layer Meteorology*. 1998. V. 88. P. 399–423.
- Leuning R., Moncrieff J. Eddy-covariance CO₂ flux measurement using open- and closed-path CO₂ analysers: corrections for analyser water vapor sensitivity and damping of fluctuations in air sampling tube // *Boundary-Layer Meteorology*. 1990. V. 53. P. 63–76.
- Lykosov V.N. Turbulence closure for the boundary layer with coherent structures: an overview // *Berichte aus dem Fachbereich Physik: Report N° 63. Alfred-Wegener-Institut for Polar and Marine Research. Bremerhaven, Germany*, 1995. 27 p.
- Makin V.K. A note on a parametrization of sea drag // *Boundary-Layer Meteorology*. 2003. V. 106. P. 593–600.
- Makin V.K., Kudryavtsev V.N. Coupled sea surface-atmosphere model. Pt. 1. Wind over waves coupling // *J. Geophysical Research*. 1999. V. 104. № C4. P. 7613–7623.
- Mitsuyasu H., Nakayama R., Komuro T. Observations of the wind and wave in Hakata Bay // *Reports of Research Inst. for Applied Mechanics*. 1971. V. 19. № 62. P. 37–64.
- Ohaki E., Matsui M. Infra-red device for simultaneous measurement of atmospheric carbon dioxide and water vapour // *Boundary-Layer Meteorology*. 1982. V. 24. P. 109–119.

- Smith S.D.* Eddy flux measurement over lake Ontario // *Boundary-Layer Meteorology*. 1974. V. 6. P. 235–255.
- Smith S.D.* et al. Sea surface wind stress and drag coefficients: HEXOS Results // *Boundary-Layer Meteorology*. 1995. V. 73. P. 145–158.
- Still R.B.* Review of non-local mixing in turbulent atmosphere: transient turbulence theory // *Boundary-Layer Meteorology*. 1993. V. 62. P. 21–96.
- Toba Y, Koda M.* A parameter describing overall conditions of wave breaking, whitecapping, sea-spray production and wind stress // *Oceanic Whitecaps* / Eds. E.C. Monohan, G. Mac Niocaill, D. Reidel. 1986. P. 37–47.
- Trevino G., Andrews E.L.* Averaging intervals for spectral analysis of nonstationary turbulence // *Boundary-Layer Meteorology*. 2000. V. 95. P. 231–247.
- Zilitinkevich S., Grachev A., Hunt J.C.R.* Surface frictional processes and non-local heat/mass transfer in the shear-free convective boundary layer // *Buoyancy convection in geophysical flows* / Eds. E.I. Plate et al. NATO ASI series. 1998. Kluwer. P. 83–113.
- Webb E., Pearman G., Leuning R.* Correction of fluxes measurement for density effects due to heat and water vapour transfer // *Quarterly J. Royal Meteorological Society*. 1980. V. 106. P. 85–100.