У.Х. Брутсерт   Испарение в атмосферу

У.Х. БРУТСЕРТ

Испарение в атмосферу

Теория, история, приложения

Гидрометеоиздат 1985

WILFRIED BRUTSAERT

Cornell University

Evaporation into the Atmosphere

Theory, History and Applications

D. REIDEL PUBLISHING COMPANY

DORDRECHT: HOLLAND/BOSTON: U.S.A.

LONDON: ENGLAND

У.Х. БРАТСЕРТ

Испарение в атмосферу

Теория, история, приложения

Перевод с английского
под редакцией
А. С. ДУБОВА

ЛЕНИНГРАД
ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1985

УДК 551.573

Перевод с английского А. П. НАГУРНОГО

В книге последовательно и достаточно полно изложены основы теории процесса испарения и содержатся рекомендации по практическому использованию этой теории. Книга может быть полезной для дальнейшего развития исследований в этом направлении.

Главная цель книги — полнее раскрыть механизм процесса испарения и оценить влияние испарения на окружающую среду. Главы 1 и 2 посвящены обзору исследований начиная с древних времен и до 1900 г. В центральных главах книги излагаются основные концепции, лежащие в основе задачи о переносе водяного пара с различной подстилающей поверхности в нижние слои атмосферы; рассматриваются также основные положения теории пограничного слоя атмосферы и параметризация турбулентного переноса влаги в пограничном слое. Процесс испарения анализируется как неотъемлемая составляющая теплового баланса поверхности земли. Исследуются также процессы трансформации пограничного слоя атмосферы в связи с локальным влиянием озер и оазисов ограниченных размеров. Теоретические предпосылки рассматриваются с точки зрения приложений к существующим способам измерений и расчетов испарения.

Предлагаемая вниманию читателей книга может быть полезна как для предварительного ознакомления с предметом, так и для более глубокого его изучения. Ее можно использовать также в качестве пособия для научных работников и инженеров, специализирующихся в области гидрологии, метеорологии, агрономии, океанографии, климатологии и смежных дисциплин.

Б $\frac{1903040000\text{-}098}{069(02)\text{-}85}$ 4-85

Copyright © 1982 by D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland
© Перевод на русский язык, Гидрометеоиздат, 1985 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Предлагаемая вниманию читателя книга Уилфреда Братсерта посвящена испарению с континентов, т. е. с суши или сравнительно небольших водоемов. Испарение с океанов само по себе не рассматривается, но, разумеется, многие результаты, полученные, скажем, для больших озер, вполне могут быть применимы к океанам. Особенно это касается аэродинамических подходов, которые, кстати сказать, разобраны в книге наиболее обстоятельно. Более того, при чтении глав 3—9, а также главы 10 создается впечатление, что книга представляет собой главным образом обзор современного состояния исследований в первую очередь атмосферного пограничного слоя, проблема же испарения — лишь одно из приложений, важное, но не единственное. Но ставить это в упрек автору ни в коем случае не следует: аэродинамический подход тем и характерен, что испарение, теплопередача и обмен количеством движения между атмосферой и поверхностью Земли могут рассматриваться в его контексте лишь взаимосвязанно. Нам представляется, что в акценте на метеорологическую сторону проблемы испарения (более исследованную и, вероятно, более содержательную)— главная ценность книги, особенно для нашего читателя, в распоряжении которого уже имеется ряд монографий, посвященных в большей мере именно гидрологическому аспекту естественного испарения.

Итак, основное внимание в книге уделено подходу, основанному на трактовке различных атмосферных пограничных слоев: вязких и турбулентных, нейтральных и стратифицированных, равновесных и горизонтально неоднородных или нестационарных. Выделенность процессов испарения из общего круга проблем взаимодействия атмосферы с поверхностью Земли наиболее четко проявляется в последней главе, посвященной методу водного баланса, а также в первых двух главах — введении и историческом обзоре. Кстати, об этом обзоре следует упомянуть особо: впервые на русском языке публикуется увлекательное изложение того, как эволюционировали взгляды на проблему испарения в ходе общего развития естественнонаучных представлений начиная с античных времен на протяжении Средневековья и Возрождения и кончая этапом развития науки в XVII—XIX столетиях.

Гуманитарная эрудиция, отличающая этот обзор,— одно из проявлений высокой научной культуры автора — черты, которой нередко недостает весьма квалифицированным специалистам. Высокая научная культура отличает книгу в целом: основной материал, изложенный в книге, в том числе и в главах, посвященных теории атмосферных пограничных слоев, которая развивалась наиболее быстрыми темпами, выводит читателя на передний фронт науки. В качестве особого достоинства книги стоит отметить и то, что ее автор не поддался естественному (и столь редко преодолеваемому) искушению — увлечению излишне подробным изложением своих работ. Это тоже одно из проявлений научной культуры.

Впрочем, все вышесказанное вполне естественно. Автор книги — профессор одного из лучших университетов США — Корнельского,— во-первых, внес заметный личный вклад в разработку ряда проблем, излагаемых в книге, во-вторых, в течение ряда лет в Корнельском университете и в ряде европейских университетов читал курс лекций, на основе которых и была написана книга.

При всех неоспоримых достоинствах книги необходимо признать, что ее название (буквальный перевод «Испарение в атмосферу») не вполне точно отражает содержание: как уже упоминалось, вопрос об испарении с океанов в книге не рассматривается. И это вызывает некоторую досаду. Включить подобный материал на фоне того, что уже изложено, казалось бы и не очень трудно и очень естественно, да и по объему этот материал занял бы немного места.

В книге уделено внимание советским исследованиям — работам Будыко, Кондратьева, Монина, Обухова, Яглома и некоторых других,— но, как правило, лишь тем из них, в которых выдвигались новые идеи, признанные как в нашей стране, так и за рубежом. Отечественные работы менее фундаментального характера почти не цитируются, даже если они и были более ранними или более полными, чем аналогичные исследования западных авторов. Этому не приходится удивляться: работы советских исследователей поступают к зарубежным коллегам в лучшем случае через год-полтора после публикации на русском языке, если вообще поступают, причем переводы их, как правило, невысокого качества.

Профессор У. Братсерт, несомненно, стремился отразить известный ему вклад русских и советских ученых в развитие проблем, связанных с испарением. Его внимание к русской научной школе проявилось и в историческом обзоре, где среди других прославленных имен почетное место занимают русские дореволюционные исследователи: Штеллинг, Вильд, Воейков. Формула испарения Штеллинга и испаритель Вильда подробно обсуждаются и в основном тексте.

Поскольку сама по себе дополнительная библиография без краткого обзора перечисленных работ мало что сообщает читателю, дополнительный список литературы, который включен при редактировании настоящего издания, охватывает только монографии, изданные в последние годы.

Книга Братсерта представляет интерес, как мне кажется, для более широкой аудитории, чем большинство специальных монографий, выпускаемых Гидрометеоиздатом. Ее с пользой для себя прочтут метеорологи, гидрологи, гидротехники, специалисты по сельскому хозяйству, а также гидромеханики, интересующиеся геофизическими приложениями результатов своих исследований.

А. С. ДУБОВ

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Процесс испарения представляет интерес для широкого круга исследователей. Настоящая книга является попыткой систематизировать теоретические и экспериментальные работы по этой проблеме. Она содержит, в частности, обзор исторического развития и практического использования результатов, связанных с изучением испарения в естественных условиях.

Книга адресована научным работникам и инженерам, специализирующимся в области гидрологии, метеорологии, агрономии, океанографии, климатологии и смежных с ними дисциплин, а также тем, кто желает познакомиться с основными закономерностями процесса испарения. В то же время я надеюсь, что книга окажется полезной для тех специалистов, которые захотят ознакомиться с практическим использованием результатов в области динамики жидкости при изучении этого важного и интересного явления природы.

Книга состоит из трех основных частей. Первая часть включает главы 1 и 2 и дает общее представление о проблеме и историческом развитии теоретических исследований с древних времен и до конца XIX столетия. Эта часть не претендует на полноту обзора, но является необходимой для понимания идей и концепций, лежащих в основе современных знаний о процессах испарения. Вторая часть включает главы 3—7. В ней излагаются основные понятия и математические формулировки, с помощью которых описывается процесс переноса водяного пара в нижнем слое атмосферы. Основы физики нижнего слоя атмосферы изложены в главе 3. Знакомство с нею будет полезно для более глубокого понимания содержания следующих глав. Необходимо отметить, что глава 3 представляет и самостоятельный интерес. В главе 4 сделана попытка связать в единое целое различные идеи и представления о переносе водяного пара в атмосфере над статистически однородной поверхностью. Эта задача рассматривается на основе последних достижений теории пограничного слоя атмосферы. Параметризация турбулентного переноса подробно изложена в главе 5. Основные методы расчета теплового баланса поверхности земли изложены в главе 6. Различные пути описания локальных адвективных процессов в пограничных слоях, порожденных неоднородными условиями на подстилающей поверхности, представлены в главе 7. Наконец, в третьей части, включающей главы 8—11, излагаются известные способы и методы измерения испарения. Эти методы объединены в группы согласно теоретическим концепциям, изложенным во второй части книги. Выбор того или иного метода диктуется поставленной задачей, а также имеющимися исходными данными и способами измерения.

Я не пытался отразить все существующие точки зрения и взгляды на рассматриваемую проблему и стремился только к тому, чтобы в ясной и доступной форме изложить физические основы исследуемых процессов. Тем не менее в списке литературы я старался охватить наиболее важные опубликованные исследования за исключением тех случаев, когда не было возможности познакомиться с оригинальными статьями, а также за исключением тех работ, в которых излагаются сугубо частные вопросы.

В основу книги положен курс лекций по гидрологии и мезометеорологии, читавшийся мною в Школе гражданского и общественного проектирования Корнельского университета (США). Этот курс дополнен также сведениями, которые я обобщил, занимая должность профессора в Сельскохозяйственном университете (Нидерланды) и Федеративном технологическом институте (Швейцария).

Я выражаю благодарность моим бывшим слушателям, а также друзьям по работе в различных странах, с которыми я имел возможность обсуждать вопросы, связанные с проблемой испарения. Их идеи и замечания помогли мне лучше понять проблему в целом и способствовали созданию этой книги.

УИЛФРЕД БРАТСЕРТ

Итака, штат Нью-Йорк,
весна 1980 г.

ГЛАВА 1

Введение

1.1. Определения

Предмет этой книги — испарение воды в естественную окружающую среду. В целом испарение — это процесс, при котором вещество переходит из твердого или жидкого состояния в пар. В случае перехода из твердого состояния непосредственно в парообразное процесс чаще называют сублимацией. Испарение воды через ткани живых растений называется транспирацией. При расчетах для земной поверхности в целом очень трудно отделить испарение через растения (транспирацию) от непосредственного испарения с поверхности почвы и малых водоемов, поэтому оба термина обычно объединяют в единый термин суммарное испарение (испарение плюс транспирация). Иногда это различие полезно учитывать, однако, термин испарение обычно означает все процессы парообразования, за исключением особо оговоренных случаев.

1.2. Прикладные задачи

1.2. А. Водный баланс

Испарение воды в естественную окружающую среду с открытой водной поверхности или с покрытой растительностью земной поверхности, является одной из главных компонент гидрологического цикла. В гидрологическом, или водном цикле вода в виде осадков переносится из атмосферы на земную поверхность, после чего стекает в реки, озера и моря путем подземной фильтрации или прямо в виде стока с поверхности, наконец, вода испаряется обратно в атмосферу и цикл завершается.

Вступая в гидрологическом цикле в фазу испарения, вода становится недоступной для непосредственного использования. Во многих районах земного шара доступные водные ресурсы используются в масштабах, близких к предельно возможным, поэтому точное знание этих пределов крайне необходимо для планирования и оптимального использования водных ресурсов. Суммарное испарение с земной поверхности, наряду с осадками, определяет объем стока с водораздела или речного бассейна. Оно же в значительной мере определяет реакции водоразделов на обильные осадки, в результате которых происходят катастрофические стоки и наводнения. Потенциальное испарение, которое можно грубо представить как испарение, не ограниченное недостатком воды, часто используется для оценки водоснабжения при создании ирригационных систем. Объем и интенсивность испарения с водной поверхности составляют необходимую информацию при создании запасных резервуаров, при оценке возможностей использования природных озер для таких целей, как городское или промышленное водоснабжение, ирригация пахотных земель, водоохлаждение, выработка гидроэлектроэнергии, навигация, а в отдельных случаях и отдых.

К сожалению, испарение с земной поверхности, покрытой растительностью, наряду с испарением со свободной водной поверхности, является мало изученным аспектом гидрологического цикла — все еще трудно получить количественные данные для отдельных районов. Региональные оценки таких фаз цикла, как осадки или сток, требуют трудоемких измерений. В случае испарения помимо проблемы определения характеристик, осредненных по площади, представляет трудность простое определение испарения в данной точке.

Уравнение водного баланса, выражающее сохранение массы в гидрологической системе, может быть записано следующим образом:

$$(P - E)A + Q_i - Q_0 = dS/dt, \tag{1.1}$$

где P — средняя интенсивность осадков; E — испарение; A — площадь поверхности; Q_i — приток наземных и подземных вод; Q_0 — сток наземных и подземных вод; S — влагосодержание системы. Очевидно, испарение E можно определить как остаточный член в выражении (1.1) после того, как определены все остальные компоненты. Но если даже они действительно известны, этот метод нельзя считать вполне удовлетворительным. Относительно небольшие, но неизбежные погрешности в определении осадков и стока могут привести к значительным абсолютным ошибкам в расчете испарения. Более того, этот метод не приемлем для прогнозирования испарения при проектировании водохранилищ и ирригационных энергетических систем; поэтому желательно рассчитывать испарение независимо от водного баланса, например, на основе метеорологических данных.

1.2. Б. Тепловой баланс

В любой заданной системе на земной поверхности испарение является связующим звеном между водным и тепловым балансом. Для простейшей системы, в которой не учитываются нестационарность процесса, снеготаяние, фотосинтез и горизонтальная адвекция, тепловой баланс можно выразить в виде

$$R_n = L_e E + H + G, \tag{1.2}$$

где R_n — радиационный баланс; L_e — скрытая теплота парообразования; E — испарение; H — турбулентный поток тепла в атмосферу; G — поток тепла в почву. Основная часть общего количества приходящей радиации поглощается у поверхности земли и преобразуется во внутреннюю энергию. Часть этой энергии расходуется на длинноволновую уходящую радиацию, направленные вверх турбулентный и молекулярный потоки тепла, на испарение и поток тепла в почву. Все это способствует поступлению тепла в атмосферу. Неоднородность нагревания в глобальном масштабе возбуждает циркуляцию атмосферы всей планеты. Огромное количество теплоты фазовых превращений воды, поступающее в атмосферу в результате испарения, вызывает перенос и перераспределение тепла при почти изотермических условиях. Поскольку даже в условиях, близких к насыщению, в воздухе содержится незначительная часть водных паров, которые легко конденсируются в высоких слоях, воздух очень быстро становится сухим. Высвобождение тепла при конденсации и выпадении осадков — мощнейший источник энергии в атмосфере. Иными словами, испарение как «поставщик» теплоты фазовых превращений воды играет существенную роль в формировании погоды и климата.

Кроме того, степень наличия или недостаточности влаги в атмосфере является существенным показателем типа климата. Поэтому для характеристики аридности региона реальное испарение часто сопоставляют с потенциальным испарением (испаряемостью).

Выработка электроэнергии и другие промышленные процессы в более локальном масштабе обычно связаны с выделением энергии. Размещение источников энергии вблизи прибрежных вод, озер и рек является потенциальной причиной разрушения природного теплового баланса и экологии водных массивов. Для того чтобы избежать нежелательных последствий для окружающей среды, при проектировании энерговырабатывающих систем необходимо отчетливо понимать особенности формирования потоков явного и скрытого тепла.

Согласно выражению (1.2), радиационный баланс расходуется частично на обмен теплом с атмосферой. Это явное тепло можно представить в виде $c_p T$, где c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении, T — температура. Его можно рассматривать как скалярную примесь, аналогичную водяному пару. Следовательно, механизм атмосферного переноса явного тепла подобен механизму переноса водяного пара. Более того, в большинстве случаев практически невозможно иметь дело с величиной E, не учитывая при этом H, или наоборот. Поэтому поток явного тепла H обычно рассматривается вместе с испарением E. Отношение значений этих двух потоков — так называемое отношение Боуэна

$$\mathrm{Bo} = H/L_e E \tag{1.3}$$

является важным метеорологическим и климатологическим параметром.

1.3. Общие климатологические сведения

Для оценки наиболее существенных компонент водного и теплового балансов в глобальном масштабе проводились многочисленные исследования. Так как имеющихся экспериментальных данных для этой цели недостаточно, используются различные расчетные методы, однако каждый из них не свободен от тех или иных недостатков. Тем не менее последние расчеты по этим методам показали хорошую согласованность некоторых величин. В известных пределах они дают представление об осредненном за большой промежуток времени испарении в разных климатических зонах.

Как видно из данных табл. 1.1, среднегодовое испарение для земного шара в целом составляет примерно 1 м, испарение с поверхности суши — 60—65 % количества осадков. При стационарных условиях для длительных периодов разность между осадками P и испарением E следует считать стоком

ТАБЛИЦА 1.1

Расчеты компонентов мирового водного баланса (м·год$^{-1}$), выполненные после 1970 г.

Автор	Суша (1,49·10^8 км^2)		Океаны (3,61·10^8 км^2)		Земной шар в целом
	P	E	P	E	$P=E$
Будыко (1970, 1971)	0,73	0,42	1,14	1,26	1,02
Львович (Lvovich, 1970)	0,73	0,47	1,14	1,24	1,02
Львович (Lvovich, 1973)	0,83	0,54	—	—	—
Баумгартнер, Рейчел (Baumgartner, Reichel, 1975)	0,75	0,48	1,07	1,18	0,97
Корзун и др. (1974)	0,80	0,48	1,27	1,40	1,13

$$q_r = P - E, \quad (1.4)$$

который составляет примерно 35—40 % доли осадков в среднем для всех континентов.

Значения испарения для отдельных континентов за исключением Южной Америки и Антарктики различаются мало (см. табл. 1.2).

ТАБЛИЦА 1.2

Оценки (м·год$^{-1}$) испарения E и осадков P для континентов

Автор	Величина	Европа	Азия	Африка	Северная Америка	Южная Америка	Австралия и Океания	Антарктика
Львович (Lvovich, 1973)	E	0,415	0,433	0,547	0,383	1,065	0,510	—
	P	0,734	0,726	0,686	0,670	1,648	0,736	—
Баумгартнер, Рейчел (Baumgartner, Reichel, 1975)	E	0,375	0,420	0,582	0,403	0,946	0,534	0,028
	P	0,657	0,696	0,696	0,645	1,564	0,803	0,169
Корзун и др. (1974)	E	0,507	0,416	0,587	0,418	0,910	0,511	0
	P	0,790	0,740	0,740	0,756	1,60	0,791	0,165

Оценки водных запасов, характеризуемых толщиной слоя воды, равномерно покрывающего весь земной шар с идеальной сферической поверхностью, приведены в табл. 1.3.

ТАБЛИЦА 1.3

Оценки водных запасов[1] в различных формах

Формы	Львович (Lvovich, 1970)	Баумгартнер, Рейчел (Baumgartner, Reichel, 1975)	Корзун и др. (1974)
Океаны	2686	2643	2624
Ледяной покров без Антарктики	47,1	54,7	47,2
Суммарный запас подземных вод	117,6	15,73	45,9
Почвенная влага	0,161	0,120	0,0323
Озера	0,451	0,248	0,346
Реки	0,00235	0,00212	0,00416
Атмосфера	0,0274	0,0255	0,0253

[1] Водные запасы характеризуются толщиной слоя воды (м) на единицу площади земной поверхности (1 км^2).

Эти данные показывают, что 1 м испарившейся воды за год превышает количество пресной воды на земле, не связанной в виде льда вечной мерзлоты и глубинных подземных вод. Действительно, в почвах, озерах и реках всего земного шара запасы воды, вероятно, значительно меньше 1 м, а влагосодержание атмосферы составляет всего 2—3 см сконденсированной влаги. Иными словами, оборот активной части гидрологического цикла должен совершаться весьма быстро. Например, если интенсивность глобального испарения 1 м$\cdot$год$^{-1}$, то при запасах воды в атмосфере 0,025 м среднее время сохранения влаги в воздухе составит примерно 9 дней. При континентальном стоке 0,30 м$\cdot$год$^{-1}$ (см. табл. 1.1) и запасах воды в реках на занятых сушей 29 % поверхности земного шара 0,003/0,29 м среднее время сохранения стока составит примерно 13 дней. Это очень небольшое время. Более того, так как океан занимает примерно 71 % поверхности земного шара, активная доля пресной воды в гидрологическом цикле постоянно дистиллируется вновь путем испарения с поверхности океана.

В работах Львовича (Lvovich, 1973), Будыко (1971), Баумгартнера и Рейчела (Baumgartner, Reichel, 1975), Банкера и Уортингтона (Bunker, Wortington, 1976), Корзуна и др. (1974) и Хастенрата и Лэмба (Hastenrath, Lamb, 1978) представлены карты распределения испарения и других компонентов водного баланса в разных частях мира. На рис. 1.1 показано распределение среднего годового испарения по последним данным. Как видно из рисунка, испарение на континентах значительно изменяется, особенно резкие контрасты отмечаются в засушливых регионах.

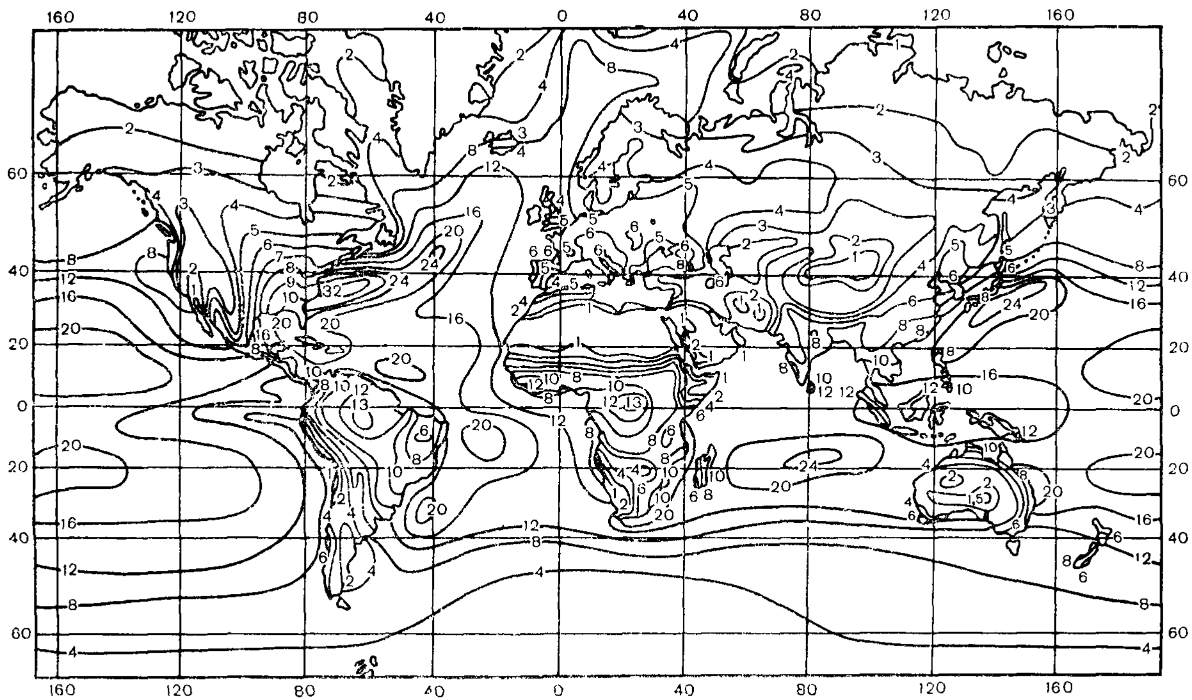


Рис. 1.1. Глобальное распределение среднего за год испарения (10 см·год$^{-1}$).

Наибольшее испарение наблюдается в северо-западных районах Атлантики, где оно превышает 320 см·год$^{-1}$. Так, согласно Банкеру и Уортингтону (Bunker, Worthington, 1976), в этих районах максимальное испарение составляет 373 см·год$^{-1}$. Такое большое испарение объясняется не только значительным локальным поступлением радиации, но и влиянием адвекции тепла Гольфстримом. Адвекция подобного рода описана в работе Ассафа и Кесслера (Assaf, Kessler, 1976), которые пришли к выводу, что в окруженном пустыней заливе Акаба, получающем большое количество теплой воды из Красного моря, испарение составляет около 365 см·год$^{-1}$; однако, по их мнению, есть основания считать, что верхний предел испарения для этого залива может составить 500 см·год$^{-1}$.

Проектировщики ирригационных систем при недостатке надежной информации пользуются эмпирическим правилом, согласно которому показатель хорошо орошенных культур колеблется от 1,0 до 1,51 с$^{-1}$·га$^{-1}$, что соответствует пределам испарения 320—470 см·год$^{-1}$. Эффективность орошения обычно составляет около 25—40 %. Таким образом, эти грубые оценки согласуются с приведенными здесь климатическими данными. По наблюдениям фермеров в северо-восточных районах США для поддержания хороших условий в период активного роста зерновых культур необходимо еженедельное количество осадков 1 дюйм, т. е. 2,5 см. Практически, испарение, необходимое для роста сельскохозяйственных культур при продолжительности вегетационного периода 6 месяцев, полностью соответствует данным, приведенным в табл. 1.2.

Приведенные в табл. 1.4 данные дают представление о порядке величин основных компонентов теплового баланса земной поверх-

ТАБЛИЦА 1.4

Данные расчета компонентов среднего теплового баланса земной поверхности (×41,9 МДж·м$^{-2}$·год$^{-1}$)

Автор	Суша			Океаны			Земной шар в целом		
	R_n	L_eE	H	R_n	L_eE	H	R_n	L_eE	H
Будыко (1971)	49	25	24	82	74	8	72	60	12
Баумгартнер и Рейчел (Baumgartner, Reichel, 1975)	50	28	22	81	69	12	72	57	15
Корзун и др. (1974)	49	27	22	91	82	9	79	67	12

ности в глобальном масштабе. Эти данные показывают, что радиационный баланс Земли в целом в основном расходуется на испарение. Над поверхностью океана поток скрытого тепла L_eE в среднем составляет 90 % от радиационного баланса R_n. Для поверхности суши величина L_eE составляет в среднем 50 % от радиационного баланса R_n. Имеются расчеты компонент теплового баланса для десятиградусных широтных зон.

Следует отметить, что примерно между 20 и 40° широты величина H в среднем больше, чем L_eE. Это и не удивительно, поскольку в этих зонах преобладают обширные засушливые пространства и крупные пустыни мира. Относительно большая доля испарения в глобальном тепловом балансе подчеркивает его важность как связующего звена с водным балансом. Таким образом, изменения в тепловом балансе поверхности земли связаны не только с изменениями климата, но и с изменениями водного баланса.

Для каждой конкретной местности и конкретного времени фактическое испарение существенно отличается от климатической нормы. Отклонения от нормы характеризуются цикличным или периодическим режимом, а именно: суточным и сезонным ходом. В случае

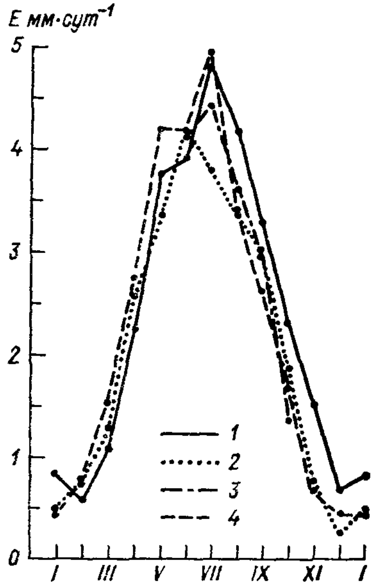


Рис. 1.2. Годовой ход суммарного испарения E (мм·сут$^{-1}$) с лугового покрова. Результаты измерений с помощью испарителя для четырех пунктов восточных районов США (Van Bavel, 1961).

Данные для пунктов Сибрук (*1*), Вейнесвилль (*2*), Рейли (*3*) представляют собой максимальные или близкие к ним значения; данные для Кошоктона (*4*), возможно, искажены влиянием дефицита влаги.

аридного жаркого климата с ярко выраженными сухим и влажным периодами сезонный цикл испарения сходен с циклом осадков. Во влажном климате или над водной поверхностью сезонное изменение испарения точно соответствует циклу поступления тепла, затрачиваемого на испарение. Для большинства климатов над сушей сезонный цикл испарения находится под влиянием имеющихся водных и тепловых ресурсов. Так, например, на рис. 1.2 показано изменение средних месячных значений суммарного испарения в отдельных пунктах восточных районов США. Максимальное испарение отмечается летом, минимальное — зимой. Цикличный режим аналогичен характеру притока солнечной радиации и соответствует режиму температуры воздуха. Это справедливо и для мелководных бассейнов. Однако для глубоководных бассейнов цикл испарения не совпадает с годовым солнечным циклом. В отличие от поверхности суши, водный массив может запасать и выделять большое количество тепла и таким образом действовать

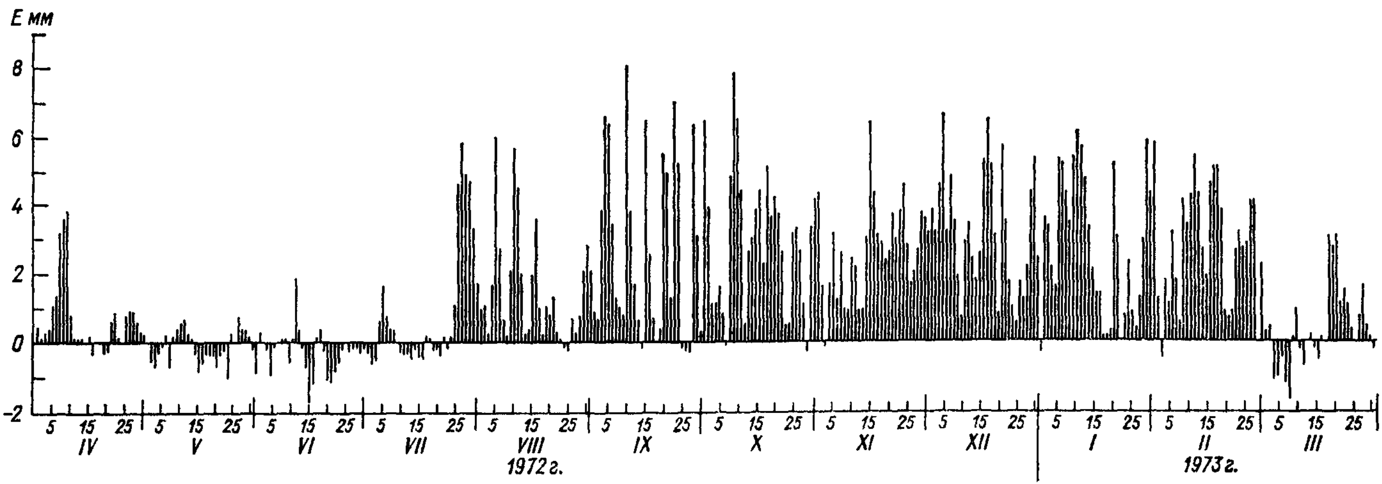


Рис. 1.3. Изменение суточного испарения с оз. Онтарио, рассчитанного по коэффициентам теплообмена за период 1972—1973 гг. (Phillips, 1978).

как маховое колесо. В результате цикл энергии, затрачиваемой на испарение, может на несколько месяцев отставать по фазе от цикла поступления солнечного тепла. Например, как показано на рис. 1.3, максимум испарения на оз. Онтарио наблюдается в конце осени и ранней зимой, а минимум — поздней весной и ранним

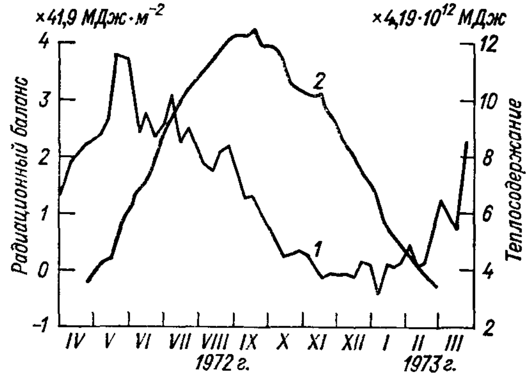


Рис. 1.4. Изменение недельных сумм радиационного баланса (*1*) и теплосодержания (*2*) на оз. Онтарио за период 1972—1973 гг. (Pinsak, Rogers, 1974).

летом. Годовой ход радиационного баланса и теплосодержания озерных вод показан на рис. 1.4.

Суточный цикл испарения над водной поверхностью выражен менее четко, чем над сушей. Над сушей, где меньше тепла по-

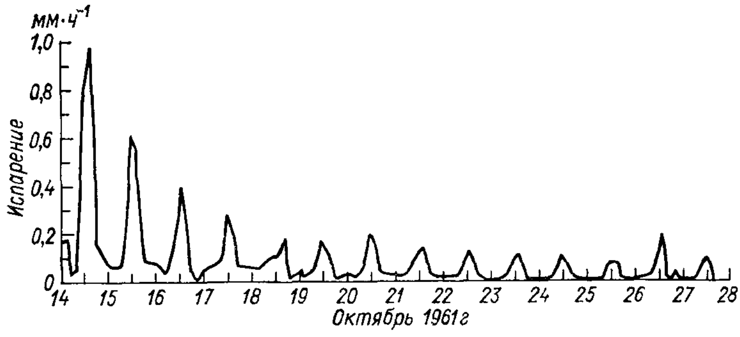


Рис. 1.5. Изменение испарения с оголенной почвы в период высыхания, измеренное с помощью испарителя со взвешиванием в Аризоне (Van Bavel, Reginato, 1965).

падает в подповерхностные слои, суточный цикл испарения обычно соответствует суточному притоку солнечной радиации. На рис. 6.1—6.4, наряду с другими компонентами теплового баланса, приведены примеры суточного хода суммарного испарения с растительного покрова и водной поверхности. На рис. 1.5 показан суточный ход испарения с оголенной почвы. Этот рисунок характеризует также общий режим испарения после дождя или орошения, когда приобретенные запасы воды в почве постепенно истощаются. Поскольку эксперимент проводился во время сухого сезона, суточный ход явно указывает на снижение среднего суточного испарения. Подобную тенденцию в изменении испарения спустя некоторое время после дождя можно обнаружить также на рис. 10.1 (для пастбища) и рис. 11.7 (для оголенной почвы).

Суточный и сезонный ход является лишь одной из особенностей общего стохастического режима испарения в природе. Делались попытки (напр., Yu, Brutsaert, 1969a, b; Pruitt e. a., 1972; Shahane e. a., 1977; Magyar e. a., 1978) более полно исследовать стохастические и статистические аспекты испарения, но до сих пор о них известно очень мало. Прогресс в этом направлении возможен только при организации длительных серий измерений и получении высококачественных экспериментальных данных.

1.4. Перенос других субстанций вблизи поверхности раздела Земля—атмосфера

Помимо испарения и турбулентных потоков тепла, наблюдаются явления переноса различных примесей или газов в атмосфере, оказывающие физическое и биологическое влияние на окружающую среду. Например, перенос кислорода через водную поверхность является одним из главных механизмов поддержания или восстановления качества воды в реках и озерах. Двуокись углерода CO_2 — другая составная часть воздуха — необходима для биологического обмена веществ. Это основная газовая компонента, поступающая в атмосферу в основном в результате сгорания различного вида топлива. За последние несколько десятилетий концентрация CO_2 в воздухе непрерывно возрастает. Процесс поглощения CO_2 растениями и перенос CO_2 через водную поверхность в значительной мере определяют его удаление из воздуха. Наряду с солнечным светом и питательными веществами, перенос CO_2 через подстилающую поверхность — фактор, управляющий скоростью эвтрофикации озер. Помимо CO_2 в земную атмосферу поступает много других продуктов сгорания газового топлива. Поглощение газовых загрязнителей земной поверхностью — один из главных механизмов очищения атмосферы, наряду с вымыванием осадками и поглощением взвешенной влагой. Исчезновение различных видов углеводородов из рек и озер все больше беспокоит специалистов по защите окружающей среды.

В данной книге не рассматривается ни одна из упомянутых проблем. Однако ряд явлений, связанных с переносом водяного пара и тепла, оказывается важным для анализа переноса и других примесей. Конечно, подобная аналогия годится для случаев испарения чистых веществ — жидких или твердых. Но сходство также имеет место, когда газ обладает низким парциальным давлением, высокой степенью растворимости на поверхности и характеризуется быстрой химической реакцией с веществом этой поверхности. Например, перенос газов типа NH_3, SO_2, SO_3 и HCl через поверхность воды, вероятно, аналогичен переносу водяного пара (см. Hicks, Liss, 1976). Большинство газов, однако, не принадлежит к этому типу, и их перенос через поверхность раздела воздух—вода обычно регулируется механизмами перемешивания в воде. В непосредственной близости к поверхности, в полностью турбулизированном пограничном слое атмосферы, все пассивные примеси переносятся именно таким образом. Например, над растительным покровом перенос CO_2 (Shawcroft e. a., 1974), O_3 (Wesely e. a., 1978) или NH_3 (Denmead e. a., 1978) можно вычислять теми же методами, что и испарение.

ГЛАВА 2

Историко-хронологический очерк исследования процессов испарения

С незапамятных времен человек наблюдал испарение воды и, несомненно, размышлял над природой этого явления. Для того чтобы лучше понять современное состояние этой проблемы, рассмотрим коротко некоторые идеи прошлых времен и их эволюцию во времени.

2.1. Древняя Греция

Среди древних народов греки были первыми, кто пытался дать рациональное объяснение окружающего мира (см., напр., Burnet, 1930; Freeman, 1953). До нас дошли лишь немногие подлинные античные рукописи, но и их нелегко интерпретировать, поскольку значительная часть ранних теорий известна нам из вторичных источников, да и суть даже самых простейших идей изменялась со временем. И все же изучение этих работ и развития теорий показывает, что испарение было в центре внимания космологии у древних греков (см., напр., Gilbert, 1907, с. 439). И действительно, теллурические токи с водной и земной поверхностей стали исходным пунктом их представлений о метеорологических явлениях. Греки называли эти испарения *αυαθυμιασιρ*, или точнее, в случае испаряющейся влаги — *ατμιρ*, они считали, что существует взаимосвязь и взаимодействие между нижними элементами — земля и вода — и верхними — воздух и огонь.

Еще в дофилософские времена в VIII в. до н. э. Гесиод описывал образование тумана. В приводимом ниже отрывке Гесиод советует крестьянам тепло одеваться и вовремя заканчивать работу (Hesiod, 1928, 1978, с. 547—553):

По утрам, когда спускается северный ветер, часто бывает холодно, со звездного неба нисходит благостный туман, который стелется над возделанными пашнями счастливых земледельцев; туман этот возникает из любой реки, сильный ветер поднимает его высоко над землей, а к вечеру он иногда выпадает в виде дождя, или движется вместе с ветром, пока Борей из Фракии гонит по небу облака.

Этот отрывок свидетельствует об интуиции древних греков. В нем есть два интересных замечания: намек на атмосферную фазу гидрологического цикла и мысль о том, что испарение может быть и причиной, и результатом ветра.

Принято считать, что формальное исследование реальных сил, вызывающих изменения во Вселенной, впервые предпринял Фалес из Милета в Ионии, расцвет деятельности которого относится примерно к 585 г. до н. э. Возможно, он не излагал своих мыслей в письменном виде,— до нас не дошла ни одна из цитат его подлинных работ. Но есть свидетельства, что он уделял внимание явлению испарения. Он считал, что вода — суть всего существующего, и назвал одну из трех причин значимости испарения: «даже огонь солнца и звезд, даже сам космос питаются испарением вод» (Aetius из Diels, 1879, с. 276).

Древнейшим философским памятником Греции являются сочинения его младшего сподвижника — Анаксимандра из Милета, родившегося примерно в 610 г. до н. э. Расцвет его деятельности приходится примерно на 565 г. до н. э. Взгляды Анаксимандра на испарение обобщил в своей доксографии Ипполит (Diels, 1934; с. 84, I, 6, 7):

Ветры возникают при отделении чистейшего пара от воздуха; скопления пара приходят в движение; дожди выпадают в результате испарения с поверхности земли вверх, к Солнцу.

Обсуждая эту проблему, Аеций (Diels, 1934, с. 87, III, 7, 1) так писал о точке зрения Анаксимандра: «Ветер — это поток воздуха, притом самого чистого и самого влажного, который Солнце движет или растворяет». Аеций примерно во II в. н. э. переизложил утраченную рукопись Феофраста (Diels, 1879; Burnet, 1930, с. 33—35). Ипполит, умерший в 235 г. н. э., тоже черпал сведения из древних источников, вероятнее всего, непосредственно из трудов Аеция. Оба отрывка в основном совпадают. И хотя остается некоторая неопределенность (Diels, 1934, с. 84; Gilbert, 1907, с. 512), они, вероятно, дают неплохое представление о философии Анаксимандра. Анаксимандр считал, что Солнце вызывает испарение влаги, она поступает в воздух, движение которого и есть ветер. Испарение скорее причина, чем результат ветра.

Ксенофан из Колофона (570—460 до н. э.) находился в расцвете творческих сил примерно в 530-е годы до н. э. По мнению Аеция (Diels, 1934, с. 125, III, 4, 4), Ксенофан говорил:

... все происходящее в небе вызвано солнечным теплом, ибо, когда влага поднимается вверх с моря, ее пресная часть, отличающаяся особо тонкой структурой, образует облако, затем падает в виде дождя в результате сжатия, как будто из войлока, и ветры разносят его повсюду.

Он подчеркивал в стихах (см. Diels, 1934, с. 136):

Море — источник воды, источник ветра. Ибо ничто в облаках не возникает без влияния великого моря, ни сила ветра, дующего извне, ни струящиеся потоки, ни дождь с небес; только из огромного моря появляются облака, ветры, потоки...

Диоген Лаэртий (Diogenes Laertius, 1925, с. 427, IX, 2, 19) выразил ту же мысль, что и Ксенофан: «Облака появляются, если Солнце поднимает влагу ввысь и опускает ее в окружающий воздух». Можно считать, что у Ксенофана было уже представление о гидрологическом цикле и даже, возможно, более полное, чем у Гесиода и Анаксимандра, так как он учитывал и осадки. Главную роль в этом цикле играет испарение под воздействием солнечного тепла. Он высказал предположение о двойственном характере влагооборота. Согласно Феофрасту, ему приписываются слова о том, что «...Солнце состоит из огненных частиц как результат выделения влаги» (Aetius, II, 20, 3 из Diels, 1934, с. 124).

Мысль о двойственном характере испарения влаги, вероятно, впервые была высказана Гераклитом из Эфеса, расцвет деятельности которого приходится на 500-е годы до н. э. Диоген Лаэртий (Diogenes Laertius, 1925; Diels, 1934) так описывает его точку зрения:

При сгущении огонь выделяет влагу, которая путем конденсации превращается в воду, вода в результате охлаждения возвращается на земную поверхность; таков путь движения вниз. И снова земля разжижается, из нее выделяется вода, из воды возникает остальное. Почти все возникает в результате выделения влаги с морской поверхности. Таков путь движения вверх.

Иными словами, Гераклит допускал возможность перехода элементов из одной формы в другую, он подчеркивал, что испарение — очень важный процесс. При этом он рассматривал два типа испарения:

Выделение влаги происходит как с земной, так и с морской поверхности: первому присущи свет и чистота, последнему — темнота; тепло есть свойство светлого испарения, влага — всех прочих... День и ночь, месяцы, времена года, годы, дожди, ветры и прочие явления происходят в результате разного вида испарений. Ибо светлые испарения, возжигающиеся в солнечной орбите, создают день, когда же верх одерживают противоположные силы, наступает ночь. При увеличении тепла при светлом испарении наступает лето. Зима приходит, когда преобладает влага при темном испарении. Прочие явления имеют соответственно свои причины.

Из отрывка видно, что от Солнца зависит преобладание светлых или влажных испарений и трансформация элементов. Типы испарений для Гераклита — не просто физическое явление, но и душа всего существующего (Diels, 1934, с. 147):

Душа космоса возникает при испарении вод его, душа живых существ возникает при наружном выдыхании и вселении ее в них.

И далее: «Души также испаряются из влажных предметов».

У наиболее известного врача античного мира Гиппократа из Коса (примерно 460—370 гг. до н. э.) тоже была своя теория испарения. Так как философия не была для него главной целью, его точка зрения менее эзотерична, поэтому она лучше отражает мнения современников. При описании свойств и качеств воды он особо выделял следующее (Hippocrates, 1923, VIII):

Прежде всего, Солнце направляет вверх самую чистую и легкую часть воды, что и объясняет появление соли. Чистая вода, по причине своей легкости, движется вверх под действием Солнца. Солнце извлекает эту часть не только из луж, но и из моря, из любой содержащей влагу поверхности,— а влага есть во всем. Даже из человека Солнце выделяет самую чистую и легкую часть его соков. Простейшее тому доказательство: если человек в плаще идет или сидит, участки тела, на которые падает солнечный свет, не потеют, ибо при появлении пота Солнце удаляет каждый его слой. И наоборот, потеют участки тела под плащом или иной одеждой.

Философия Аристотеля (около 384—332 гг. до н. э.) является вершиной древнегреческого естествознания. Хотя Аристотель и критиковал идеи своих предшественников, все же мышление древних оказало на него огромное влияние (см. Cherniss, 1964). В книге «Метеорологика» Аристотель развивает мысль Гераклита о двойственном характере испарений — она становится центром его физических теорий. Приведем цитату для характеристики его теории испарения (Аристотель, 1983, 340б 3):

... пар (возникает), при разрежении воды (346б 24). В то время, как Земля остается на месте, окружающая ее влага под действием (солнечных) лучей и других верхних (источников) тепла превращается в пар и поднимается вверх. Но когда тепло, поднимающее влагу, покинуло ее, причем одна его часть рассеивается в верхней области, другая, поднимаясь высоко над землей в воздух, иссякает, тогда охлажденный пар снова сгущается и от убывания тепла и от высоты, а из воздуха образуется вода. Образовавшаяся вода вновь устремляется на землю. Ведь испарение воды — это пар, (сгущение) воздуха в воду — облако...

Трактовка испарения в нижеследующем отрывке свидетельствует о зародыше представления о теплоте фазовых превращений влаги (347а 22):

... роса выпадает по большей части в хорошую погоду и в местностях со сравнительно мягким (климатом), а иней и мороз, как было сказано, при противоположных (условиях). Ясно ведь, что пар теплее воды, ибо он содержит в себе огонь влекущий (его) вверх, так что для его замерзания необходимо более сильное охлаждение.

Далее говорится о втором типе испарений (360а 6):

... в земле содержится много огня и теплоты; Солнце между тем не только увлекает вверх влагу с земной поверхности, но, нагревая землю, высушивает ее самое. А поскольку, как было сказано, испарение двоякопарообразное и дымообразное, должны возникать обе (разновидности). Испарение, содержащее большое количество влаги, является, как было сказано ранее, началом дождевой воды, а сухое испарение — началом и природой естественной субстанции ветров. И в самом деле ясно, что все должно происходить именно таким образом. Ведь, с одной стороны, испарение должно развиваться, с другой — это действие Солнца и теплоты в земле не только возможно, но и необходимо.

Поскольку вид у каждого свой, ясно, что они различны и что у ветра и у дождевой воды не одна и та же природа, вопреки утверждению некоторых, будто один и тот же воздух в движении есть ветер, а когда сгущается снова — вода...

... Но нелепо считать, что разлитый повсюду воздух в движении становится субстанцией ветра откуда бы не исходило его движение; ведь также как мы считаем реками не всякий сколь угодно большой поток воды, но только такой, что имеет источник,— так обстоит дело с ветрами...»

Ясно, что Аристотель, подобно многим своим предшественникам, сознавал, что испарение влаги вызывается солнечной радиацией или другими источниками тепла. И, однако, он отрицал прямую взаимосвязь между испарением и ветром, за исключением того, что оба они вызваны Солнцем, как различные испарения. Аристотель не мог допустить связи между ветром и испарением, так как страстно отрицал мысль о том, что ветер есть просто воздух в движении. Эта идея высказывалась по меньшей мере за 200 лет до него Анаксимандром. Поэтому теория Аристотеля представляет собою шаг назад. Возможно, что именно Гераклит — инициатор теории о двух видах испарений и, вероятно, Ксенофан, уже имели те же мысли о природе ветра, что и Аристотель.

Высказывалось предположение (Needham, 1959, с. 637), что теория о двух видах испарения зародилась ранее в Месопотамии и что она оказала влияние на древнюю китайскую философию. Это вполне возможно, но сегодня у нас нет убедительных тому доказательств. Разумеется, мысль о том, что влажный пар связан с дождем и дымом с золой, с минералами и грозой, вполне могла возникнуть независимо и в Греции, и в Китае, но ранние китайские теории о ветре не свидетельствуют о взаимосвязи с сухим испарением. Например, в естественнонаучном труде «Чи Ни Цу», вероятно, конца IV в. до н. э. (Needham, 1959, с. 467) о ветре и дожде говорится следующее:

Ветер — это Чи (дух, ум) неба, а дождь — это Чи Земли. Ветер дует по временам года, а дождь выпадает под действием ветра. Мы можем сказать, что Чи небесный спускается вниз, а Чи земной поднимается вверх.

Совершенно очевидно, что ветер здесь рассматривается как дыхание небесное, а не как земное сухое испарение в понимании Аристотеля.

Феофраст (около 372—287 гг. до н. э.) был последователем Аристотеля и сменил его на посту главы школы перипатетиков в Лицее в Афинах. Среди его трудов есть работа о ветрах, в которой он сделал существенный вклад в описание ветров и их происхождения. Кутан и Эйхенлауб (Coutant, Eichenlaub, 1974) отмечали, что этому вкладу не уделялось в прошлом достаточного внимания из-за сходства с воззрениями Аристотеля. Феофраст, хотя он и был учеником Аристотеля, не придавал большого значения в своей теории ветра сухому испарению — он вернулся к старой мысли, что ветер — это воздух в движении. Он так объяснял свои идеи (разд. 15): «Если происхождение всех ветров одинаковое и вызываются они одними и теми же факторами, тогда Солнце — действующая сила». Как бы примиряясь со сторонниками Аристотеля, он далее пишет: «Возможно, это не подходит для всей Вселенной, но скорее испарение влаги является причиной, а Солнце — помощник». Однако он продолжает: «Но Солнце, поднимаясь, приводит в движение ветры и останавливает их». В нижеследующем отрывке он существенно расходится с Аристотелем:

Если бы воздух двигался сам по себе, будучи по природе своей холодным и паросодержащим, он бы двигался вниз; если бы его движение вызывалось теплотой, он бы двигался вверх. Ибо движение огня естественно направлено вверх; на самом деле, движение в известном смысле есть смесь обоих и ни одно не преобладает.

В конце он утверждал (разд. 29): «Но движение воздуха есть ветер». Принимая ветер за результат сухого и дымного испарения, Феофраст (разд. 22) смог также объяснить, почему ветер бывает холодным и паронасыщенным.

Эти новые мысли помогли Феофрасту увидеть более правильную взаимосвязь ветра с испарением. Подобно своим предшественникам, он считал Солнце главной действующей силой (разд. 24, 48), но не единственной (Theophrastos, 1975 60):

Причиной того, что холодные ветры высушивают быстрее, чем теплое Солнце, а самые холодные ветры являются наиболее иссушающими, должно быть то, что они создают и выносят пар, особенно самые холодные ветры, в то время как Солнце только высушивает.

Это удивительный вывод: возможно, это первый случай, зафиксированный в греческой науке, когда была высказана идея, что ветер высушивает и создает пар, в отличие от Солнца. Следует вспомнить, что и Анаксимандр, принимавший ветер за движущийся воздух на 200 лет ранее, и Ксенофан утверждали, что ветер и испарение, вызываемое Солнцем, тесно связаны. Таким образом, для них было бы невозможным считать ветер и Солнце разными действующими силами.

Трудно утверждать, какая из теорий преобладала у перипатетиков — Аристотеля или Феофраста. По крайней мере, с точки зрения современности, кажется, что «Метеорологика» Аристотеля была более широко известна и, возможно, лучше встречена современниками. Наиболее существенная часть собрания сочинений Аристотеля дошла до арабов, а позднее и до Западной Европы.

Так, в книге 26 «Проблем», приписываемых Аристотелю (Aristotle, 1938, в. 26, 28; 26, 34), имеется несколько отрывков, представляющих обсуждаемый вопрос в любопытном свете, например:

Почему холодные ветры обладают иссушающим эффектом? Не потому ли, что они вызывают испарение? Почему они испаряют сильнее, чем Солнце? Не потому ли, что вбирают пар, тогда как Солнце оставляет его? Значит, ветер больше увлажняется сам и меньше высыхает?

И вновь:

Почему, когда встает Солнце, ветры поднимаются и затихают? Не потому ли, что ветер есть движение либо воздуха, либо восходящей влаги?

Ясно, что эти отрывки настолько чужды теории двойного испарения, что их не мог написать Аристотель. И действительно, сейчас известно, что «Проблемы» — подделка: возможно, что это компиляция более позднего времени школы перипатетиков, которая продолжала развиваться вплоть до V в. нашей эры (Hett в кн. Aristotle, 1938). Можно полагать, что перипатетики не всегда придерживались ортодоксальной теории Аристотеля и что мысли Феофраста о ветре воспринимались всерьез, причем настолько всерьез, что позднее некоторые из них приписывались самому основоположнику школы.

2.2. Период Римской империи и Средних веков

Римляне более известны достижениями в области гражданского строительства, законодательства и государственного управления, чем вкладом в естественные науки. Греки оказали сильное влияние на их взгляды о научных проблемах, поэтому письменные труды римлян часто оставляют без внимания как простое повторение или комментарии к исследованиям греков. Однако это не так. Римляне вообще ориентировались на практический опыт, они опирались в основном на наблюдения, а не на умозрительные построения; в отдельных случаях они достигали интересных проникновений в суть явлений.

Примером могут служить пояснения Лукреция в его труде «О природе вещей» (около 99—55 гг. до н. э.). Лукреций (1936) так описывал причину того, почему не повышается уровень моря:

Помимо всего, Солнце теплом своим забирает большую часть влаги. Ведь наблюдаем же мы, как высыхает одежда под жаркими лучами Солнца. Но мы видим, что много есть морей и как широко они простираются; и сколько бы влаги не вытягивало Солнце с поверхности в любой данной точке, это составит незначительную часть всего запаса, хотя влага и уносится с бесчисленных волн на огромной морской поверхности. Далее, ветры, проносясь над поверхностью, поднимают вверх значительное количество влаги,— ведь наблюдаем же мы, как в ветреную погоду дороги высыхают за ночь, а на жидкой грязи образуется твердая корка. Далее я показал, что облака поднимают большое количество влаги с огромной поверхности, которую они и орошают на всей Земле, когда идут дожди, а ветры гонят облака. И наконец, так как земля пористая...

Лукреций исходит прежде всего из теории Эпикура, сторонника атомистической теории Демокрита и Левкиппа; вероятно, его взгляды на испарение отражают это обстоятельство. К сожалению, до нас не дошло ни одной работы, дающей ключ к пониманию философии самих греков-атомистов. Описание испарения у Лукреция более содержательное, чем у Феофраста. Знаменательно, что он ссылается на конкретное наблюдение, приводя два примера для доказательства своего взгляда на роль Солнца и ветра. Взгляды Сенеки (около 4 г. до н. э.— 65 г. н. э.), родившегося в Кордове, учителя, а позднее наставника императора Нерона, дают другой пример общего состояния естествознания в период Римской империи. В его книге «Проблемы природы» содержатся некоторые новые пояснения, но они находятся под сильным влиянием ранних греческих теорий; книга наполнена выводами поучительного характера и аналогиями. Сенека цитирует около 40 источников, среди них 5 латинских авторов, все остальные — греческие. По поводу испарения Сенека (Seneca, 1972, V, разд. 8, 1) писал, что Солнце питается выделениями болот и рек. Солнце поднимает пресную воду с морской поверхности как ее самую легкую часть (IV, 2, 24); ветер — это воздух, движущийся в одном направлении (V, I, I); испарение земной и водной поверхности — зачастую единственная причина ветра (V, 5, 1; V, 8, 1; V, 9, 1); но, помимо всего, атмосфере присуще свойство двигаться самостоятельно, без воздействия внешних сил (V, 5, 1). Приводит Сенека и краткое изложение теории Аристотеля о двойном испарении (II, 12, 4), но лишь в связи с причинами возникновения гроз. Следует отметить, что взгляды Сенеки связаны с теориями Аристотеля и Феофраста. И хотя автор соглашался, что испарение влаги может вызвать ветер, он не упоминал, что ветер оказывает воздействие на испарение. В целом его идеи об испарении кажутся менее реалистическими, чем идеи Лукреция.

Плиний Старший (около 23—79 гг. н. э.) был современником Сенеки. Несмотря на активную общественную деятельность, он постоянно занимался наукой, что позволило ему написать «Естественную историю» — гигантскую энциклопедию в 37 томах. В предисловии к ней Плиний утверждал (Pliny, 1938, 17), что в его труде идет речь о «двадцати тысячах наиболее существенных явлений, почерпнутых из изученных автором трудов ста исследователей». Обсуждая в общих чертах явление испарения, Плиний дал синтез теорий древних греков (Pliny, 1938; II, 42, III-44, 114). Он описал оба действия: действие Солнца и действие ветра как движущегося воздуха. Он не принял ничьей стороны, очень осторожно формулируя свои утверждения в таких выражениях: «Я не стал бы отрицать...» и «подобным образом, у меня нет оснований считать...» Плиний выступал как прагматик и был готов допустить возможность иных объяснений. Такую позицию можно подтвердить его комментариями к испарению в холодных районах. В интересном описании народа, обитавшего по берегам Северного моря, между Эльбой и Эмсом, жизнь которого он наблюдал во время службы кавалерийским офицером в Германии, говорится (Pliny, 1945, XVI, 1, 4):

... они набирают пригоршни грязи и сушат ее на ветру, а не на солнце, и готовят пищу, пользуясь землей как топливом, и ею согревают свое тело, мерзнущее на северном ветре.

Так, Плиний давал понять, что в пасмурном климате северо-западной Европы Солнце является не единственной действующей силой и что важную роль играет ветер.

Конец Римской эпохи ознаменовался возникновением христианства. Труды первых христианских деятелей — «отцов церкви» были эклектическими сводками библейских интерпретаций и языческих философий. Примером может служить ряд нравоучений «По поводу Гексамерона», написанных Василием из Каппадокии (около 330—379 гг.) Василий получил образование в Казарее, Константинополе и Афинах; естественно, что он черпал материал для своего труда у классических греческих философов, среди которых были Геродот, Платон, Аристотель и Феофраст. Он считал Солнце единственной причиной испарения (Basil, 1963, 4, 6):

... и (море) — благо, потому что оно вбирает в себя реки, вбирает потоки со всех сторон, но остается в собственных границах. Оно благо, потому что из него возникают воздушные воды. Нагреваясь под солнечными лучами, оно выделяет через пары самую чистую часть воды, которая при подъеме вверх охлаждается, так как она поднимается выше, чем может достичь отражение солнечных лучей от почвы, и потому что тень от облака увеличивает охлаждение; появляется дождь и обогащает землю.

В подтверждение своей мысли о том, что солнечное тепло — причина испарения, он далее приводит аналогию с котлом, который кипит, пока не опустеет. Такая же точка зрения приводится в разд. 3, 7. Спустя 10—20 лет, примерно в 389 г., Амвросий (около 333—397 гг.) тоже напечатал «Гексамерон», не без влияния «Гексамерона» Василия Каппадокийского. Амвросий в те годы был настоятелем Миланского собора; но он принял христианство только в 374 г. и получил образование в юные годы в Риме в рамках классической латинской традиции. Его описание испарения очень похоже на описание Василия Каппадокийского (Ambrose, 1961, 2,13; 2,14; 3,22).

Интересно отметить, что они оба, и Василий и Амвросий, писали по поводу испарения и способности моря оставаться в одних и тех же границах, несмотря на все впадающие в него реки. Эту проблему в свое время пытался решить Аристотель (1983), называвший ее «древнейшей загадкой». Над ней думал и Лукреций. Испарение вызывало интерес и в Древнем Китае. В третьем веке до н. э. Лю Ши Чун Чиу (Lü Shihh Chhun Chhin) писал (Needhman, 1959):

Воды вытекают из своих источников и без отдыха днем и ночью текут на восток. Неистощимо текут они вниз, но глубины никогда не полны. Малые (потоки) становятся большими, а тяжелые (воды моря) становятся легкими (и поднимаются, образуя облака). Все это (часть цикла) Тао.

Интерес Василия и Амвросия к этой идее явно вытекает из книги Экклезиаста (около 4—3 в. до н. э.), где написано: «Все потоки впадают в море, а оно никогда не выходит из берегов; снова и снова возвращаются потоки к месту своего истока». Это увлечение разделяли многие поздние христианские авторы, оно передалось и Средневековью. Тема повторялась: Добсон (Dobson, 1777) признавал, что его данные опирались на мудрость библейского высказывания, и даже совсем недавно, в 1877 г. Хаксли (Huxley, 1900, с. 74) воспользовался этим отрывком в своем описании гидрологического цикла.

Подобно Римскому периоду, Средневековье часто рассматривают как период упадка на долгом пути развития науки. Но это всего лишь удобное упрощение (Lear, 1936; Pernoud, 1977): как будет показано ниже, многие представления средневековой метеорологии были по меньшей мере столь же прогрессивны, что и представления мыслителей Ренессанса и даже ученых более позднего времени. И хотя божественное считалось верховным принципом всего сущего,— так полагали и греки,— основная научная идея, выдвигавшаяся еще Фалесом, сохранилась. Иными словами, сохранилась греческая традиция искать объяснение физического мира в самом мире, не прибегая к его одушевлению или к прямому вмешательству божества. Спецификой Средневековья было то, что научное знание должно было служить первым шагом к религии и распространению христианской доктрины.

Это видно, например, из работы «О природе вещей», написанной в Толедо около 613 г. Исидором, испанцем из Севильи (около 560—636 гг.), для Сисебута, короля вестготской Испании. Название его книги — то же, что у Лукреция; изложение в некоторых местах напоминает Аристотеля, Лукреция и Плиния, но более всего — Аеция (см. Isidore, 1960). Для такого сочинения Исидор должен был располагать некоторыми доксографическими трактатами или, по меньшей мере, их переизложениями или сводками. За исключением нескольких дохристианских источников, большинство подобных текстов написаны «отцами церкви». Однако они являются продуктом классической традиции; в частности, работа Исидора и по форме и по содержанию отражает эту традицию.

Вот что писал Исидор о природе ветра (Isidore, 1960; 36, 1):

Ветер — это приведенный в движение воздух, как доказал еще Лукреций: «Ветер возникает там, где воздух приходит в движение под действием возбуждающей силы». Можно убедиться, что это так, даже там, где тихо и нет никакого ветра,— приведя воздух в движение с помощью маленького веера, отгоняя мух, и ощущая дуновение.

Он писал и по поводу моря, которое не увеличивается в размерах (41, 1):

Епископ Клемент утверждает, что это от того, что природные соленые воды поглощают поступающий поток пресной воды, так что сколько бы ее не поступало, соленый морской элемент не в состоянии поглотить пресную воду полностью. Добавим, что часть воды уносят ветры, часть поглощается испарением и солнечным теплом. Наконец, мы видим, что озера и пруды поглощаются за короткое время дующими ветрами и палящим солнцем. С другой стороны, как сказал Соломон, потоки возвращаются к своему истоку.

Поясняя, почему морская вода горькая, Исидор продолжает (42, 1):

В учениях мудрого Амвросия говорится: оттого, как считают древние, морская вода соленая и горькая, что вся вода, поступающая в виде потоков, поглощается солнечным теплом и ветрами; суточное испарение равно количеству воды в суточном речном стоке. Говорят, это происходит под действием Солнца, которое поглощает чистую и легкую часть и оставляет тяжелую или земную, так как она горькая и не пригодна для питья.

Точка зрения Исидора на испарение, предполагающая гидрологический цикл, совпадает с воззрениями Лукреция, и ее можно считать более прогрессивной, чем у Аристотеля и даже у Феофраста. Подобно Лукрецию, Исидор в подтверждение своих высказываний приводил примеры из практики. Ссылка на Амвросия, возможно, преувеличивает их содержательность, так как Амвросий не упоминал ветрового эффекта (Ambrosius, 1961; Hex, 2, 14; 3, 22). В более позднем труде «Этимология», завершенном примерно в 620 г., Исидор привел похожее описание ветра (Isidors, 1911, 13, 11) и ответил на вопрос, почему море не увеличивается в размерах (13, 14): «...потому что облака притягивают большое количество воды, или потому что ветры частично уносят ее вверх, а Солнце иссушает ее».

Труды Исидора были широко распространены в период раннего Средневековья. Примерно лет через сто Беда (около 673—735), монах-бенедиктинец из Ярроу (Англия), известный своими историческими трудами, тоже написал книгу о природе, похожую на труд Исидора. Беда систематизировал высказывания Исидора по поводу метеорологических явлений, а в некоторых случаях цитировал их дословно; так, например, мысли по поводу испарения у Беды (Beda, 1843) очень напоминают цитированные выше высказывания Исидора (Isidore, 1960). Книга «О временах года», написанная примерно в 993 г. Элфриком (Aelfric, 1942, 1961) под влиянием труда Беды, показывает, что некоторые идеи Исидора нашли путь даже в англо-саксонский язык. Влияние Исидора прослеживается в работе Рабануса Мауруса из Майнца (около 776—856). Под разными названиями, «О природе», или «О Вселенной», она появилась примерно в 844 г. Созданная как пособие для подготовки проповедей она содержит многочисленные христианские пояснения, аллегории и ссылки на библию. Рабанус писал для широкой аудитории, но источником информации для него был, несомненно, Исидор. Его описание ветра и пояснение, почему море не увеличивается в размерах (Rabanus Maurus, 1852, 9, 25; 11, 2), почти дословно взяты из разделов 13—11, 13—14 книги Исидора (Isidors, 1911).

Эти примеры свидетельствуют о том, что к началу Средневековья отдельные представления греческой и римской науки довольно широко распространились по Западной Европе с помощью сочинений Исидора. Однако, если Исидор и заслуживает определенного места в истории западной мысли, то не по причине оригинальности или правильности его мировоззрения с позиций сегодняшнего дня (см. Lear, 1936). Что касается испарения, то он следовал традиции, имеющей научную ценность. Его описание испарения испытало косвенное влияние Лукреция и таким образом связано со взглядами ранних атомистов — Демокрита и Левкиппа, а не Аристотеля. Отличительная черта теории испарения в раннее Средневековье состоит в том, что и солнечное тепло, и ветер рассматриваются как активные, но раздельно действующие силы.

Пояснения, данные в работе «Диалог о физических субстанциях», являются дальнейшим развитием данного направления. Эта книга, построенная в виде вопросов и ответов, была написана Вильгельмом из Конша в Нормандии. Расцвет его деятельности приходится на 1120—1155 гг., когда он был учителем школы в Шартре. Вильгельм (Vuilhelmus, 1567, с. 159) описывал ветер как воздух, текущий в одном направлении, что напоминает Сенеку (Seneca, 1972; V, 1). Но его описание причин ветра (с. 160) не только включает испарение, но обладает специфическими атомистическими чертами, что, несомненно, вызвано влиянием идей Демокрита. Об осушающем эффекте ветра Вильгельм писал (с. 168):

Вопрос: если, как вы утверждаете, ветер влажный, то как же получается, что ветры, не приносящие дождь, иссушают земную поверхность, сушат одежду, лекарственные травы и деревья? Ответ: влажный ветер, например, ветер с юга всегда теплый, а тепло вызывает сухость, холодный ветер всегда сухой, поэтому не удивительно, что он оказывает осушающее действие.

Общее описание процесса испарения оставалось неизменным до начала XIII в. Самым известным автором этого периода был Фома Кантимпратенский (1201—1270) из монастыря Св. Петра в Брабанте. В «Книге о природе», законченной до 1244 г., он все еще считал, что ветер — просто поток воздуха (Thomas Cantimpratensis, 1973, 18, 4, 2). По поводу традиционной задачи, почему океан не увеличивается в размерах из-за притока вод, он в качестве пояснения указал один из механизмов выноса пресных вод: «. . .они уносятся ветром или солнечным теплом». Книга Фомы, иногда по ошибке приписываемая Альберту Магнусу из Кельна (около 1193—1280), пользовалась успехом. Так, например, она явилась главным источником для труда «Природное зеркало», написанного его коллегой — доминиканским монахом Винцентом из Бове (около 1190—

1264) во Франции (Vincent из Beauvais, 1190—1264). Около 1267 г. Ван Мерлянд из Дамма во Фландрии сделал стихотворный перевод этой работы на среднеголландский язык, назвав его «Цветок природы». Примерно в 1350 г. трудом Фомы воспользовался Конрад фон Мегенберг, когда писал свою «Книгу о природе» на средненемецком языке. Список других работ, в которых использовались идеи Фомы, приведен Кауфманом (Kaufmann, 1899, с. 36).

Но изложение Фомы — последний случай подобной трактовки испарения. Примерно в это же время в Западной Европе стали известны философские труды Аристотеля. Латинский перевод этих работ был сделан с греческих оригиналов в результате контактов с Константинополем во время крестовых походов, а также с переводов с арабского, главным образом в мавританской Испании (напр., Jourdain, 1960; Peters, 1968).

Арабский мир узнал о работах древних греков из переводов сирийских ученых в конце VIII — начале IX веков. Одним из наиболее ранних деятелей среди них был Айуб аль-Рухави аль-Абраз (Job Edessa, около 760—835), несторианец, переводивший как на сирийский, так и на арабский языки. Он написал собственное сочинение «Книгу о сокровищах», энциклопедию знаний, к которым питали интерес в Багдаде около 817 г. н. э. Очевидно, Айуб основательно изучил метеорологические взгляды Аристотеля, но воспринял их не без критики. Так, он категорически отверг теорию Аристотеля о ветре (Job Edessa, 1935, IV, 14, 190—192); опровергая версию «сухой пар — источник ветра», он писал:

Ветреная погода сменяется безветрием, а пар постоянно поднимается с земной поверхности, то в малом, то в большом количестве, поэтому мало вероятно, чтобы пар являлся причиной ветра или определял его силу.

Он считал, что ветер — это движущийся воздух, и высказал мысль об эффекте переноса облаков и осадков под воздействием ветра. Поэтому странно, что он считал только Солнце и другие источники тепла причиной испарения. По поводу испарения он писал (IV, 17, 193):

Далее, воды южных стран обычно полусоленые, по причине близости к Солнцу. Это происходит из-за того, что Солнце высасывает из воды самую тонкую ее часть...

и снова (V, 1, 194):

Тепло, сохраняющееся в земле в зимнее время, нагревает в ней воду, вода в виде пара поднимается вверх и сгущается в воздухе, подобно тому, как кипит вода в котле на огне, котел пустеет, а вода поднимается в воздух.

Айуб даже не упоминает об эффекте ветра. В отличие от других ученых, например Анаксимандра или Феофраста, принимавших ветер за движущийся воздух, он не допускал возможности, что испарение влаги может быть причиной ветра. Его понимание испарения соответствовало взгляду Аристотеля.

Как только теории Аристотеля стали известны по переводам, его учение получило высокую оценку у арабов. Об этом свидетельствует тот факт, что знаменитых философов Аль-Фараби (ум. в 950 г.) из Туркестана и Ибн-Сину из Ирана (Avicenna, 980—1037) называли вторым и третьим учителями соответственно после Аристотеля.

Имеющиеся в арабской литературе описания испарения и сопутствующих явлений свидетельствуют об огромном влиянии теории Аристотеля о двух типах испарений. Пример тому имеется в обширной энциклопедии «Разаил», написанной в X в. Братьями Чистоты (Ikhwan al-Safa, 1861; IV, с. 76—81) из Басры в Ираке. Их понимание ветра отражает также и их точку зрения на испарение:

Ветер есть не что иное, как перемещение воздуха взад-вперед, при его движении в шести направлениях, подобно тому, как волны моря есть вода в движении, в котором части толкают друг друга в четырех направлениях. Ибо вода и воздух — два устойчивых моря, но вода плотна и тяжела в движении, тогда как воздух чист и легок.

Причиной движения воздуха является подъем пара с морской поверхности и дыма с поверхности Земли. Когда Солнце освещает поверхность моря, поля или пустыни, оно поднимает чистую влагу с моря и сухой дым с поверхности Земли. Оба поднимаются в воздух солнечным теплом; и тогда одна часть воздуха толкает другую, чтобы освободить место для двух видов восходящих паров. Обилие сухого дыма вызывает ветры, поскольку, достигнув верхнего края ветреного слоя, он охлаждается, и холод оледенелого слоя мешает ему подняться еще выше. Тогда он вновь и вновь возвращается и толкает воздух в четырех направлениях, из чего и возникают ветры разного типа.

Описание восходящих движений наводит на мысль, что братья Ихван в Басре наблюдали бризы над сушей и морем. Аналогия ветра с морем, очевидно, противоречит мнению Аристотеля (1983) о том, что ветер не может быть движущимся воздухом, поскольку он не имеет источника. Их доводы таковы: если приливы и отливы — это вода в движении, то почему ветер не может быть воздухом в движении? Разница во мнениях, несомненно, зависела от того, что мощность приливов и отливов в Персидском заливе значительно превышает мощность этих явлений в Средиземном море возле Афин. Они утверждали, что ветер любого типа вызывается сухим испарением, роль влажного пара второстепенна, испарение вызывается исключительно Солнцем, оно — часть гидрологического цикла:

Солнце разжижает моря, болота и пруды до мелких частиц и поднимает их с поверхности в виде пара; так возникают туман и облака, которые разносятся ветрами повсюду, как это было в прошлом году. И так происходит всегда, согласно установлению великого всезнающего Бога...

Итак, ветры создают перенос облаков, но они не связаны непосредственно с испарением. Любопытно, что даже разделение причин парообразования и осадков излагается в терминах теории Аристотеля (Ikhwan al-Safa, 1861, с. 86):

Материальной причиной появления облаков, дождя и их следствий, как уже говорилось, являются два потока восходящего пара. А их вызывают Солнце и звезды, так как они испускают свои лучи, о чем тоже говорилось.

Хотя в отдельных деталях описание не совпадает с изложенным в «Метеорологике», братья Ихван-аль Сафа воспользовались теорией двойного испарения как основой для своей концепции. Как и у Айуба, их описание испарения практически совпадает с аристотелевым. Доказательством степени влияния Аристотеля на арабскую науку являются также комментарии к «Метеорологике», авторами которых были Аль-Фараби (Al-Farabi, 1969, III, 9, 110—111) и Ибн-Рашид (1126—1198) из Кордовы (Aristoteles, 1574, с. 416, 432).

Три первых книги «Метеорологики» были переведены с арабского Герардом Кремонским, умершим в 1187 г.; четвертая переведена непосредственно с греческого Генрихом Аристипом, умершим в 1162 г. (см. Grabmann, 1916). Рукописи этих латинских переводов стали распространяться в Западной Европе в первой половине XIII в. Убедительным доказательством влияния теории двойного испарения являются бесчисленные упоминания о том, что ветер возникает из «сухого пара»; они имеются, например, в стихотворном произведении «Во славу Божественной Мудрости», написанном в конце его жизни Александром Некамом (около 1157—1217 гг.) из монастыря Св. Албана. Но проникновение теорий Аристотеля было отнюдь не легким. Вначале, в период 1210—1215 гг. преподавание естественнонаучных трудов Аристотеля было официально запрещено в Париже; это запрещение оставалось в силе по меньшей мере до 1241 г., а официально вплоть до 1255 г. (Van Steenberghen, 1955, с. 98, 109, 164). Потом запрет распространился на Тулузу, но никогда не касался Оксфорда. Именно запрет трудов Аристотеля, вероятно, объясняет тот факт, что Фома Кантимпратенский, будучи студентом в Париже, около 1240 г., все еще описывал испарение в духе Исидора. Как бы то ни было, различные авторы после Фомы Кантимпратенского постепенно усвоили теорию Аристотеля.

Среди авторов, писавших на латинском языке, первое подробное описание теории Аристотеля о двойственности испарения в связи с происхождением ветра дал Винсент из Бове (Vincentius Bellovacensis, 1964; 4, 27). Его физическая энциклопедия, написанная лет через десять после выхода книги Фомы Кантимпратенского, содержала подробный обзор различных мнений по поводу ветра, в том числе мнений Плиния, Витрувия, Демокрита, Гильёма из Конша. Однако этот автор, ссылаясь на Сенеку и Фому Кантимпратенского, утверждал, что ветер представляет собой движущийся воздух (разд. 4, 26), и уверял, что смертные не могут знать истинной причины его происхождения. В последнем разделе (5, 8) он приводит точку зрения Исидора о том, почему море не выходит из своих границ. Дополнительно Винсент анализирует проблему парообразования, дистилляции и других родственных явлений для нефти и прочих субстанций, помимо воды.

Варфоломей Английский (около 1190 г.) — англичанин-францисканец — написал похожую энциклопедию «О свойствах вещей». Он начал писать ее в Магдебурге в Германии, после 1231 г. Ее напечатали примерно в то же время, что и работу Винсента. Не сохранилось никаких свидетельств, что они читали труды друг друга. Варфоломей систематизировал взгляды Беды, Аристотеля и ряда неизвестных авторов о характере и причине ветра, отдавая предпочтение механике двойного испарения в качестве первой причины, но не исключая при этом понятия о ветре как движущемся воздухе. По поводу моря, не выходящего из своих границ (13, 21) он цитировал взгляды Исидора, в том числе об испарении под действием Солнца и ветра. Соленость морской воды он объяснял с помощью теории Аристотеля, называя Солнце единственной причиной испарения, в результате которого образуется соль. В Европе его книга пользовалась огромным успехом. На протяжении 14-го столетия ее переводили на французский, испанский, голландский и английский языки; позднее, появилось несколько печатных изданий.

Теории Аристотеля затем были изложены на других национальных языках. Около 1273 г. неизвестный поэт из Гента во Фландрии (как иногда считают, Герард ван Лейнхоут) опубликовал дидактическую поэму «Физика Вселенной» в стихах на древнеголландском языке. В ней (Jansen-Sieben, 1968; разд. 819—872; 1717—1726) неоднократно упоминаются сухие и влажные испарения по Аристотелю в связи с происхождением ветра, осадков и облаков. Влияние Аристотеля чувствуется и во «Вратах Неба», написанных на древнееврейском языке во второй половине XIII в. Гершоном Бен Шломом (Gershon Ben Shlomoh, 1953), раввином из Арле в Провансе. Он отмечает, что существует два вида пара, первый — мокрый, в результате дождя, снега, мороза, града; второй — сухой и теплый, в результате ветра (разд. 1, 49, 50, 99). Солнце, считал Бен Шлом,— единственная причина испарения (разд. 1, 91). Отрывки из «Книги Природы», опубликованной около 1350 г. Конрадом фон Мегенбергом из Швайнфурта, показывают, насколько общепринятыми стали взгляды Аристотеля к тому времени. Причиной ветра назывался дым, испаряющийся из Земли. Хотя Конрад ссылался на книгу Фомы Кантимпратенского как на главный свой источник, он считал, однако, что испарение, не дающее морю выйти из границ, зависит от действия Солнца и звезд. В отличие от Фомы, он не упоминал об эффекте ветра.

Идейная монополия Аристотеля длилась три последующие столетия. В период Высокого Ренессанса литература Европы была полна ссылками на его теорию двойственности испарения. Этой теорией пользовались не только для объяснения физических явлений,— она стала источником метафор и поэтических образов.

Например, Хенингер (Heninger, 1960) дал подробный разбор в котором доказывал, что теория Аристотеля отражена в произведениях таких писателей Возрождения, как Шекспир, Спенсер, Марло, Джонсон и Чэпман.

Завершенность философской системы Аристотеля, несомненно, стала мощным стимулом развития европейского мышления, начиная с XIII в., которая привела в конечном итоге к научной революции. Что же касается теории испарения, то понятие о двойственности испарения, которого придерживался Аристотель, было глубоко ошибочным и во времена его повторной славы привело к более существенным заблуждениям, нежели в античное время. Уже отмечалось, как мало мы знаем даже сегодня о метеорологических теориях греческих атомистов Демокрита и Левкиппа. Многие их физические понятия ближе нашему сегодняшнему мышлению, чем взгляды Аристотеля и можно лишь вообразить, насколько иным путем пошло бы развитие науки, если бы в Средние века открыли их труды, а не работы Аристотеля.

2.3. 17-е и 18-е столетия: начало измерений и экспериментов

Первым естествоиспытателем, отказавшимся от представлений Аристотеля, был Декарт (Descartes, 1637). В книге «Метеоры» он выдвинул гипотезу, согласно которой все тела в окружающей нас среде состоят из частиц, промежутки между которыми не пусты, а заполнены тонким веществом, способным передавать свет. Декарт пояснял это следующим образом (обсуждение 1):

... составляющие воду частицы длинные, взаимосвязанные, скользкие, как ужи, и хотя они соединяются и переплетаются, все же не создают узлов и не сцепляются, поэтому их легко разъединить; наоборот, почти все частицы почвы и воздуха и большинства прочих тел имеют неправильную форму и неодинаковые размеры, поэтому они сцепляются и прикрепляются друг к другу, как ветви кустарника сплетаются в изгородь...

Ощущение тепла и холода Декарт связывал с интенсивностью возбуждения этих малых частиц. Однако он не считал их неделимыми атомами, а лишь допускал, что они однотипны, но могут быть делимы до бесконечности.

После такого пояснения легко принять декартово описание испарения (обсуждение 2):

Представьте, что тонкое вещество, заполняющее поры любого земного тела, возбуждается все сильнее под действием Солнца или по другой причине и возбуждает все сильнее частицы самого тела; тогда легко понять, что вещество начнет действовать на частицы, которые настолько малы, имеют такую форму и находятся в таком положении, что могут легко отделиться от своих соседей, отделиться друг от друга и подняться в воздух; и не потому, что они способны подняться, не потому, что Солнце силой притягивает их, а просто потому, что им не найти места для продолжения движения; так поднимается пыль в загородной местности, как только ноги прохожего толкают ее и приводят в движение.

Так как теория Аристотеля пользовалась всеобщим признанием, неудивительно, что Декарт сохранил элементы теории двойственности испарения. Он отмечал, что большинству поднимавшихся в воздух частиц присуща та же форма, что и частицам воды, так как они легко отделимы. Он называл их парами. Частицы неправильной формы, за неимением другого подходящего названия, он называл выделенными, но этим (сухим) выделениям он не придавал большого значения. К ним он причислял частицы земли, алкоголь, испаряющиеся соли, горючие масла и дым. Это видно из его трактовки ветров, о которых он писал (обсуждение 3): «Любое ощутимое возбуждение воздуха называется ветром, любое невидимое, неощутимое тело называется воздухом». Ветер является результатом расширения и распространения паров, выделяющихся с водной поверхности, из влажной почвы, снега, облаков. Декарт доказывал это на примере искусственного ветра, создаваемого с помощью эолипила, аппарата, изобретенного Геро из Александрии (I в. н. э.) и считающегося первым паровым двигателем. Итак, пары

... увлекают за собой весь воздух вместе с содержащимися в нем сухими выделениями; и хотя причиной ветра служит почти исключительно пар, ветер не состоит из одних паров; расширение и конденсация сухих испарений воздуха также способствует возникновению ветра, но они ничтожны в сравнении с расширением и конденсацией пара и вряд ли их надо принимать в расчет.

Короче говоря, Декарт пытался объяснить явления испарения и ветра в рамках своего предположения о существовании мельчайших частиц: испарение вызвано солнечным теплом; тепло эквивалентно возбуждению частиц; ветер — это движущийся воздух, причем он скорее результат испарения, чем его причина. Предложения Декарта были весьма радикальны, если учесть господство теорий Аристотеля начиная с XIII в. Но они все еще — результат умозрительных размышлений, у Декарта не было конкретных примеров для доказательства своих взглядов, за исключением примера с аппаратом — паровым двигателем.

В этот период, частично благодаря трудам Декарта, начало меняться само отношение к науке; постепенно научный эксперимент становился ее главной частью. Один из самых ранних зарегистрированных опытов по испарению предпринял Перро (Perrault, 1733). Холодной зимой 1669-70 г., «... выставив на холодный воздух 7 фунтов (замерзшей) воды, я обнаружил, что ее вес за 18 дней уменьшился почти на один фунт; для такого времени года это испарение удивительно». Перро также исследовал испарение различных нефтепродуктов. Результаты опытов позволили ему сделать такой вывод (Perrault, 1674, с. 239):

Хотя Аристотель и другие философы приводят только одну причину испарения воды, а именно — тепло, я смог обнаружить еще две причины — холод, его противоположность, и вторую причину — движение частиц воздуха.

Описав приведенный выше эксперимент, Перро продолжал не без колебаний по поводу эффекта холода:

Хорошо известно, что тепло вызывает испарение, трудно поверить, что и холод, его противоположность, может производить тот же эффект, но это так. Поэтому я не вижу трудности в объяснении испарения как результата воздействия частиц воздуха... Думать именно так заставляют меня мои наблюдения: испарение происходит даже без участия тепла или холода. Эффект испарения всегда одинаков, будь то в результате тепла или холода, или при возбуждении воздушных частиц; я имею в виду, что испарившаяся вода не меняет своей сути и ее испарение есть лишь отделение частиц, и как только отделение прекратится, она снова станет водой...

За исключением несколько сомнительного предположения по поводу действия холода, эти мысли кажутся вполне современными. Заметим, что похожие взгляды уже высказывали предшествующие авторы от Лукреция до Вильгельма из Конша и, возможно, Фомы Кантимпратенского в Средние века. Фактически уже в XII в. Вильгельм весьма уверенно писал о холоде как причине испарения. Новым было то, что Перро опирается на эксперимент.

Через несколько лет Халлей (Halley, 1687) также опубликовал экспериментальные данные. Анализируя изменение веса при испарении воды из маленькой миски, он пришел к заключению, что в теплые дни испарение составляло примерно 0,1 дюйма за 12 часов, чего, по его расчетам, «... хватило бы для всех дождей, потоков и рос...» Он относил испарение в основном за счет действия Солнца: «Чтобы рассчитать количество пара с морской поверхности, необходимо учитывать его только в то время, когда светит Солнце, потому что ночью при росах выпадает еще больше влаги». У него было понятие и о влиянии ветра:

И это количество пара, сколь большим бы оно ни казалось, все же очень мало, что видно из проведенного опыта. Остается другая причина, которой нельзя пренебрегать. Я имею в виду ветры, при которых потеря влаги с водной поверхности идет быстрее, чем при солнечном нагреве; это ясно всем, кто знаком с дующими иногда суховеями.

В другой работе Халлей (Halley, 1691) рассматривал тип частицы, существенно отличающийся от описанного Декартом:

Я уже пытался объяснить способ возгонки пара теплом, приводя такой пример: если атом воды расширится до размеров пузыря и станет в диаметре в десять раз больше, чем в воде, то такой атом станет значительно легче воздуха, и он будет подниматься до тех пор, пока действует тепло, первоначально отделившее его от массы воды... Какова бы ни была истинная причина, факт остается фактом: при нагреве частицы воды отделяются от поверхности и испускаются со все нарастающей скоростью, пока продолжается поступление тепла, как это видно на примере пара от кипящего котла.

Но он сравнивал также процесс парообразования с процессом выделения соли:

Отсюда следует, что воздух сам по себе содержит некоторое количество водяного пара и сохраняет его, как сохраняется соль, растворенная в воде; Солнце нагревает воздух и за день поднимает с водной поверхности все больше и больше влаги; в результате все больше насыщается влагой воздух; точно так же в теплой воде содержится больше растворенной соли, которая ночью, когда Солнце заходит, снова разбавляется в выпадающей росе, аналогично тому, как оседает соль при остывании раствора...

В третьей работе Халлей (Halley, 1694) показал, что знаком с идеями Перро. Он разрабатывал идею о солнце и ветре как о главных причинах испарения и представил дополнительные экспериментальные данные.

Таким образом, постановка опыта стала неотъемлемой частью научного метода. Этот новый подход нашел отражение во вступительной части научного труда по испарению, который представил в Королевскую академию в 1692 г. Седило (Sedileau, 1730a; 1733a):

Имеется ряд фундаментальных опытов, которые служат основанием физики и которые, как бы скучны они ни казались, необходимо проделать тому, кто хочет правильно рассуждать в науке. Иначе все рассуждения о природе вещей превратятся в сотрясение воздуха.

Причиной, побудившей Седило изучать испарение, было строительство водохранилищ для искусственных фонтанов и водометов в парке Версаля при Людовике XIV. Управляющий королевскими дворцами Кольбер, а позднее сменивший его Де Лавуа обратились в Академию, в частности к Седило, с вопросом: какое количество влаги может поступить в результате дождей на равнинах вокруг Версаля и каковы будут ее потери в результате испарения? В связи с этим Седило в течение трех лет провел серию измерений осадков и испарения. Он использовал два жестяных таза: один размером $2' \times 1{,}5'$ при глубине 1,5 фута для расчета осадков, другой размером $3' \times 2'$ при глубине 2 фута — для наблюдения за процессом испарения (один фут равен 0,305 м). Оба таза были помещены на террасе Королевской обсерватории. Седило обнаружил, что за период с июня 1688 г. по декабрь 1690 г. среднегодовые осадки составили примерно 19 дюймов, что совпадало с результатом Перро (Perrault, 1674), но несколько превышало 17 дюймов, полученные Мариоттом в Дижоне (один фр. дюйм равен 2,707 см). Среднее годовое испарение составило 32,5 дюйма. Седило также пришел к выводу, что испарение из маленькой миски при равных условиях происходит интенсивнее, чем из большой. Он провел также серию наблюдений за снегом и льдом. В докладе, представленном в 1693 г. (Sedileau, 1730b, 1733b), он проанализировал обоснованность теории гидрологического цикла, сформулированную Перро и Мариоттом, и попытался объяснить, почему оцененное ими испарение почти в два раза превышает осадки: часть дождевого стока проникает в почву и сохраняется в ней при очень незначительном испарении; остаток воды стекает в низкие места, образуя водные скопления с малой площадью поверхности, с которой и происходит интенсивное испарение. Отметим, что в полученном Седило результате нет ничего удивительного: испарение из сосуда всегда больше регионального суммарного испарения. Кроме того, даже в наше время трудно измерять осадки в виде дождя. Не исключено поэтому, что результат Седило несколько занижен.

Проблему гидрологического цикла и происхождения рек изучал Де Лажир, проведший свое экспериментальное исследование в 1703 г. Хотя его опыт не был непосредственно связан с теорией испарения, он интересен как первая попытка создания испарителя. Де Лажир писал:

Я выбрал место на нижней террасе Обсерватории и в 1688 г. установил там на глубине восьми футов свинцовый бассейн с площадью поверхности 4 квадратных фута. Высота стенок бассейна составляла 6 дюймов, бассейн имел небольшой уклон в сторону одного угла, куда я вмонтировал свинцовую трубку длиной 12 футов, имевшую небольшой наклон; другой конец трубки входил в небольшую яму. Бассейн находился на значительном расстоянии от стены ямы, чтобы его окружало большое количество грунта, такого же, как на поверхности, и чтобы грунт не высыхал вблизи стены ямы.

Это устройство имело существенные недостатки: очевидно, боковые стены бассейна не доходили до поверхности почвы, поэтому просачивающаяся дождевая вода могла стекать по горизонтали. В наши дни мы знаем, какой величины может быть поток в частично насыщенной почве, поэтому не удивительно, что Де Лажиру пришлось сообщить: «... ни одна капля воды не поступила из трубки за период в 15 лет». Он также проводил опыты с бассейном на меньшей глубине и в условиях минимального испарения, но там вода собиралась только после ливней и обильного снеготаяния. Из своих опытов по просачиванию он сделал вывод, что дождевая вода не способна глубоко проникать в почву. Затем он проделал опыт по определению потерь воды в результате испарения с поверхности двух отдельных фиговых листов, стоящих в воде, после чего пришел к заключению, что одного поступления воды от дождя недостаточно для сохранения растительности в летний период (не говоря уже о питании рек). Де Лажир пришел к заключению, что теория Перро и Мариотта в целом не приемлема и что надо искать иные причины для объяснения происхождения ручьев. Опыты Де Лажира не удались. Потребовалось еще два столетия (см., напр., Buckingam, 1907), прежде чем достижения в области физики почв позволили объяснить добытые им сведения.

Постановка опытов неизбежно стимулировала развитие теории; в результате возникло много различных гипотез и теоретических моделей для объяснения испарения. Часто эти объяснения, вызывавшие бурные споры, отражали достижения в других областях физики. Интересно отметить, что главные пункты споров, которым суждено было перейти и в XIX в., уже содержались в упомянутой выше работе Халлея (Halley, 1691). Дискуссии шли по следующим вопросам: что такое парообразование? Не подобен ли процесс испарения процессу растворения соли в воде? Если так, то может ли быть испарение без воздуха, или испарение — это просто расщепление вещества на частицы? В последнем случае — сохраняются ли эти частицы в форме пузырьков или они отталкиваются друг от друга при нагревании? А так как природа частиц пара и природа тепла были нечетко определены и нечетко поняты (см., напр., Fox, 1971), возникали дополнительные неясности. В отдельных случаях допускалось существование разных толкований.

В те времена теория отделения частиц считалась прочно утвердившейся. Она включала элементы воззрений Декарта и даже греческих атомистов. Сторонниками различных вариантов этой теории были Гравезанд (Gravesande, 1742; 1747, с. 2535), Дезагюльер (Desaguliers, 1729; 1744, с. 313) и Ван Мушенброк (Van Musschenbroek, 1739, п. 1495, с. 735; 1732). Последний опубликовал отчет о расчете испарения с поверхности квадратного бассейна, установленного в его собственном саду в Утрехте. За десятилетний период среднее годовое испарение составило примерно 29 рейнских дюймов (один рейнский дюйм равен 2,618 см).

Уже отмечалось, что механика отделения частиц обычно предполагала наличие некоего нагревания. Позднее Дезагюльер (Desaguliers, 1744, с. 333) предположил электростатический механизм для объяснения процесса испарения. Частицы воды внедряются среди частиц воздуха, удельный вес которых больше, и прилипают к ним; затем движущийся воздух отталкивает эти водяные частицы, как только они получают электрический заряд, частицы с одинаковым электрическим зарядом отталкиваются друг от друга, а также и от частиц воздуха, воздушный пар, как менее плотный, поднимается. Эту же мысль высказал Ван Мушенброк (Van Musschenbroek, 1769, с. 272), который полагал, что испарение есть результат не только нагревания, но и электростатического эффекта, заставляющего частицы отталкиваться друг от друга. Ветру, считал Ван Мушенброк, свойствен двойной эффект: во-первых, он уносит пары, которые и без того имеют тенденцию подниматься по вертикали; во-вторых, ветер, особенно сухой, содержит большое количество электричества, что способствует отделению частиц. Но электростатический эффект не получил широкого признания. Например, через несколько лет его отвергал Соссюр (Saussure, 1783), который в других вопросах был согласен с Дезагюльером и Ван Мушенброком.

Теория испарения как своего рода растворения не имела прямых предшественниц и была для своего времени новаторской и прогрессивной. Ее сторонник Буйе (Bouillet, 1742) считал, что воздух абсорбирует и «выпивает» частицы воды с прилегающей водной поверхности, причем отделяющиеся частицы воды объединяются с воздухом, заполняя в нем промежутки, и вместе с воздухом совершают дальнейшее движение. Он сравнивал это явление с растворением меди и серебра в натриевой кислоте. Буйе рассматривал и абсорбцию воздуха водой как вид испарения, совершающийся аналогичным образом. Аналогию с растворением соли поддерживали Ле Рой (Le Roy, 1751) и Франклин (Franklin, 1765). Гамильтон (Hamilton, 1765) дал обзор более ранних воззрений. Все они предполагали ту или иную форму воздействия тепла. Гамильтон, однако, понял, что не в этом суть механизма испарения, поскольку вода в закрытом помещении испаряется не быстрее, чем в открытом холодном месте под действием потока воздуха, и поскольку испарение не прекращается даже после перехода воды в лед, т. е. при отсутствии притока тепла. Добсон (Dobson, 1777) и Ачард (Achard, 1780a) также были сторонниками теории растворения. Они показали на основании собственных опытов, что испарение в условиях вакуума происходит медленнее, чем на открытом воздухе. Монж (Monge, 1790) в доказательство аналогии с растворением приводил тот факт, что вода в воздухе, подобно соли в воде, сохраняет прозрачность, и что при увеличении количества растворяемого компонента уменьшается способность к растворению. Более того, при высокой температуре насыщенный воздух содержит больше влаги, чем при низкой температуре, и при охлаждении насыщенный воздух осаждает влагу.

Между прочим, рассуждения Монжа (Monge, 1790) доказывают, что в те времена измерения температуры стали стандартными в физике. В результате этих измерений было выдвинуто несколько теорий, важных для развития теории испарения. Например, Ле Рой (Le Roy, 1751), стремясь охарактеризовать содержание влаги в воздухе, ввел понятие «степени насыщения» воздуха, что соответствует современному понятию температуры точки росы. Он обнаружил, что эта степень возрастает при увеличении количества тепла, содержащегося в воздухе, и что она зависит от силы ветра и его направления. Из другого исследования, связанного с измерениями температуры, стало известно, что испарение вызывает охлаждение. Примерно в 1757 г. Франклин (Franklin, 1887) сообщил об эффекте охлаждения, который формулировался так: «... при увлажнении термометра спиртом столбик ртути падает на 5—6 градусов». Как отмечал Лавуазье (Lavoisier, 1777), похожие качественные наблюдения были проделаны ранее Ричманом в 1748 г., Де Мараном в 1749 г. и некоторыми другими. Эти наблюдения, несомненно, помогли Блэку ввести понятие скрытой теплоты примерно в 1760 г., после чего можно было изучать эффект охлаждения в количественной форме.

Теория испарения, требующая присутствия воздуха для «растворения» воды, видимо, имела много сторонников в XVIII в. Но к концу века ее основы уже ставятся под сомнение, главным образом, в результате работы Де Люка (De Luc, 1787, 1792). Познакомившись с работами Уатта и на основании собственных опытов, он пришел к следующим выводам. При испарении воды образуется расширяющаяся жидкость. Ее можно назвать пар под давлением, он состоит из воды и огня («свободного огня» или «причины тепла»). Давление в этой жидкости имеет при заданной температуре постоянный максимум, который возрастает с ростом температуры. Эта жидкость, безотносительно к присутствию воздуха, воздействует на манометр, показывая давление, а на гигрометр — показывая влагу. При смешении жидкости и воздуха они воздействуют на манометр или на барометр соответственно своей относительной «силе».

Представления Де Люка уже содержат основу закона парциальных давлений для газовых смесей, закона, который обычно связывают с именем Дальтона. Дальтон (Dalton, 1801, 1802a) лишь доказал этот закон более четко и убедительно. Итак, давление или плотность газа не зависит от присутствия других газов или паров, каждый из них производит давление раздельно, как если бы это была единственная сжимаемая среда, составляющая атмосферу. Это следует из того факта, что «сила пара», возникающего из жидкости, зависит только от температуры, что отмечается как в баллоне с разреженным воздухом, так и в атмосфере. Как бы то ни было, доказательство и общее принятие закона парциальных давлений породили проблему: нужен или не нужен воздух для растворения водяного пара? Теперь был открыт путь для качественных теорий испарения.

2.4. Возникновение основ современных теорий в XIX в.

Выход из печати труда Дальтона в 1802 г., несомненно, явился крупнейшим событием в развитии теории испарения. В нем он, прежде всего, резюмировал свои взгляды на газовые смеси и привел таблицу значений давления насыщенного водяного пара как функции температуры. Затем в очерке об испарении Дальтон (Dalton, 1802a, с. 576) следующим образом резюмировал единодушное мнение авторов конца XVIII в.:

Следующие положения были утверждены предшествующими исследователями и поэтому их нужно лишь перечислить:
1) одни жидкости испаряются быстрее, чем другие;
2) количество испарившейся жидкости прямо пропорционально площади испарения, если все прочие условия одинаковы;
3) увеличение температуры жидкости увеличивает испарение, однако не в прямой пропорции;
4) испарение больше там, где есть поток воздуха, и меньше в местах, где воздух неподвижен;
5) испарение с водной поверхности тем больше, чем меньше влажность атмосферы, если все прочие условия одинаковы.

Ни Дальтон, ни ученые следующих поколений не уточнили формулировки Положений 1, 2 и 4, хотя сегодня мы знаем, что Положение 2 не совсем правильно, как отмечал уже Седило (Sedileau, 1730a). Положения 1 и 4 были объяснены сравнительно недавно. Вклад Дальтона состоял в количественном определении Положений 3 и 5. Исходя из своих опытов, он заключил, что «...количество испаряющейся на открытом воздухе жидкости находится в прямой зависимости от „силы" пара в данной жидкости при заданной температуре, если прочие условия одинаковы».

Он так объяснял полученные данные: «...испаряющая сила должна быть эквивалентна силе воды, уменьшенной соответственно на силу, существующую в атмосфере». Когда испаряющая сила одинакова, разная интенсивность испарения «регулируется исключительно силой ветра». Из этих комментариев следует, что результат Дальтона в современных обозначениях можно записать так:

$$E = f_D(\bar{u})(e_s^* - e_a), \tag{2.1}$$

где E — интенсивность испарения; e_s^* — давление насыщенного водяного пара при температуре водной поверхности; e_a — давление пара в воздухе; $f_D(\bar{u})$ — функция средней скорости ветра $\bar{u}$.

Представляет интерес рассмотреть, как Дальтон понимал влияние ветра. Для практических целей он построил таблицу интенсивности испарения в сухом воздухе как функцию температуры воды для трех разных градаций скорости ветра. Эти градации были определены таким образом: испарение в неподвижном воздухе в помещении с закрытыми дверями и окнами, испарение в помещении с открытыми окнами, при сильном наружном ветре и сквозняке и испарение на открытом воздухе при наличии ветра. Каждой градации оказалась свойственна своя интенсивность испарения. Значения в таблице были вычислены путем умножения испарения при точке кипения на дробь e_s^*/p, где p — давление воздуха. Дальтон обнаружил, что значения в таблице полностью согласуются с результатами многочисленных опытов, проведенных в разных условиях — в помещении и на открытом воздухе.

Солднер (Soldner, 1804) отмечал, что Дальтон не учел в своей теории влияние атмосферного давления и то, что испарение зависит не только от температуры воды и скорости ветра, как указано в его таблице. Дальтон предполагал, что все жидкости при точке кипения испаряются с одинаковой интенсивностью E_b, которая зависит только от скорости ветра. Поэтому Солднер считал более правильным следующее равенство, описывающее полученные Дальтоном данные лучше, чем его таблица:

$$E = E_b \frac{(e_s^* - e_a)}{p}, \tag{2.2}$$

где E_b — интенсивность испарения при точке кипения в сухом воздухе при атмосферном давлении p (т. е. при давлении насыщенного пара при температуре точки кипения). Используя выражение (2.2), Солднер нашел математическое выражение для описания экспериментальных данных Дальтона по связи давления насыщенного водяного пара с температурой:

$$e^* = p \exp[-(250 + T_b - T)(T_b - T)/6976], \tag{2.3}$$

где T — температура Кельвина, T_b — температура кипения при атмосферном давлении p. Примерно в то же время Лаплас предложил похожее уравнение, однако оно с меньшей точностью описывало данные Дальтона, чем равенство (2.3) (Soldner, 1807).

За исключением нескольких скептиков (напр., Parrot, 1804), современники быстро признали значение работ Дальтона, но сознавали и их ограниченность. Об этом свидетельствуют комментарии Солднера (Soldner, 1807):

Законы испарения Дальтона правильны как таковые, но вряд ли они найдут практическое применение. Я проанализировал его опыты по испарению, температуре, точке росы и барометрическому давлению; все они плохо согласуются, за исключением данных за август, которые сам Дальтон выбрал в качестве примера. (Почему он ничего не говорит про другие месяцы? Это было бы очень существенно для господина Парро). Но если учесть, насколько порывист ветер, как быстро и существенно меняется температура в облаках и у земной поверхности, все это не удивительно... Я убежден, что закон по существу правилен, но он соответствует условиям помещения с неподвижным воздухом; вне помещения он не выполняется.

Несмотря на эти серьезные замечания, в течение последующего полувека не наблюдалось значительного сдвига в исследовании влияния воздушного потока. Например, лучшее, что смог предложить по этой проблеме Шмид (Schmid, 1860, с. 598), была таблица с данными Шюблера, полученными в 1826 г. в Тюбингене. Эти данные показали, что испарение с водной поверхности на ветру в летнее время в 1,7 раза превышает испарение с защищенной от ветра поверхности, а в зимнее время было в 4 раза большим. Такие качественные заключения не доказывали ничего нового. Но вот за два последующие десятилетия, одно за другим, было получено несколько значительных научных результатов. При помощи созданного им прибора для измерения испарения Тейт (Tate, 1862) пришел к выводу, что интенсивность испарения почти пропорциональна скорости ветра. Он не определил коэффициент пропорциональности, но его формулировка была ясна. Заметим, что он же сделал вывод о том, что интенсивность испарения почти обратно пропорциональна атмосферному давлению и почти пропорциональна разности температур, зафиксированных сухим и смоченным термометрами. Первый из этих выводов напоминает пояснение Солднера по поводу опытов Дальтона, а второй является шагом назад по сравнению с формулой Дальтона (2.1), поскольку в нем не рассматривается влияние температуры воды.

Дальнейшим углублением проблемы была работа Вайленмана (Weilenmann, 1877a, b). Исследуя процессы в воздухе при его контакте с водной поверхностью, он выразил интенсивность испарения в виде линейной функции от средней скорости ветра $\bar{u}$. Однако, он оговаривал, что интенсивность испарения надо также считать пропорциональной дефициту насыщенного воздуха. С помощью экспериментальных данных он проверил выполнение следующего уравнения:

$$E=(A_w+B_w\bar{u})(e_a^*-e_a), \tag{2.4}$$

где A_w и B_w — постоянные, e_a^* — давление насыщенного пара при температуре воздуха. Вероятно, при выводе равенства (2.4) Вайленман использовал идеи Тейта.

Учитывая закон Дальтона (2.1), можно сказать, что использование дефицита насыщения в (2.4) равносильно утверждению о том, что температуры водной поверхности и воздуха одинаковы. Поэтому неудивительно, что уравнение (2.4) давало лучшие результаты в тени, чем на солнце. В какой-то степени Вайленман понимал эту ограниченность. Он соглашался, что дефицит насыщения следует рассчитывать, используя температуру на границе раздела воздух—вода. Так как в его распоряжении не было температуры воды, он счел возможным приближенно использовать температуру воздуха. Следует отметить, что точность его экспериментальных данных была не столь уж низкой. Большая часть полученных материалов была результатом измерения испарения в защищенном от ветра месте. Фактически даже Дальтон (Dalton, 1802a) при вычислениях своей таблицы, явно не оговаривая этого, принял условие, что температура воздуха и воды одинакова. В общих теоретических рассуждениях Дальтон успешно пользовался равенством (2.1), однако его собственная несколько двусмысленная интерпретация формулы (2.1) в целях ее практического использования сказалась впоследствии на той путанице, примером которой могут служить исследования Тейта (Tate, 1862) и Вайленманна (Weilenmann, 1877a, b).

Наконец, Штеллинг смог решить проблему более точно (Stelling, 1882). Объединяя уравнение функции ветра Вайленманна и уравнение Дальтона (2.1), он впервые получил выражение

$$E = (A_s + B_s \bar{u})(e_s^* - e_a), \tag{2.5}$$

где A_s и B_s — эмпирические постоянные. Используя данные измерений испарения, полученные при помощи испарителя Вильда, установленного на высоте 1 м над поверхностью в Нукусе (Узбекистан), он проверил это уравнение в обширном диапазоне условий и получил, что $A_s = 0{,}0702$ и $B_s = 0{,}00319$ при E, выраженном в миллиметрах за 2 ч, e — в миллиметрах ртутного столба и $\bar{u}$ (на высоте 7,5 м над почвой) — в километрах в час. Уравнение Штеллинга при разных значениях A и B очень скоро стало общепринятым. Его применили Фитцджеральд (Fitzgerald, 1886) в Массачусетсе и Карпентер (Carpenter, 1889, 1891) в Колорадо. Это соотношение до сих пор широко используется в гражданском строительстве.

Уравнение (2.5) получено эмпирическим путем. В литературе публиковалось бесчисленное множество значений A_s и B_s, даже сейчас делаются попытки определить их оптимальные значения для разных условий. Иногда случается, что та или иная формула довольно успешно применяется на практике для описания экспериментальных данных и тогда она подавляет интерес и препятствует дальнейшему развитию исследования фундаментальных аспектов явления. Таким своеобразным тупиком, с теоретической точки зрения, стало и уравнение Штеллинга.

Дальнейшему развитию теории испарения способствовали открытия в других областях знаний. Они следовали в общем русле развития механики жидкости и представлений о переносе в турбулентном потоке. Но эта связь не сразу была признана. Фик (Fick, 1855) внес существенный вклад в понимание явления переноса массы в жидкости. Путем опытов он обнаружил, что локальный удельный поток субстанции примеси в невозмущенной жидкости, являющийся результатом только молекулярного переноса, пропорционален градиенту ее (субстанции) концентрации. Это лишь подтвердило его догадку (Fick, 1855, с. 65) о том, что явление должно происходить «...в соответствии с законом Фурье распространения тепла в проводнике, который так блестяще применил Ом в законе распространения электричества...». Ясно, что закон Фика в этом отношении был аналогичен закону Ньютона о вязком напряжении. Закон вязкого напряжения был распространен Буссинеском на турбулентный поток (Boussinesq, 1877). Он выдвинул гипотезу о том, что тангенциальное напряжение в турбулентном потоке пропорционально градиенту скорости, и установил, что коэффициент пропорциональности «...должен зависеть в каждой точке не только от температуры и, возможно, давления p, но и от среднего движения, которое всегда имеет место» (Boussinesq, 1877, с. 46)

Рейнольдс (Reynolds, 1874) считал, что механизмы переноса тепла и количества движения в турбулентном потоке могут быть подобны, если сходны условия переноса и если принять A_s и B_s в (2.5) пропорциональными для тепла и количества движения. Если сделать еще шаг, то можно применить так называемую «аналогию Рейнольдса» к водяному пару. Все это, а также возрастающий интерес к проблеме описания вертикального изменения скорости ветра над земной поверхностью (напр. Stevenson, 1880; Archibald, 1883) способствовало дальнейшим фундаментальным исследованиям в этой области науки. Плодотворные идеи Фика, Буссинеска и Рейнольдса способствовали появлению вполне закономерного исследования Шмидта (Schmidt, 1917). Его предложение принять одинаковый коэффициент обмена для количества движения и различных примесей явилось толчком к тому, чтобы рассматривать процесс испарения совместно с исследованием общих свойств турбулентного потока. Оно непосредственно привело к развитию современной теории подобия турбулентного переноса водяного пара и других скалярных примесей в нижних слоях атмосферы.

До сих пор в этом очерке было мало сказано об исследовании энергетических аспектов испарения. Уже говорилось о том, что начиная с середины XVIII в. стало известно, что испарение со смоченного термометра снижает его показания. Было ясно, что испарение вызывает охлаждение и требует затрат тепла. Хотя природа тепла оставалась неизвестной, она была предметом оживленной полемики (см., напр., Fox, 1971). К концу века появились количественные оценки количества тепла. Скрытое тепло парообразования открыл Бэк около 1760 г. (см. McKie, Heathcote, 1935). Через два года Блэк (Black, 1803, с. 157) поставил свои первые опыты и нашел, что удельное тепло парообразования при температуре точки кипения соответствует количеству тепла, необходимого для нагревания воды до 810 °F (один градус температуры по Фаренгейту равен 0,56 градусов Цельсия). Это равно примерно $810 \cdot 0{,}56 = 450$ кал$\cdot$г$^{-1}$, что близко к современному значению 593,1 кал$\times$г$^{-1}$=2480 кДж$\cdot$кг$^{-1}$. Вскоре после этого, вероятно, раньше, чем в 1765 г., эта оценка была пересмотрена: Уатт, сотрудник Блэка в Глазго в процессе его работы над паровым двигателем получил значение 900—950 °F вместо 810 °F (Black, 1803, с. 174). К концу века были определены главные механизмы переноса тепла: турбулентность, молекулярная теплопроводность и радиация. Однако потребовалось еще много лет, прежде чем эти виды переноса тепла стали применять для описания испарения в открытой атмосфере.

Факт существования тесной связи между солнечной радиацией и испарением был известен с доисторических времен. Поэтому первые исследования были направлены на обнаружение именно этой связи. Например, Геллер (Heller, 1800), заметив, что при одной и той же температуре испарение возрастает на солнечном свете, пришел к выводу о необходимости измерений радиации помимо измерений температуры. Вероятно, первое такое исследование в большом масштабе было выполнено Добре (Daubrée, 1847). Он рассчитал по имеющимся данным, что средние годовые дождевые осадки по земному шару составляют примерно 1,379 м, что мало отличается от современной оценки около 1,0 м. Лет через десять Пуйе (Pouillet, 1838; 1847, с. 680) уже смог рассчитать с помощью данных пиргелиометра солнечную радиацию в верхнем слое атмосферы и принять ее равной примерно 1,763 кал$\cdot$мин$^{-1}\times$см$^{-2}$ (1,254 кВт$\cdot$м$^{-2}$), что также близко к ее современному значению 1,98 кал$\cdot$мин$^{-1}\cdot$см$^{-2}$ (1,39 кВт$\cdot$м$^{-2}$). Чтобы лучше понять важность этой величины, Пуйе напоминает, что такое количество тепла способно за год растопить слой льда толщиной в 31 м, покрывающий равномерно весь земной шар. Очевидно, что среднее годовое количество дождя равно среднему годовому испарению. На основе расчетов Пуйе, Добре (Daubrée, 1847) пришел к заключению, что испарение поглощает примерно $^1/_3$ солнечной энергии, поступающей в верхние слои атмосферы, что эквивалентно энергии растопления примерно 10,7 м льда, покрывающего равномерно земной шар. Добре сделал интересный расчет: годовое сжигание топлива во Франции в те времена было равносильно затратам тепла на растопление корки льда толщиной всего в 0,0017 м, покрывающей равномерно всю страну, что соответствует $1{,}6 \cdot 10^{-4}$ от среднего количества тепла, расходуемого на испарение. Прием такой аналогии был использован Маори (Maury, 1861, с. 107) при расчетах количества тепла, необходимого для испарения в бассейне р. Миссисипи. Эти затраты тепла составляют $^5/_6$ от «количества тепла, которое в 6 540 000 раз превышает количество тепла, выделяющегося при сжигании 30 000 т угля». Самым главным в оценках Маори поступающей солнечной радиации на земную поверхность было то, что он ввел понятие теплового баланса в терминах, которые употребляются и в настоящее время (Maury, 1861, с. 422):

По мере того как тепло поступает от Солнца, часть его задерживается атмосферой, но большая часть поглощается сушей и водой. Доля этого тепла передается обратно в атмосферу путем конвекции, другая часть — в виде радиации передается прямо в космос... Остаток поглощенного тепла расходуется в процессе испарения. После этого тепло поднимается в атмосферу в скрытом виде с частицами водяного пара, затем выделяется в облаках, и там, став явным, поднимается до более высоких слоев атмосферы и передается в виде радиации в космос. Таким образом, благодаря радиационным механизмам воздух действует как терморегулятор, предохраняющий землю и море от перегревания...

Соотношения между испарением, солнечной радиацией и прочими компонентами теплового баланса разрабатывались в трудах специалистов по агрономии Уоллни (Wollny, 1877) и климатологии Воейкова (1887). Само понятие о тепловом балансе начало использоваться именно с этого времени.

Однако первый детальный количественный анализ теплового баланса на земной поверхности был проделан Гоменом (Homén, 1897). Он определил суточный поток тепла в почве с помощью измерений температуры почвы через каждые 10 см до глубины 60 см, используя данные о теплоемкости почвы, и измерил приходящую радиацию, используя метод Ангстрема, опубликованный в 1893 г. Испарение определялось путем взвешивания металлического цилиндра диаметром 35 см и высотой 30 см, наполненного грунтом и зарытого вровень с окружающей почвой. Турбулентный поток тепла в атмосферу был найден как единственный неизвестный остаточный член уравнения баланса. Научный вклад Гомена был сделан в то время, когда происходили быстрые сдвиги в понимании механизма радиационного теплообмена в результате открытий Стефана (Stefan, 1879) и Больцмана (Boltzmann, 1884). В этих работах была заложена основа для дальнейшего развития исследования теплового баланса, начиная с работ Шмидта (Schmidt, 1915), Боуэна (Bowen, 1926) и других вплоть до настоящего времени.

ГЛАВА 3

Нижние слои атмосферы

3.1. Влажный воздух

3.1. А. Некоторые определения

Воздух в нижних слоях атмосферы практически можно считать смесью идеальных газов. Для удобства представим атмосферу как смесь сухого воздуха постоянного состава и водяного пара. Содержание водяного пара в воздухе будем характеризовать отношением смеси, определяемым как масса водяного пара, приходящаяся на единицу массы сухого воздуха:

$$m = \rho_v/\rho_d, \tag{3.1}$$

где ρ_v — плотность водяного пара; ρ_d — плотность сухого воздуха. Массовая доля водяного пара определяется как масса водяного пара, приходящаяся на единицу массы влажного воздуха:

$$q = \rho_v/\rho, \tag{3.2}$$

где $\rho = \rho_v + \rho_d$. Относительная влажность есть результат деления отношения смеси на отношение смеси в воздухе, насыщенном водяным паром при таких же температуре и давлении:

$$r = m/m^*. \tag{3.3}$$

Это приблизительно равно e/e^*, т. е. отношению давления водяного пара к давлению пара при насыщении.

Согласно закону Дальтона, общее давление в смеси идеальных газов равно сумме их парциальных давлений; при этом каждая составляющая газа удовлетворяет своему уравнению состояния. Так, плотность сухого воздуха может быть выражена следующим образом:

$$\rho_d = \frac{p - e}{R_d T}, \tag{3.4}$$

где p — суммарное давление в воздухе; e — парциальное давление водяного пара; T — абсолютная температура; R_d — удельная газовая постоянная сухого воздуха (табл. 3.1). Точно так же плотность водяного пара равна

$$\rho_v = \frac{0{,}622e}{R_d T}, \tag{3.5}$$

где $0{,}622 = (18{,}016/28{,}966)$ — отношение молекулярных масс воды и сухого воздуха.

Как следует из (3.4) и (3.5), плотность влажного воздуха равна

$$\rho = \frac{p}{R_d T}\left(1 - \frac{0{,}378e}{p}\right). \tag{3.6}$$

Она меньше плотности сухого воздуха при том же давлении p. Это означает, что стратификация водяных паров играет важную роль в определении устойчивости атмосферы. Уравнение состояния для влажного воздуха можно получить, исключив e из (3.4) и (3.5):

$$p = \rho T R_d (1 + 0{,}61q). \tag{3.7}$$

Отсюда следует, что смесь можно рассматривать как идеальный газ, если удельную газовую постоянную представить

ТАБЛИЦА 3.1

Основные физические константы

Константа	Обозначение	Значение константы в единицах СИ
Сухой воздух		
Молярная масса	M_d	28,966 $г \cdot моль^{-1}$
Газовая постоянная	R_d	287,04 $Дж \cdot кг^{-1} \cdot К^{-1}$
Удельная теплоемкость		
при постоянном давлении	c_{pd}	1005 $Дж \cdot кг^{-1} \cdot К^{-1}$
при постоянном объеме	c_{vd}	716 $Дж \cdot кг^{-1} \cdot К^{-1}$
Плотность (при p=1013,25 гПа, T=273,16 К)	ρ	1,2923 $кг \cdot м^{-3}$
Водяной пар		
Молярная масса	M_w	18,016 $г \cdot моль^{-1}$
Газовая постоянная	R_w	461,5 $Дж \cdot кг^{-1} \cdot К^{-1}$
Удельная теплоемкость		
при постоянном давлении	c_{pw}	1846 $Дж \cdot кг^{-1} \cdot К^{-1}$
при постоянном объеме	c_{vw}	1386 $Дж \cdot кг^{-1} \cdot К^{-1}$

Примечание. Значения величин, приведенные в этой таблице и в табл. 3.4—3.6, заимствованы из метеорологических таблиц Листа (List, 1971).

ТАБЛИЦА 3.2

Основные единицы физических величин

Величина	СИ (м·кг·с)	СГС (см·г·с)
Длина	метр (м)	сантиметр (см)
Масса	килограмм (кг)	грамм (г)
Время	секунда (с)	секунда (с)
Сила	ньютон ($Н = кг \cdot м \cdot с^{-2}$)	дина ($дин = г \cdot см \cdot с^{-2}$)
Давление	паскаль ($Па = Н \cdot м^{-2}$)	миллибар ($мбар = 10^3\ дин \cdot см^{-2}$)
Энергия	джоуль ($Дж = Н \cdot м$)	эрг ($эрг = дин \cdot см$)
Мощность	ватт ($Вт = Дж \cdot с^{-1}$)	$эрг \cdot с^{-1}$

ТАБЛИЦА 3.3

Переводные коэффициенты

Давление	
миллибар	1 мбар $= 10^3$ мкбар $= 10^2$ Па (гПа) $= 10^3\ дин \cdot см^{-2}$
миллиметр ртутного столба	1 мм рт. ст. = 1,333224 мбар = 133,322 Па
атмосфера	1 атм $= 1{,}013250 \cdot 10^5$ Па
Энергия	
калория	1 кал = 4,1868 Дж $= 4{,}1868 \cdot 10^7$ эрг

функцией содержания водяного пара: $R_m = R_d(1+0{,}61q)$. Но часто вместо равенства (3.7) используется выражение

$$p = R_d \rho T_V, \tag{3.8}$$

где T_V — виртуальная температура, определяемая по формуле

$$T_V = (1 + 0{,}61q)\,T, \tag{3.9}$$

т. е. как температура, которую имел бы сухой воздух такой же плотности, что и влажный воздух при заданных q, T и p. Для удобства в табл. 3.2 и 3.3 приведены единицы основных величин и коэффициенты перехода от одной системы к другой.

3.1. Б. Первое начало термодинамики

Согласно этому закону, тепло, введенное в систему, равно сумме изменения ее внутренней энергии и работы, выполненной системой по отношению к внешней среде (см., напр., Fermi, 1956):

$$\delta H = \delta U + p\,\delta V. \tag{3.10а}$$

Это равенство, отнесенное к единицы массы, в дифференциальной форме записывается таким образом:

$$dh = du + p\,d\alpha. \tag{3.10б}$$

Здесь V — объем; α — удельный объем, $\alpha = \rho^{-1}$. Уравнение состояния любого газа связывает три переменные α, T и p, так что состояние газа характеризуется значениями любых двух величин из названных трех. Если α и T приняты за независимые переменные, то (3.10) выразится в виде

$$dh = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_\alpha dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial \alpha}\right) + p\right] d\alpha. \tag{3.10в}$$

Так как по определению удельная теплоемкость при постоянном объеме равна

$$c_v = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_\alpha \tag{3.11}$$

и может быть определена экспериментально (что и было сделано Джоулем), а из кинетической теории газа известно, что $\partial u/\partial\alpha = 0$, то первое начало термодинамики можно также выразить в виде

$$dh = c_v\,dT + p\,d\alpha, \tag{3.10г}$$

или, с учетом уравнения состояния,

$$dh = (c_v + R)\,dT - \alpha\,dp. \tag{3.10д}$$

Это означает, что

$$R = c_p - c_v, \tag{3.12}$$

поскольку, по определению, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, равна

$$c_p = \left(\frac{dh}{dT}\right)_p. \tag{3.13}$$

3.1. В. Парциальное давление насыщенного водяного пара

Давление насыщенного водяного пара e^* — это давление, при котором происходит изменение фазового состояния пара при постоянной температуре. При изучении испарения эта характеристика влажности встречается весьма часто; поэтому рассмотрим ее подробнее. Представим (см., напр., Fermi, 1956) систему жидкость—пар с общей массой M, в которой количество вещества δM переходит изотермически из жидкого состояния в парообразное при соответствующих изменениях общего объема δV и внутренней энергии δU. Если жидкость и пар находятся в равновесии, то давление и плотность зависят только от температуры. Если M_l и M_v — массы жидкости и пара соответственно, а α_l и α_v — их удельные объемы, то общий объем до изотермического перехода выражается в виде

$$V = M_l\alpha_l(T) + M_v\alpha_v(T).$$

После изменения фазового состояния можно записать

$$V + \delta V = (M_l - \delta M)\,\alpha_l + (M_v + \delta M)\,\alpha_v,$$

так что

$$\delta V = [\alpha_v(T) - \alpha_l(T)]\,\delta M. \tag{3.14}$$

С помощью подобных рассуждений для внутренней энергии получим

$$\delta U = [u_v(T) - u_l(T)]\,\delta M, \tag{3.15}$$

где u_l и u_v — соответственно удельные внутренние энергии жидкости и пара.

Количество тепла, которое необходимо добавить единице массы, для того чтобы изменить ее фазовое состояние, называется удельной теплотой парообразования:

$$L_e = \delta H/\delta M. \tag{3.16}$$

Объединяя это выражение с (3.10а), (3.14) и (3.15), получаем

$$L_e = u_v - u_l + p\,(\alpha_v - \alpha_l). \tag{3.17}$$

Из равенств (3.14) и (3.15) следует:

$$\frac{\partial U}{\partial V} = \frac{u_v - u_l}{\alpha_v - \alpha_l},$$

так что с учетом (3.17)

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = \frac{L_e}{\alpha_v - \alpha_l} - p. \tag{3.18}$$

При этом удобно ввести определение энтропии:

$$dS = dH/T. \tag{3.19}$$

Тогда первое начало термодинамики (3.10в) примет вид

$$dS = \frac{1}{T}\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)dT + \frac{1}{T}\left(\frac{\partial u}{\partial V} + p\right)dV.$$

Это выражение будет полным дифференциалом, если члены правой части удовлетворяют соотношению

$$\frac{\partial}{\partial V}\left(\frac{1}{T}\frac{\partial U}{\partial T}\right) = \frac{\partial}{\partial T}\left[\frac{1}{T}\left(\frac{\partial U}{\partial V} + p\right)\right],$$

в котором подразумевается, что V и T — независимые переменные. Тогда

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p. \tag{3.20}$$

Давление в рассматриваемой системе является функцией только от T. Это давление пара, находящегося в равновесии с жидкостью. Объединяя (3.18) и (3.20), получаем

$$\frac{de^*}{dT} = \frac{L_e}{T\,(\alpha_v - \alpha_l)}. \tag{3.21}$$

Это известное уравнение Клаузиуса—Клапейрона. Так как величина α_l мала по сравнению с α_v, то ею можно пренебречь. Тогда выражение (3.21) можно записать в виде

$$\frac{de^*}{dT} = \frac{0{,}622 L_e e^*}{R_d T^2}. \tag{3.22}$$

Здесь использовано выражение (3.5) для условий насыщения.

Выражение (3.22) может быть проинтегрировано, если задана зависимость L_e от T. Один из лучших интегралов уравнения Клаузиуса—Клапейрона получен в работе Гоффа и Грача (Goff, Gratch, 1946), в которой учитывались отклонения газа от идеального и использовались надежные экспериментальные данные. Этот интеграл широко используется в качестве стандарта, он же является основой приведенных выше таблиц (напр., List, 1971). Значения некоторых характеристик давления насыщенного пара надо льдом e^*, de^*/dT и e^*_i приведены в табл. 3.4 и 3.5.

Для облегчения расчетов используется множество упрощенных выражений. Одно из самых ранних — это формула Солднера (2.3), полученная на основании данных Дальтона. Лоув (Lowe, 1977) сравнил все принятые в современной литературе выражения для

ТАБЛИЦА 3.4

Температурная зависимость параметров воды (c_w — удельная теплоемкость; L_e — скрытая теплота испарения; e^* — давление насыщенного водяного пара)

T °C	c_w Дж·кг$^{-1}$·К$^{-1}$	L_e 10^6 Дж·кг$^{-1}$	e^* гПа	de^*/dT гПа·К$^{-1}$
—20	4354	2,549	1,2540	0,1081
—10	4271	2,525	2,8627	0,2262
0	4218	2,501	6,1078	0,4438
5	4202	2,489	8,7192	0,6082
10	4192	2,477	12,272	0,8222
15	4186	2,466	17,044	1,098
20	4182	2,453	23,373	1,448
25	4180	2,442	31,671	1,888
30	4178	2,430	42,430	2,435
35	4178	2,418	56,236	3,110
40	4178	2,406	73,777	3,933

ТАБЛИЦА 3.5

Температурная зависимость параметров льда (c_i — удельная теплоемкость; L_{fu} — теплота плавления; L_s — теплота сублимации; e_i^* — давление насыщенного водяного пара надо льдом)

T °C	c_i Дж·кг$^{-1}$·К$^{-1}$	L_{fu} 10^6 Дж·кг$^{-1}$	L_s 10^6 Дж·кг$^{-1}$	e_i^* гПа	de_i^*/dt гПа·К$^{-1}$
—20	1959	0,2889	2,838	1,032	0,09905
—15	—	—	—	1,652	0,1524
—10	2031	0,3119	2,837	2,597	0,2306
—5	—	—	—	4,015	0,3432
0	2106	0,3337	2,834	6,107	0,5029

e^* и представил величины e^*, de^*/dT, e_i^*, de_i^*/dT в виде многочленов, которые достаточно точны и не требуют много времени для расчетов. Для увеличения скорости вычислений эти многочлены были представлены в виде

$$e^* = a_0 + T\left[a_1 + T\left\{a_2 + T\left[a_3 + T\left[a_4 + T\left(a_5 + a_6 T\right)\right]\right]\right\}\right]. \quad (3.23)$$

Коэффициенты этого многочлена (при T К) имеют следующие значения:

$$a_0 = 6984{,}505294;\ a_1 = -188{,}903931;\ a_2 = 2{,}133357675;$$

$$a_3 = -1{,}288580973 \cdot 10^{-2};\ a_4 = 4{,}393587233 \cdot 10^{-5};$$

$$a_5 = -8{,}023923082 \cdot 10^{-8};\ a_6 = 6{,}136820929 \cdot 10^{-11}.$$

Ричардс (Richards, 1971) предложил более удобное в некотором отношении выражение

$$e^* = 1013{,}25\exp\left(13{,}3185t_R - 1{,}9760t_R^2 - 0{,}6445t_R^3 - 0{,}1299t_R^4\right), \tag{3.24а}$$

где $t_R = 1 - 373{,}15/T$; T — температура в кельвинах.

Расчеты с помощью выражения (3.24а) требуют примерно в 3 раза больше времени, чем расчеты с помощью многочлена Лоува. Ошибка расчета по обеим формулам примерно одинакова и составляет 10^{-2} процента. Выражение (3.24а) имеет то преимущество, что с его помощью зависимость e^* от T может быть представлена в виде, аналогичном уравнению Клаузиуса—Клапейрона (3.22):

$$\frac{de^*}{dT} = \frac{373{,}15e^*}{T^2}\left(13{,}3185 - 3{,}952t_R - 1{,}9335t_R^2 - 0{,}5196t_R^3\right). \tag{3.24б}$$

3.2. Гидростатическая устойчивость ненасыщенной атмосферы

3.2. А. Малые адиабатические смещения

Критерий устойчивости атмосферы в состоянии покоя можно получить, рассматривая малое вертикальное смещение небольшого объема воздуха без перемешивания с окружающей воздушной средой. Смещения эти происходят достаточно быстро, так что давление малого объема воздуха приспосабливается к новой обстановке адиабатически, т. е. путем обратимого процесса без теплообмена с внешней средой. Более того, содержание влаги в этом объеме остается неизменным, в то время как в окружающей атмосфере оно изменяется в соответствие с вертикальным градиентом $\partial q/\partial z$.

Вертикальное ускорение объема воздуха можно выразить равенством

$$\ddot{z} = -g - \frac{1}{\rho_1}\frac{\partial p}{\partial z}, \tag{3.25}$$

где ρ_1 — плотность влажного воздуха в рассматриваемом объеме.

Градиент давления в окружающей атмосфере в состоянии покоя выражается в виде

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g, \tag{3.26}$$

где ρ — плотность окружающего воздуха. Подставляя (3.26) и (3.8) вместо ρ и ρ_1 в (3.25), получаем

$$\ddot{z} = -g\left(\frac{T_V - T_{V1}}{T_V}\right). \tag{3.27}$$

Здесь T_{V1} и T_V — соответственно виртуальная температура рассматриваемого объема и окружающего воздуха. Если принять, что малое смещение z начинается с нулевого уровня ($z=0$), где объем воздуха имеет такую же плотность, а следовательно, и такую же температуру T, что и окружающий воздух, то можно записать $T_{V1}=T_{V0}+z\,\partial T_{V1}/\sigma z$ и аналогичное равенство для T. Тогда выражение (3.27) представляется в виде

$$\ddot{z}=-\frac{gz}{T_V}\left(\frac{\partial T_V}{\partial z}-\frac{\partial T_{V1}}{\partial z}\right). \qquad (3.28)$$

Согласно (3.9), градиент виртуальной температуры окружающего воздуха можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial T_V}{\partial z}=(1+0{,}61q)\frac{\partial T}{\partial z}+0{,}61T\frac{\partial q}{\partial z}. \qquad (3.29)$$

Скорость изменения виртуальной температуры при движении объема воздуха по вертикали в процессе смещения можно получить, учитывая, что он не отдает влагу или тепло окружающей среде. Тогда $dq_1/\partial z=0$ и $\partial T_1/\partial z$ равно адиабатическому градиенту температуры. Дифференцирование формулы (3.10д), записанной применительно к адиабатическому смещению объема, дает:

$$c_p\frac{\partial T_1}{\partial z}-\frac{1}{\rho_1}\frac{\partial p}{\partial z}=0. \qquad (3.30)$$

Удельная теплоемкость при постоянном давлении для влажного воздуха является взвешенной суммой удельной теплоемкости сухого воздуха и водяного пара, а именно

$$c_p=qc_{pw}+(1-q)\,c_{pd}.$$

При значениях c_{pw} и c_{pd}, приведенных в табл. 3.1, это равенство имеет вид

$$c_p=c_{pd}(1+0{,}84q). \qquad (3.31)$$

Отсюда следует, что влиянием водяного пара можно пренебречь. Заменяя в формуле (3.30) градиент давления с помощью (3.26) и выражая плотности ρ_1 и ρ с помощью (3.7), получим

$$\frac{\partial T_1}{\partial z}=-\frac{g}{c_p}\frac{T_1}{T}. \qquad (3.32)$$

Скорость изменения по вертикали виртуальной температуры объема выразится с учетом (3.9), (3.31) и (3.32) при $dq_1/dz=0$, в виде

$$\frac{\partial T_{V1}}{dz}=-\frac{g}{c_{pd}}\frac{T_1}{T}(1-0{,}23q),$$

или, так как значения T_1/T и $1-0{,}23q$ близки к единице, в виде

$$\frac{\partial T_{V1}}{dz}=-\Gamma_d. \qquad (3.33)$$

Величина $\Gamma_d = g/c_{pd} = 9{,}8$ К · км$^{-1}$; она называется сухоадиабатическим вертикальным градиентом и означает адиабатическое изменение температуры в вертикально поднимающемся объеме сухого воздуха. Подставляя (3.33) в (3.28), получаем выражение для ускорения смещения объема:

$$\ddot{z} = \frac{gz}{T_V}\left(-\frac{\partial T_V}{\partial z} - \Gamma_d\right). \tag{3.34}$$

Равенство (3.34) позволяет использовать сухоадиабатический вертикальный градиент в качестве критерия устойчивости ненасыщенной атмосферы. Так, если вертикальный градиент виртуальной температуры атмосферы равен Γ_d, то ускорение слегка смещенной частицы воздуха равно нулю; ее плотность оказывается такой же, как плотность окружающего воздуха и тенденции к увеличению или уменьшению смещения не наблюдается. Атмосфера находится в состоянии статически нейтрального равновесия. С другой стороны, если вертикальный градиент виртуальной температуры является сверхадиабатическим, т. е. больше величины g/c_{pd}, решение уравнения (3.34) приведет к смещению z, которое экспоненциально увеличивается со временем; смещенный объем имеет тенденцию все больше отклоняться от первоначального положения. В этом случае атмосфера статически неустойчива. И наоборот, если $-\partial T_v/\partial z < \Gamma_d$, то $\ddot{z} < 0$, и объем стремится вернуться в исходное положение. Атмосфера становится статически устойчивой. В упрощенном виде решение уравнения (3.34) имеет колебательный характер относительно $z = 0$, но реально действующее трение гасит этот вид движения.

3.2. Б. Потенциальная температура

Потенциальной называется температура, которую принимает воздух, приведенный адиабатически к стандартному давлению $p_0 = 1000$ гПа. В этом случае, интегрируя уравнение адиабатического процесса (3.10д) с учетом (3.8), получаем формулу Пуассона, которая определяет потенциальную температуру в виде

$$\theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^k, \tag{3.35}$$

где p — давление, гПа; $p_0 = 1000$ гПа; для влажного воздуха $k = R_d(1 - 0{,}23q)/c_{pd}$. Дифференцируя (3.35) и пренебрегая влиянием q, получаем

$$\frac{\partial\theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T}\left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma_d\right). \tag{3.36}$$

Потенциальная температура сохраняется неизменной при адиабатических смещениях. Из сравнения выражений (3.36) и (3.34) видно, что формулу (3.36) можно использовать в качестве критерия устойчивости для сухой атмосферы или атмосферы с количеством влаги q, не зависящим от высоты. Если θ уменьшается с высотой, атмосфера неустойчива, в противном случае она устойчива. В качестве критерия устойчивости атмосферы, в которой $\partial q/\partial z \neq 0$, удобно использовать вертикальный градиент виртуальной потенциальной температуры, введенной Монтгомери и Шпильхаузом (Montgomery, Spilhaus, 1941). Виртуальная потенциальная температура — это температура, которую приобретает влажный воздух при адиабатическом смещении объема воздуха от начального состояния к стандартному давлению. В этом случае из уравнений (3.7) и (3.8) при $p = p_0$ получаем

$$p_0 = R_d (1 + 0{,}61q)\, \rho_0 \theta = R_d \rho_0 \theta_V,$$

где ρ_0 — плотность после адиабатического изменения. Отсюда следует, что

$$\theta_V = (1 + 0{,}61q)\, \theta. \tag{3.37а}$$

При постоянной удельной теплоемкости это выражение с помощью уравнений (3.9) и (3.35) можно представить в виде

$$\theta_V = T_V \left(\frac{p_0}{p}\right)^k. \tag{3.37б}$$

Если под k понимать R_d/c_{pd} вместо $R_d(1 - 0{,}23q)/c_{pd}$, то выражение (3.37б) будет определять потенциальную виртуальную температуру, равную потенциальной температуре сухого воздуха при таких же значениях давления и плотности. Ясно, что для большинства практических целей нет необходимости различать виртуальную потенциальную температуру и потенциальную виртуальную температуру. Дифференцируя (3.37б), получаем весьма хорошее приближение:

$$\frac{\partial \theta_V}{\partial z} = \frac{\theta_V}{T_V} \left(\frac{\partial T_V}{\partial z} + \Gamma_d\right). \tag{3.37в}$$

Сравнение этого выражения с формулой (3.34) показывает, что при постоянной θ_V атмосфера статически нейтральна. Если θ_V уменьшается с высотой, то атмосфера статически неустойчива, если θ_V с высотой увеличивается, атмосфера устойчива.

3.3. Перенос водяного пара в атмосфере

3.3. А. Сохранение водяного пара

При отсутствии фазовых переходов водяной пар в воздухе является консервативной скалярной примесью. Любая консервативная субстанция, смешивающаяся с движущейся жидкостью, переносится относительно системы координат, связанной со средним движением жидкости, прежде всего путем турбулентного и молекулярного обмена. Общий поток массы выражается в виде

$$\mathbf{F} = \rho_v \mathbf{V} + \mathbf{F}_m, \tag{3.38}$$

где $\mathbf{V} = \mathbf{i}u + \mathbf{j}v + \mathbf{k}w$ — скорость ветра; $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$, $\mathbf{k}$ и u, v, w — соответственно единичные векторы и компоненты скорости ветра в направлении осей x, y, z; $\mathbf{F}_m$ — поток массы, обусловленный молекулярной диффузией. Последний в соответствии с законом Фика (см. главу 2) можно считать пропорциональным локальному градиенту плотности водяного пара:

$$\mathbf{F}_m = -k_v \nabla \rho_v, \tag{3.39}$$

где k_v — коэффициент молекулярной диффузии водяного пара в воздухе. При температуре воздуха 20 °С и давлении 1 атм k_v составляет около 0,25 см$^2 \cdot$с$^{-1}$. Зависимость k_v от температуры характеризуют данные, приведенные в табл. 3.6.

ТАБЛИЦА 3.6

Коэффициенты молекулярной диффузии воздуха (10^{-5} м$^2 \cdot$с$^{-1}$) при давлении 1013,25 гПа

Температура, °С	Кинематический коэффициент вязкости ν	Коэффициент диффузии тепла k_h	Коэффициент диффузии водяного пара k_v
—20	1,158	1,628	1,944
—10	1,243	1,747	2,082
0	1,328	1,865	2,230
10	1,418	1,994	2,378
20	1,509	2,122	2,536
30	1,602	2,250	2,694
40	1,700	2,388	2,852

Примечание. Данные Листа (List, 1971, с. 395), приведенные к давлению 1 атм.

Уравнение неразрывности для водяного пара при отсутствии источников или стоков записывается в виде

$$-\nabla \cdot \mathbf{F} = \partial \rho_v / \partial t. \tag{3.40}$$

Соответственно этому уравнение неразрывности для влажного воздуха имеет вид

$$-\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = \partial \rho / \partial t. \tag{3.41}$$

Комбинируя (3.38), (3.40) и (3.41), получаем

$$-(\mathbf{V} \cdot \nabla) q - \rho^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}_m = \partial q / \partial t. \tag{3.42}$$

Если считать ρ и k_v постоянными по пространству и подставить (3.39) в выражение (3.42), получим уравнение

$$\partial q / \partial t + (\mathbf{V} \cdot \nabla) q = k_v \nabla^2 q, \tag{3.43}$$

которое является основным уравнением сохранения водяного пара. Заметим, что выражение (3.43) имеет весьма общий характер, им можно пользоваться для определения изменения любой консервативной и пассивной примеси или любого свойства воздуха, заменив q на концентрацию, выраженную отношением массы примеси к единичному объему общей массы воздуха и понимая под k_v коэффициент молекулярной диффузии этой примеси.

Выбрав подходящие граничные условия и зная распределение поля скорости, перенос водяного пара можно рассчитать, решив уравнение (3.43). В дальнейшем мы покажем, что на поверхности $z=0$ задаются главным образом три типа граничных условий: задается либо значение q, либо поток водяного пара; либо используется уравнение теплового баланса, с помощью которого поток водяного пара выражается через другие компоненты теплового баланса.

К сожалению, уравнение (3.43) не находит непосредственного применения, так как поток в атмосфере почти всегда имеет турбулентный характер. Это значит, что практически невозможно определить скорость переноса и содержание водяного пара или других примесей в любой заданной точке в пространстве и времени и что можно найти только их статистические характеристики.

Самой простой и наиболее важной формой статистического анализа является рассмотрение осредненных величин. Уравнение для средней массовой доли водяного пара можно получить следующим образом. В соответствии с общепринятым подходом, предложенным Рейнольдсом (Reynolds, 1894), зависимые переменные представляются в виде сумм осредненных величин и турбулентных возмущений: $u=\bar{u}+u'$, $v=\bar{v}+v'$, $w=\bar{w}+w'$, $q=\bar{q}+q'$. Применяя затем обычный метод осреднения по времени с соответствующим периодом осреднения и используя уравнение неразрывности (3.48), из выражения (3.43) получим

$$\frac{\partial\bar{q}}{\partial t}+\bar{u}\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}+\bar{v}\frac{\partial\bar{q}}{\partial y}+\bar{w}\frac{\partial\bar{q}}{\partial z}=$$

$$=-\left[\frac{\partial}{\partial x}(\overline{u'q'})+\frac{\partial}{\partial y}(\overline{v'q'})+\frac{\partial}{\partial z}(\overline{w'q'})\right]+k_v\nabla^2\bar{q}. \qquad (3.44)$$

Члены в левой части представляют скорость изменения средней массовой доли водяного пара частицы, перемещающейся с осредненной скоростью движения воздуха. Ковариации пульсаций в правой части уравнения можно назвать турбулентными потоками по аналогии с напряжениями Рейнольдса (ср. уравнение (3.62)). Они являются компонентами диффузионного потока, обусловленного турбулентным движением. Последний член представляет перенос средней влажности за счет молекулярной диффузии.

При изучении переноса водяного пара в атмосфере полезно применять уравнения для более высоких моментов. Эти уравнения нетрудно получить, используя уравнения для флуктуаций массовой доли водяного пара. Вычитая (3.44) из (3.43), находим

$$\frac{\partial q'}{\partial t}+\overline{\mathbf{V}}\cdot\nabla q'+\mathbf{V}'\cdot\nabla\bar{q}+\mathbf{V}'\cdot\nabla q'-\nabla\cdot(\overline{\mathbf{V}'q'})=k_v\nabla^2 q'. \quad (3.45)$$

Уравнения для вторых моментов выводятся путем умножения (3.45) соответственно на u', v', q' и т. д. и последующего осреднения полученных выражений. Так, для дисперсии флуктуаций массовой доли водяного пара $\bar{m}$ получается уравнение

$$\frac{\partial \bar{m}}{\partial t} + \overline{\mathbf{V}} \cdot \nabla \bar{m} = -\overline{q'\mathbf{V}'} \cdot \nabla \bar{q} - \overline{V' \cdot \nabla m} + k_v \overline{q' \nabla^2 q'}. \tag{3.46}$$

где $m = q'^2/2$. Используя уравнение неразрывности для флуктуаций скорости (3.49), (3.46) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{\partial \bar{m}}{\partial t} + \overline{\mathbf{V}} \cdot \nabla \bar{m} = -\overline{q'\mathbf{V}'} \cdot \nabla \bar{q} - \nabla \cdot \left[\overline{\mathbf{V}'m} - k_v \nabla \bar{m}\right] - k_v \overline{\nabla q' \cdot \nabla q'}. \tag{3.47}$$

Левая часть этого уравнения снова выражает изменение дисперсии пульсации влажности m при перемещении частицы со средним течением. Первый член справа означает генерацию m за счет градиента средней массовой доли водяного пара. Второй член описывает турбулентный и молекулярный переносы. Это поясняется следующим образом (см., напр., Tennekes, Lumley, 1972): если уравнение (3.47) проинтегрировать по достаточно большому объему, причем турбулентный перенос на границах положить равным нулю, то член, представляющий собой дивергенцию, будет равен нулю, так как интеграл по объему можно выразить через интеграл по поверхности. Следовательно, этот член характеризует только перераспределение m внутри выбранного объема. Молекулярной диффузией обычно пренебрегают. Последний член (3.47) характеризует диссипацию флуктуаций влажности за счет молекулярных процессов и обозначается ε_q. Обычно формулу (3.47) применяют для измерения испарения методом диссипации (см. главу 8).

Другой пример: уравнение для турбулентного потока водяного пара $\overline{w'q'}$ получают, умножая выражение (3.45) на w', а (3.63) для w' — на q'. Затем полученные произведения складывают. Это новое равенство, как и уравнение (3.47), содержит члены, описывающие генерацию, перенос и диссипацию величины $\overline{w'q'}$. Это уравнение и его аналог для турбулентного потока тепла $\overline{w'\theta'}$ приводились в работах многих исследователей, например, Дональдсона (Donaldson, 1973), Лаундера (Launder, 1975) и Вархафта (Warhaft, 1976). Хотя эти вопросы и важны для моделирования процессов переноса с помощью уравнений для моментов более высоких порядков (см. главу 7), их детальное рассмотрение не входит в задачу данного раздела монографии.

3.3. Б. Другие уравнения сохранения

Очевидно, что уравнений сохранения водяного пара типа (3.44), (3.45) и соотношений, вытекающих из них (см., напр., равенство (3.47)), недостаточно для определения переноса массовой доли водяного пара, если нет информации о поле воздушных течений. Необходимо использовать дополнительные соотношения, например, уравнение состояния (3.8) и уравнения сохранения массы воздуха, количества движения и энергии. Эти уравнения рассматриваются ниже.

Здесь будет полезно воспользоваться приближениями, автором которых считается Буссинеск. Эти приближения значительно упрощают формулировку исходных уравнений и позволяют пренебрегать влиянием сжимаемости жидкости по сравнению с влиянием инерционных сил. Однако изменения плотности, которые под влиянием силы тяжести приводят к возникновению эффектов плавучести, при этом в уравнениях сохраняются. Другими словами: изменения плотности под влиянием изменений давления не учитываются, а изменения, вызываемые вариациями температуры и массовой доли водяного пара, умноженными на ускорение свободного падения, учитываются.

Сохранение массы воздуха

Уравнение неразрывности в терминах средней скорости движения несжимаемой жидкости (например, при скорости движения воздуха значительно меньшей скорости звука) можно получить, осредняя методом Рейнольдса уравнение (3.41) при постоянном значении ρ. Оно имеет вид

$$\nabla \cdot \overline{\mathbf{V}} = 0. \qquad (3.48)$$

Вычитая выражение (3.48) из (3.41) при постоянном значении ρ получаем уравнение неразрывности для флуктуаций:

$$\nabla \cdot \mathbf{V}' = 0. \qquad (3.49)$$

Сохранение количества движения

Уравнения движения, т. е. уравнения Навье—Стокса для несжимаемой жидкости с постоянной молекулярной вязкостью и с учетом ускорения системы отсчета в результате вращения Земли, имеют вид

$$\partial \mathbf{V}/\partial t + (\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} = -g\mathbf{k} - \frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\nabla^2\mathbf{V} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}. \qquad (3.50)$$

Последний член в правой части — ускорение Кориолиса (см. напр., Rossby, 1940), где $\boldsymbol{\Omega}$ — вектор угловой скорости вращения в правосторонней системе координат, который можно представить в виде

$$\Omega = \omega\,[(\cos\alpha\cos\varphi)\,\mathbf{i} + (\sin\alpha\cos\varphi)\,\mathbf{j} + (\sin\varphi)\,\mathbf{k}].$$

Здесь φ — широта или угол, который образует нормаль к горизонтальной поверхности с осью вращения земли; α — угол между осью x и направлением на север; ω — угловая скорость вращения Земли.

В атмосфере, находящейся в состоянии гидростатического равновесия, давление, плотность, температура и массовая доля водяного пара изменяются с высотой; поэтому удобно (см. Ландау и Лифшиц, 1959) разложить эти переменные на статическую (невозмущенную) и динамическую (возмущенную) части и записать

$$p = p_S + p_D, \quad \rho = \rho_S + \rho_D, \quad T_V = T_{VS} + T_{VD}, \tag{3.51}$$

где компоненты с индексом D являются малыми отклонениями от статических значений. Невозмущенное состояние однородно по горизонтали. Оно удовлетворяет уравнению гидростатики

$$-\nabla p_S = \rho_S g \mathbf{k} \tag{3.52}$$

и уравнению состояния

$$p_S = \rho_S T_{VS} R_d, \tag{3.53}$$

а вертикальный градиент статической части виртуальной температуры равен сухоадиабатическому:

$$-\partial T_{VS}/\partial z = \Gamma_d. \tag{3.54}$$

Таким образом, профиль T — линейный и выражается в виде

$$T_{VS} = T_{VSr}\,[1 - (z - z_r)\,\Gamma_d/T_{VSr}], \tag{3.55}$$

где T_{VSr} — значение T_{VS} на уровне отсчета z_r. На основании (3.54) градиент динамической компоненты T_{VD} оказывается приблизительно эквивалентным градиенту θ_V, приведенному в (3.37б):

$$\partial T_{VD}/\partial z = \partial \theta_V/\partial z. \tag{3.56}$$

Динамическая часть виртуальной температуры, согласно (3.9), (3.51) и (3.55), запишется в виде

$$T_{VD} = T\,(1 + 0{,}61q) + \Gamma_d z + \mathrm{const}, \tag{3.57}$$

где const = 0, если уровень отсчета отнесен к 1000 гПа.

В соответствии с предположением Буссинеска значение плотности не зависит от давления, а только от температуры и влажности. Поскольку ρ_D и T_{VD} малы, то получаем $\rho = \rho_S + (d\rho/dT_V) \times \times (T_V - T_{VS})$, так что уравнение состояния (3.8) довольно точно аппроксимируется уравнением

$$\rho_D = -\rho_S T_{VD}/T_{VS}. \tag{3.58}$$

Градиент давления в уравнении (3.50) можно аппроксимировать соотношением

$$\frac{\nabla p}{\rho} = \frac{\nabla p_S}{\rho_S} + \frac{\nabla p_D}{\rho_S} - \frac{\rho_D}{\rho_S^2}\,\nabla p_S. \tag{3.59}$$

Таким образом, комбинируя (3.59) с (3.52) и (3.58) и подставляя их в уравнение (3.50), получаем уравнения Навье—Стокса с учетом эффекта Кориолиса в рамках приближений Буссинеска:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} = -\frac{1}{\rho_S}\nabla p_D + g\left(\frac{T_{VD}}{T_{VS}}\right)\mathbf{k} + \nu\nabla^2\mathbf{V} - 2\Omega \times \mathbf{V}. \tag{3.60}$$

Для описания турбулентного потока можно разложить искомые переменные на осредненную и флуктуационную компоненты

$$p_D = \bar{p}_D + p_D', \quad T_{VD} = \bar{T}_{VD} + \theta_V', \tag{3.61}$$

сохраняя, как и прежде, представление: $\mathbf{V} = \mathbf{V} + \mathbf{V}'$. Из выражений (3.51), (3.56) и (3.61) следует, что флуктуация θ_V' связана не только с T_{VD}, но и с T_V и θ_V. Записывая переменные в уравнениях (3.60) в виде сумм средних и пульсационных значений и затем осредняя их, получаем уравнения Рейнольдса в приближении Буссинеска:

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{V}}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla)\bar{\mathbf{V}} + (\nabla \cdot \overline{\mathbf{V}')\mathbf{V}'} = -\frac{1}{\rho_S}\nabla \bar{p}_D + g\frac{\bar{T}_{VD}}{T_{VS}}\mathbf{k} +$$

$$+ \nu\nabla^2\bar{\mathbf{V}} - 2\Omega \times \mathbf{V}. \tag{3.62}$$

Вычитая (3.62) из (3.6θ), получаем уравнения для флуктуаций скорости

$$\frac{\partial \mathbf{V}'}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V}' + (\mathbf{V}' \cdot \nabla)\bar{\mathbf{V}} + (\mathbf{V}' \cdot \nabla)\mathbf{V}' - (\nabla \cdot \overline{\mathbf{V}')V'} =$$

$$= -\frac{1}{\rho_S}\nabla p_D' + g\frac{\theta_V'}{T_{VS}}\mathbf{k} + \nu\nabla^2\mathbf{V}' - 2\Omega \times \mathbf{V}'. \tag{3.63}$$

Это отношение, как и (3.45), используется также при выводе уравнений для более высоких моментов.

Уравнение турбулентной кинетической энергии $\bar{e}_t$, для которого (3.47) представляет скалярный аналог, можно получить путем умножения (3.63) на $\mathbf{V}'$ и последующего осреднения. Простые, но громоздкие выкладки приводят к выражению

$$\frac{\partial \bar{e}_t}{\partial t} + \bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \bar{e}_t = -\left[\overline{\mathbf{V}'(\mathbf{V}' \cdot \nabla)}\right] \cdot \bar{\mathbf{V}} + \frac{g}{T_{VS}}\overline{w'\theta_V'} -$$

$$- \nabla \cdot \left[\overline{\mathbf{V}'\left(e_t + \frac{p_D'}{\rho_S}\right)}\right] + \nu\overline{\mathbf{V}' \cdot (\nabla^2\mathbf{V}')}, \tag{3.64}$$

где $e_t = (u'^2 + v'^2 + w'^2)/2$. Заметим, что ускорение Кориолиса не входит в это уравнение, следовательно, оно — это ускорение — не вносит вклада в изменение турбулентной энергии. Первый член в правой части уравнения (3.64) характеризует интенсивность передачи энергии от осредненного движения к пульсационному через турбулентные напряжения. Второй член описывает интенсивность изменения турбулентной кинетической энергии в результате работы сил плавучести. Третий член является производной от потоков всей турбулентной энергии (не только кинетической) и, как отмечалось ранее в связи с анализом (3.47), характеризует только перераспределение энергии внутри исследуемой области. Четвертый член описывает влияние молекулярной вязкости. Нетрудно показать, что его можно записать в следующем виде (для удобства использованы тензорные обозначения, причем повторяющиеся нижние индексы указывают на суммирование по индексам i, $j = 1, 2, 3$):

$$\overline{\nu \mathbf{V}' \cdot \nabla^2 \mathbf{V}'} = \nu \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\overline{u_i'\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}\right)}\right] - \nu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}\right)}. \tag{3.65}$$

Первый член в правой части характеризует перенос турбулентной кинетической энергии, генерируемый в результате вязкого напряжения трения; его значение мало и им обычно пренебрегают. Второй член характеризует скорость диссипации кинетической энергии турбулентности в тепловую энергию и обозначается ε.

Сохранение энергии

Рассуждения, аналогичные применяемым для несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска, можно использовать для вывода уравнения переноса тепла в виде

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)\theta = k_h \nabla^2 \theta - \frac{1}{\rho_S c_p} \nabla \cdot H_R, \tag{3.66}$$

где k_h — коэффициент молекулярной диффузии тепла (см. табл. 3.6), H_R — поток радиации. Подобие выражений (3.66) и (3.43) (если не учитывать радиационный теплообмен) дает основание считать потенциальную температуру консервативным свойством воздуха. Заметим, что $c_p\theta$ — мера содержания явного тепла. Уравнение для средней потенциальной температуры можно получить тем же приемом, каким было получено выражение (3.44). Оно имеет вид

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla)\bar{\theta} + (\nabla \cdot \overline{\mathbf{V}'\theta'}) = k_h \nabla^2 \bar{\theta} - \frac{1}{\rho_S c_p} \nabla \cdot H_R, \tag{3.67}$$

где последний член в левой части означает конвергенцию потока, обусловленного наличием корреляции между пульсациями $\mathbf{V}'$ и θ', и характеризует перенос тепла под воздействием турбулентных вихрей.

3.3. В. Решение уравнений переноса

Приведенные выше уравнения сохранения решить не легко. Уравнения для осредненных величин, т. е. для моментов первого порядка, такие как (3.44), (3.62) и (3.67), содержат потоки, обусловленные пульсациями метеорологических элементов, иначе говоря, содержат моменты второго порядка. Подобным же образом уравнения для моментов второго порядка, такие как (3.47) и (3.64), содержат моменты третьего порядка и т. д. Таким образом, любой конечный набор уравнений для моментов турбулентных флуктуаций всегда включает больше неизвестных, чем число уравнений. Это хорошо известная проблема замыкания присуща уравнениям турбулентного движения, основанным на приближениях Рейнольдса, и является результатом нелинейности исходных уравнений гидродинамики. Ежедневный опыт показывает, что даже осредненное движение атмосферы включает в себя явления значительной сложности, поэтому кажется почти безнадежным пытаться описать среднее движение и распределение средней массовой доли водяного пара путем решения системы дифференциальных уравнений в частных производных, даже если бы не существовало проблемы замыкания.

Однако можно упростить общую проблему, сформулированную с помощью вышеизложенных уравнений сохранения, и получить весьма существенные результаты. Этого можно достичь, во-первых, путем выделения в атмосфере вблизи подстилающей поверхности особого пограничного слоя, во-вторых, путем применения принципов подобия для описания турбулентности. В теории пограничного слоя, начало которой было предложено Прандтлем (Prandtl, 1904), предполагается, что вертикальные градиенты значительно больше горизонтальных. Использование принципов подобия и полуэмпирической теории турбулентности представляет простейший вариант решения проблемы замыкания и дает возможность выразить моменты второго и более высоких порядков через осредненные переменные и моменты более низких порядков. Вероятно, первая попытка в этом направлении была предпринята Буссинеском (Boussinesq, 1877), когда он ввел в теорию понятие турбулентной вязкости.

3.4. Атмосферный пограничный слой (АПС)

В атмосфере самые резкие изменения ветра, температуры и влажности обычно локализованы вблизи поверхности земли. Поэтому область воздушных течений возле земной поверхности можно рассматривать как своеобразный пограничный слой — понятие, введенное Прандтлем (1904) при изучении переноса количества движения вблизи твердой стенки. В соответствии с этим горизонтальные масштабы исследуемых процессов оказываются больше вертикальных, так что горизонтальные градиенты и вертикальные скорости оказываются пренебрежимо малыми по сравнению с вертикальными градиентами и горизонтальными скоростями.

Атмосферный пограничный слой (АПС) можно определить как нижнюю часть атмосферы, в которой природа и свойства подстилающей поверхности оказывают непосредственное влияние на турбулентность. При обычных атмосферных условиях существует много факторов, которые влияют на основные свойства движения и переноса тепла и массы в пограничном слое. Однако полезные для нашей цели результаты можно получить, если рассматривать АПС в простейшем случае. Таковым является установившееся движение, параллельное однородной плоской поверхности, какое возникает, например, в области между циклоническим и антициклоническим потоками при параллельных, равноотстоящих друг от друга прямолинейных изобарах. В данной ситуации основные уравнения можно существенно упростить. Так, уравнение (3.44) для средней массовой доли водяного пара записывается в виде

$$k_v \frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{(w'q')} = 0. \tag{3.68}$$

Аналогичные уравнения для горизонтального осредненного движения получаются из уравнения Рейнольдса (3.62):

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + f\bar{v} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{(w'u')} = 0, \tag{3.69}$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - f\bar{u} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{(w'v')} = 0. \tag{3.70}$$

Здесь градиенты среднего давления принимаются постоянными по горизонтали и, если специально не оговорено противное, плотность принимается равной ее среднему стандартному значению в пограничном слое. Параметр Кориолиса f, характеризующий влияние вращения Земли, определяется выражением

$$f = 2\omega \sin \varphi, \tag{3.71}$$

где, как и прежде, ω — угловая скорость вращения Земли; φ — широта места. Для средних широт f составляет около 10^{-4} $с^{-1}$.

Уравнение для вертикальной скорости часто заменяется уравнением гидростатики. Наконец, уравнение переноса тепла в стационарном, горизонтально однородном пограничном слое можно записать в виде

$$k_h \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z^2} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{(w'\theta')} - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial H_R}{\partial z} = 0. \tag{3.72}$$

В полностью развитом турбулентном течении члены, содержащие коэффициенты молекулярной вязкости ν и диффузии k_v и k_h, на несколько порядков меньше членов, характеризующих турбулентные потоки. Если не оговорено противное, они считаются пренебрежимо малыми.

Рассмотрим теперь кратко некоторые динамические свойства АПС для того, чтобы объяснить его структуру и подготовить почву для приложения теорий подобия в следующей главе. Принято считать, что вне пограничного слоя находится свободная атмосфера, где скорость ветра равна скорости свободного потока, находящегося под воздействием только поля давления и вращения Земли. При отсутствии трения выражения (3.69) и (3.70) могут быть записаны в виде

$$v_g = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}, \quad u_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y}, \tag{3.73}$$

где, по определению, u_g и v_g — компоненты скорости геострофического ветра $\mathbf{G}$ по осям x и y. Соотношения (3.73) описывают установившийся горизонтальный поток, направленный вдоль изобар. Он возникает как результат баланса горизонтального гради-

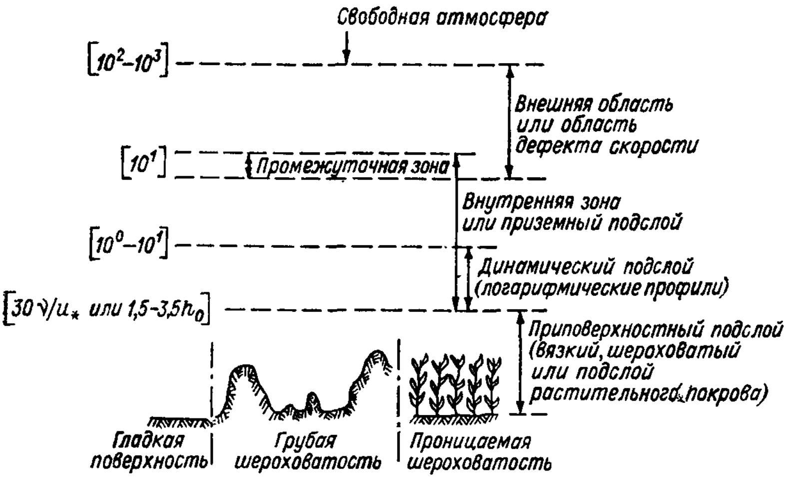


Рис. 3.1. Схема, характеризующая структуру и порядок высот различных подслоев АПС.

h_0 — характерная высота элементов шероховатости; порядок вертикальных масштабов дан в метрах.

ента давления и силы Кориолиса при отсутствии сил трения и центростремительного и тангенциального ускорений. И хотя условия, при которых выполняются равенства (3.73), встречаются редко, хотя бы в силу того, что в бароклинной атмосфере градиенты давления могут меняться с высотой, геострофическая скорость часто рассматривается как хорошее приближение для скорости реального ветра вне АПС. Толщина пограничного слоя имеет порядок 10^3 м и меняется приблизительно от 500 до 2000 м (рис. 3.1).

Принято считать (напр., Csanady, 1967; Монин, 1970; Tennekes, 1973), что структура АПС подобна двумерному турбулентному пограничному слою, возникающему, например, в аэродинамической трубе, в котором есть четко выраженные внешняя и внутренняя области. Во внешней области поток почти не зависит от характера поверхности и в основном определяется скоростью свободного течения, в то время как во внутренней области, называемой также пристеночным слоем, слоем Прандтля, или приземным подслоем, на поток существенно влияет характер поверхности. Однако в атмосфере во внешней области движение осуществляется под действием не только давления, но и под влиянием силы Кориолиса, возникающей в результате вращения Земли. По этой причине эту часть АПС часто называют слоем Экмана.

Между внешней и внутренней областями можно выделить слой, иногда называемый слоем наложения, или инерционным подслоем. Следует заметить, что подобная ситуация весьма типична для условий, близких к нейтральным. При сильно неустойчивой стратификации влияние градиента давления и сил Кориолиса мало, и для внешней области характерна термическая конвективная турбулентность часто локального или ячеистого типа. В таком случае внешняя область определяется как слой интенсивного перемешивания, или слой свободной конвекции. При неустойчивых условиях верхняя граница пограничного слоя, обычно обнаруживаемая как нижняя граница запирающей инверсии, подвержена сильным изменениям, но в среднем она выше, чем при нейтральных условиях. При устойчивых условиях толщина пограничного слоя может колебаться от нескольких десятков метров до 500 м. В исключительных случаях турбулентность может полностью гаситься.

Приземный подслой определяется как полностью турбулизированная зона, в которой вертикальные турбулентные потоки сохраняются постоянными от подстилающей поверхности до верхней границы подслоя. В этом случае поток водяного пара при отсутствии конденсации, как это следует из (3.68), равен

$$E = \rho\overline{w'q'}, \tag{3.74}$$

где E — испарение на поверхности. Соответственно для потока тепла (3.72) при отсутствии дивергенции радиационного потока можно записать

$$H = \rho c_p\overline{w'\theta'}, \tag{3.75}$$

где H — турбулентный поток тепла на поверхности. Для случая переноса количества движения все не так просто. Приземный подслой часто определяется как такой слой вблизи земли, в котором направление ветра сохраняется почти постоянным при изменении высоты и в котором можно пренебречь влиянием вращения Земли. Поэтому считается, что выражения (3.69) и (3.70) можно упростить следующим образом:

$$-\overline{w'u'}\,[=(\tau_{xz}/\rho)] = u^2_*, \quad -\overline{w'v'}\,[=(\tau_{yz}/\rho)] = 0. \tag{3.76}$$

Здесь x — направление среднего ветра вблизи поверхности; u_* — динамическая скорость. Она определяется равенством

$$u_* = (\tau_0/\rho)^{1/2}, \tag{3.77}$$

где τ_0 — напряжение трения на поверхности. На самом деле, предположение о том, что приземный подслой есть слой постоянной динамической скорости, не совсем правильно, что видно из (3.69) и (3.70). Так как $\bar{v}$ в приземном подслое мало, из (3.69) с помощью (3.73) находим

$$\left|\frac{\partial}{\partial z}(\tau_{xz}/\rho)\right| \simeq |f|\, v_g. \tag{3.78}$$

Если H_c — высота, на которой относительное отклонение напряжения трения от его значения на поверхности составляет ε_τ, то с помощью выражений (3.77) и (3.78) можно получить приближенное равенство

$$\varepsilon_\tau \simeq \frac{|f|\, v_g H_c}{u_*^2}. \tag{3.79}$$

Примем в качестве характерных следующие значения: $|f| = 10^{-4}$ с$^{-1}$ и $v_g/u_* = 12{,}5$. Тогда при $u_* = 0{,}3$ м·с$^{-1}$ и $H_c = 50$ м получим, что $\varepsilon_\tau = 20$ %. В большинстве случаев точность измерения $\overline{u'w'}$ не превышает 10—20 %, так что с практической точки зрения предположение о существовании слоя с постоянной скоростью напряжения трения оказывается приемлемым во всяком случае в нижних нескольких десятках метров над поверхностью земли. Однако с теоретической точки зрения ошибки измерений 20 % в слое 50 м или 30 % в слое 70 м существенны. В полуэмпирической теории приземного подслоя, основанной на понятии длины смешения, иначе называемой K-теорией, часто используется требование строгого постоянства напряжения трения, т. е. точного выполнения равенства (3.76). Удивительно, что при этом некоторые результаты, полученные с помощью моделей, основанных на K-теории, оказались достоверными вплоть до уровней, значительно превышающих толщину однопроцентного или пятипроцентного слоя трения.

Имеется, однако возможность сформулировать гипотезы подобия без предположения о постоянстве напряжения трения, которые приводят к тем же результатам, что и использование K-теории. Следовательно, хотя идея существования слоя постоянного напряжения трения искусственна, она стала исходным моментом для ряда полезных теоретических работ. Подробное обсуждение (напр., Tennekes, 1973) увело бы нас чересчур далеко, поэтому будем считать, что толщина приземного подслоя имеет порядок примерно 50—100 м. Это согласуется с критерием $(z/\delta) < 0{,}10$ для пристеночного слоя в невращающихся стратифицированных потоках над плоскими поверхностями или в каналах. Для стационарного горизонтально однородного приземного подслоя, при отсутствии поворота ветра, из уравнения (3.47) для флуктуаций влажности следует приближенное равенство

$$\overline{q'w'}\,\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\,\overline{(w'm)} + \varepsilon_q = 0, \tag{3.80}$$

где ε_q означает последний член уравнения (3.47). Подобным образом можно переписать уравнение баланса турбулентной кинетической энергии (3.64):

$$\overline{u'w'}\,\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}-\frac{g}{T_{VS}}\left[\overline{w'\theta'}+0{,}61\bar{T}\overline{w'q'}\right]+\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{w'e_t}+\frac{\overline{w'p'}}{\rho}\right)+\varepsilon=0, \tag{3.81}$$

где виртуальная температура T_{VS} и средняя температура $\bar{T}$ обычно заменяется температурой воздуха T_a. Скорость диссипации определена вторым членом правой части уравнения (3.65) и может быть приближенно рассчитана по форумле

$$\varepsilon=\nu\,\overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\,\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}}. \tag{3.82}$$

Можно показать, что величина $\partial^2(\overline{w'^2})/\partial z^2$ незначительна (см. Hinze, 1959), так как $\overline{w'^2}$ примерно равно u_*^2.

При условиях, отличных от нейтральных, воздушное течение и перенос количества движения зависят от потоков тепла и водяного пара и наоборот. Однако в самой нижней части приземного подслоя водяной пар и количество тепла можно рассматривать как просто пассивные примеси — влияние стратификации плотности, обусловленной наличием градиентов температуры и влажности, здесь ничтожно мало. Эта нижняя зона приземного подслоя называется динамическим подслоем. При нейтральных условиях весь приземный подслой ведет себя как динамический подслой.

В заключение отметим, что в непосредственной близости от подстилающей поверхности турбулентность либо испытывает сильное воздействие со стороны элементов шероховатости, либо в значительной мере подавляется за счет молекулярной вязкости. В большинстве случаев она подвержена влиянию обоих этих эффектов. Необходимо учитывать характер элементов шероховатости и нельзя пренебрегать членами в уравнениях переноса, содержащими коэффициенты вязкости ν и молекулярной диффузии k_v и k_h, пока поток не станет полностью турбулизированным на более высоких уровнях. Ближайшую к поверхности область, в которой эти эффекты важны, будем называть промежуточным подслоем. В случае ламинарного потока его часто называют вязким подслоем. Толщина этого подслоя порядка $30\nu/u_*$. Над шероховатой поверхностью его можно рассматривать как подслой шероховатости с толщиной порядка средней высоты элементов шероховатости h_0. Когда элементы шероховатости состоят из растений, пропускающих воздушный поток, его можно называть подслоем растительного покрова. В воздухе значения k_v и k_h имеют тот же порядок, что и значения ν (см. табл. 3.6), поэтому характерная толщина промежуточного подслоя для количества движения, водяного пара и температуры почти одинаковы.

ГЛАВА 4

Средние профили метеорологических элементов и подобие в стационарном горизонтально однородном пограничном слое атмосферы

В этой главе рассматривается связь турбулентных потоков с профилями массовой доли водяного пара, скорости ветра и температуры в различных подслоях АПС. В связи с трудностями, связанными с проблемой замыкания, эти соотношения не выводятся путем решения уравнений переноса; более просто их можно получить на основе теории подобия, применяя анализ размерностей. После выделения определяющих физических факторов (с помощью анализа исходных уравнений или просто по интуиции) они приводятся к безразмерному виду. Анализ размерностей устанавливает возможность существования функциональных соотношений между этими безразмерными величинами, однако конкретный вид функций должен, как правило, определяться по экспериментальным данным.

В ряде случаев функциональная форма искомых соотношений может быть получена теоретическим путем с помощью той или иной модели или тех или иных гипотез замыкания уравнений переноса; в этих случаях экспериментальному определению подлежат лишь несколько неизвестных постоянных.

В последние годы в литературе появились многочисленные модели АПС, основанные на теории подобия. Настоящая глава не является исчерпывающим их обзором, она приводит только наиболее важные схемы, которые могут применяться для определения переноса водяного пара.

4.1. Динамический подслой

Динамический подслой представляет собой полностью турбулизированную область, расположенную настолько близко к поверхности почвы, что влиянием сил плавучести, возникающих за счет стратификации плотности, и эффектом Кориолиса можно пренебречь. С другой стороны, этот слой должен быть и достаточно удален от поверхности, чтобы молекулярная вязкость воздуха и структура элементов шероховатости не влияли на характер движения. При неадиабатических условиях, т. е. при стратификации плотности воздуха, отличной от нейтральной, этот подслой может простираться не более чем на несколько метров, в то время как в условиях нейтральной стратификации динамический подслой занимает всю толщу приземного подслоя.

4.1. А. Логарифмический профиль

В настоящее время доказано экспериментально и потому принимается почти как определение, что в динамическом подслое профили средней скорости ветра, средней температуры, средней массовой доли водяного пара и средней концентрации различных примесей при условии их равномерного поглощения или выброса поверхностью являются логарифмическими функциями от z. Логарифмическая зависимость впервые была установлена для средней скорости ветра. Поскольку анализ формирования профиля скорости ветра вблизи поверхности земли необходим и для понимания турбулентного переноса водяного пара, начнем с рассмотрения именно скорости ветра.

Средняя скорость ветра

Логарифмический закон распределения ветра с высотой сформулирован в конце 1920-х годов и введен в метеорологию Прандтлем (Prandtl, 1932). Один из простейших выводов этого закона принадлежит Ландау и Лифшицу (1959), которые впервые опубликовали его в 1944 г. (см. Монин и Яглом, 1971). Вывод этот основан на анализе теории размерностей и соображения о том, что в плоском параллельном потоке увеличение скорости в направлении z является признаком потока количества движения, направленного вниз, вплоть до самой поверхности.

Итак, градиент средней скорости жидкости с плотностью ρ определяется тангенциальным напряжением на стенке τ_0 и расстоянием от нее z. Из этих величин можно составить только одно безразмерное выражение

$$\frac{u_*}{z\,(\partial\bar{u}/\partial z)}=\varkappa, \tag{4.1}$$

где u_* определено равенством (3.77). Экспериментально показано, что комбинация переменных, стоящих в левой части (4.1), является постоянной величиной $\varkappa$, которая названа постоянной Кармана. Значение этой константы равно около 0,40, но определено оно еще недостаточно точно. Экспериментальные значения $\varkappa$ колеблются от 0,35 (напр., Businger e. a., 1971; Högström, 1974) до 0,47 (напр., Pierce, Gold, 1971). Тем не менее в настоящее время нет оснований считать, что значения $\varkappa$ существенно отличны от 0,4.

Из (4.1) без труда выводится логарифмическое выражение для профиля ветра:

$$\bar{u}_2-\bar{u}_1=\frac{u_*}{\varkappa}\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right), \tag{4.2}$$

где индексы определяют два уровня в динамическом подслое. Другой вариант этой же формулы имеет вид

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\varkappa} \ln\left(\frac{z}{z_{0m}}\right) \quad \text{при} \quad z \gg z_{0m}, \tag{4.3}$$

где z_{0m} — постоянная интегрирования, имеющая размерность длины, которую называют параметром шероховатости для количества движения. Его величина зависит от условий на нижней границе области, в которой выполняется равенство (4.3). Графически параметр шероховатости можно определить как расстояние по оси z между началом отсчета z и точкой пересечения с этой осью координат прямой, описываемой уравнением в полулогарифмической системе координат

$$u = \frac{u_*}{\varkappa} \ln z/z_0.$$

Если средняя высота элементов шероховатости поверхности значительно больше величины ν/u_*, то поверхность называется динамически шероховатой. Для такой поверхности параметр шероховатости для количества движения записывается в виде

$$z_{0m} = z_0, \tag{4.4}$$

где z_0 — шероховатость подстилающей поверхности.

За исключением эластичных препятствий или волн на поверхности воды, значение z_0 теоретически не зависит от потока, а является показателем характера поверхности — формы, размеров и расположения элементов шероховатости. Методы оценок для естественных поверхностей обсуждаются в главе 5.

Для шероховатых поверхностей, как следует из (4.1), нет ясности относительно уровня отсчета $z=0$. Очевидно, что в случае редко расположенных элементов за этот уровень может быть принят уровень основания отдельных препятствий. С другой стороны, при очень плотном расположении элементов положение $z=0$ должно относиться к верхнему уровню элементов шероховатости. Поэтому в большинстве случаев нулевой уровень должен проходить где-то между вершинами и основаниями элементов шероховатости. На практике принято считать $z=0$ на уровне оснований элементов шероховатости и сдвигать уровень начала отсчета вертикальной координаты. Тогда вместо (4.1) получается:

$$\frac{u_*}{(z - d_0)\,(d\bar{u}/\partial z)} = \varkappa \tag{4.5}$$

или, после интегрирования,

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\varkappa} \ln\left(\frac{z - d_0}{z_{0m}}\right), \tag{4.6}$$

где d_0 — высота слоя вытеснения. Понятие о высоте слоя вытеснения в том виде, как оно изложено здесь, предложил Пешке (Paeschke, 1937).

В условиях малых скоростей ветра (над водой, снегом, льдом и солончаками), если величина ν/u_* не очень мала по сравнению с высотой неровностей поверхности, поток у поверхности нельзя считать полностью турбулизированным. Тогда следует учитывать влияние молекулярной вязкости и очень важным параметром задачи становится число Рейнольдса

$$\mathrm{Re}_0 = u_* z_0/\nu. \tag{4.7}$$

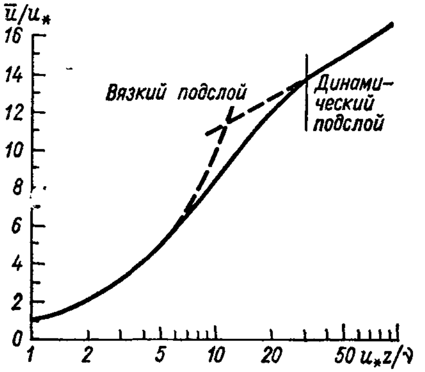


Рис. 4.1. Эмпирический профиль средней скорости в турбулентном потоке над гладкой поверхностью.

Сплошная линия описывается формулами (4.123) при $\mathrm{Re}_0<5$ и (4.3) совместно с (4.9) при $\mathrm{Re}>30$.

Экспериментальные работы Никурадзе (1933) показали, что приблизительно в пределах $2>\mathrm{Re}_0>0{,}13$ величина z_{0m} не является постоянной; для нее было получено выражение

$$(z_{0m}/z_0) = f(\mathrm{Re}_0), \tag{4.8}$$

причем Никурадзе определил экспериментально вид функции (см. Schlichting, 1960, рис. 20.21; Монин и Яглом, 1965, рис. 28). Ясно, что, согласно (4.4), при $\mathrm{Re}_0>2$ отношение z_{0m}/z_0 должно быть равно единице.

В другом крайнем случае, при $\mathrm{Re}_0<0{,}13$, поток не зависит от природы поверхности и его в этом случае называют гидродинамически гладким. Многочисленные опыты, результаты которых приведены на рис. 4.1, показали, что (4.3) соответствует гладкому обтеканию, если принять

$$z_{0m} = 0{,}135\nu/u_* \quad \text{при} \quad (u_* z/\nu) \equiv \mathrm{Re} > 30. \tag{4.9}$$

На рис. 4.1 показано, что это эквивалентно приближенному условию

$$\bar{u}/u_* > 13{,}5. \tag{4.10}$$

Средняя массовая доля водяного пара

Метод размерностей, примененный для получения зависимостей (4.1) и (4.5), можно применить также для получения профиля массовой доли влаги и других переменных, таких как температура, концентрация CO_2 и т. д. В динамическом подслое они являются пассивными примесями воздуха и не влияют на динамику потока.

Уменьшение массовой доли влаги с увеличением высоты свидетельствует о том, что должен существовать поток водяного пара, направленный вверх. Соответственно скорость уменьшения концентрации водяного пара с увеличением высоты для жидкости с плотностью ρ связана с величиной потока водяного пара на поверхности $E=\rho\overline{w'q'}$ и с динамикой потока. Динамика потока определяется величинами $d\bar{u}/dz$, τ_0 и $z-d_0$. Поскольку эти три переменные взаимосвязаны в силу (4.5), необходимо учитывать только две из них, скажем, τ_0 и $z-d_0$. Пять переменных с четырьмя основными видами размерностей образуют одно безразмерное соотношение

$$\frac{E}{u_* (z-d_0)\,\rho\,(d\bar{q}/dz)}=-\varkappa_v, \tag{4.11}$$

где коэффициент $\varkappa_v$, по аналогии с (4.1) и (4.5), можно считать приближенно постоянным. В выражении (4.11) $\varkappa_v$ является постоянной Кармана для водяного пара, которую можно представить также в виде

$$\varkappa_v=a_v\varkappa. \tag{4.12}$$

Отношение «постоянных Кармана» a_v является ничем иным, как отношением коэффициентов турбулентного обмена для водяного пара и количества движения (при нейтральных условиях), которые используются в полуэмпирической или K-теории турбулентности. Таким образом, это отношение обратно «турбулентному числу Шмидта» (Prandtl, 1932) при нейтральных условиях. В соответствии с аналогией Рейнольдса коэффициент a_v должен быть равен единице. Опыты показали, что a_v почти равно или немного больше единицы. Например, Прютт и др. (Pruitt e. a., 1973) нашли, что $a_v=1{,}13$ (при $\varkappa=0{,}42$). Из данных Дайера (Dyer, 1974) следует, что a_v практически можно принять равным единице.

Путем интегрирования (4.11) между двумя произвольными уровнями z_1 и z_2 в динамическом подслое получаем

$$\bar{q}_1-\bar{q}_2=\frac{E}{a_v\varkappa u_*\rho}\ln\left(\frac{z_2-d_0}{z_1-d_0}\right). \tag{4.13}$$

Обозначив через $\bar{q}_s$ значение $\bar{q}$ на подстилающей поверхности, профиль влажности можно выразить также в виде

$$\bar{q}_s-\bar{q}=\frac{E}{a_v\varkappa u_*\rho}\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0v}}\right)\quad \text{при } z\gg z_{0v}, \tag{4.14}$$

где z_{0v} — параметр шероховатости для водяного пара. Величина z_{0v} является постоянной интегрирования; ее можно представить как высоту над уровнем d_0, на которой $\bar{q}$ примет значение, равное ее значению на поверхности $\bar{q}_s$. Эти высоты можно определить, если логарифмический профиль влажности в динамическом подслое проэкстраполировать вниз до его пересечения с осью ординат $\ln(z-d_0)$ (рис. 4.2). Точка пересечения будет соответствовать нулевому значению $\bar{q}_s-\bar{q}$. Прямое определение z_{0v} с помощью выражения (4.14) в настоящее время не представляется возможным, потому что нет достаточных данных о профилях $\bar{q}$, равно как и о профилях других скалярных величин, которые бы пригодились для этой цели. Большая часть существующей информации о величине z_{0v} получена не прямым путем, а из уравнений переноса скалярных примесей. Этот вопрос подробно рассматривается в параграфе 5.2 на основе анализа данных, представленных в параграфе 4.4.

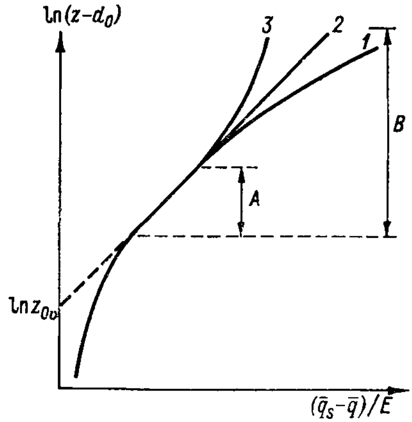


Рис. 4.2. Схематическое изображение нормированных профилей средней влажности в динамическом (A) и приземном (B) подслое (см. (4.33′)). Аналогичный вид имеют нормированные профили скорости ветра и температуры (см. (4.34′) и (4.35′)).

1 — устойчивая стратификация, $\Psi_{sv}<0$; *2* — нейтральное равновесие, $\Psi_{sv}=0$; *3* — неустойчивая стратификация, $\Psi_{sv}>0$.

Хотя величина z_{0v} тесно связана с z_{0m}, фактически они различны, так как переносы количества движения и пассивной скалярной примеси не вполне подобны в промежуточном подслое. Это происходит потому, что в непосредственной близости от поверхности перенос массы и тепла определяется молекулярной диффузией, в то время как перенос количества движения осуществляется также и с помощью сил давления. Иногда предполагают, что $z_{0v}=z_{0m}$, но такое предположение может привести к значительной ошибке.

При выводе соотношения (4.11) расстояние от поверхности характеризовалось значением $z-d_0$, а не z. Это сделано потому, что очень трудно определить начало отсчета координаты z, особенно если поверхность покрыта плотным слоем элементов шероховатости. Однако если z значительно превышает высоту этих элементов, то точное значение d_0 несущественно и в расчетных формулах опускается.

Параметр d_0 в выражениях (4.11), (4.13) и (4.14) очевидно тот же самый, что и в формуле (4.5). Учитывая разную природу z_{0m} и z_{0v}, можно предположить, что высота слоя вытеснения для водяного пара будет отличаться от значения d_0, определенного для профиля ветра. Особенно это справедливо в случае, когда распределение источников испарения с соответствующих элементов шероховатости существенно отличаются от распределения стока количества движения. К сожалению, и сегодня этот вопрос не изучен достаточно подробно. Следует отметить, что в набор определяющих параметров при выводе равенства (4.11) входит величина $z-d_0$, поскольку она является одной из переменных, определяющих динамику потока, а следовательно, и перенос количества движения, как это видно из (4.5). Необходимо также заметить, что логарифмический профиль выполняется только на высотах, значительно превышающих характерную высоту элементов шероховатости. Но тогда точность определения d_0 не столь важна; формулы логарифмического профиля относительно нечувствительны к точности задания d_0. Поэтому в качестве рабочей гипотезы высоту слоя вытеснения для водяного пара или для любой другой скалярной примеси можно принимать такой же, как d_0 для переноса количества движения, за исключением, возможно, случаев с высокой растительностью.

В более ранних работах было принято выводить логарифмический профиль влажности непосредственно из профиля скорости ветра при помощи аналогии Рейнольдса относительно коэффициентов турбулентного обмена. Свердруп (Sverdrup, 1937) одним из первых вывел равенство, подобное (4.11), в котором вместо q содержалось давление водяного пара и было принято, что $\varkappa_v=\varkappa$ и $d_0=-z_0$. В выражение для профиля влажности (см. (4.14)) он ввел вблизи поверхности слой молекулярной диффузии толщиной порядка ν/u_*. Ряд разнообразных экспериментов, проведенных над океаном Вюстом (Wüst, 1937), Монтгомери (Montgomery, 1940), показали, что влажность или давление пара являются линейной функцией логарифма высоты. Позднее более убедительные экспериментальные данные опубликовали Пасквилл (Pasquill, 1949a) и Райдер (Rider, 1954). Логарифмическая зависимость q от z является основной для метода расчета испарения по профилям влажности при нейтральных условиях. Исключение u_* из (4.13) или (4.14), (4.2), (4.3) или (4.6) приводит к хорошо известным уравнениям, предложенным в разных видах Торнтвейтом и Хольцманом (Thornthwaite, Holzman, 1939), Свердрупом (Sverdrup, 1946), Пасквиллем (Pasquill, 1949b) и Райдером (Rider, 1957).

Средняя потенциальная температура

По аналогии с массовой долей водяного пара составим для переменной θ безразмерное отношение

$$\frac{H}{u_* (z-d_0)\, \rho c_p\, (d\bar{\theta}/dz)} = -a_h \varkappa, \tag{4.15}$$

где H — турбулентный поток тепла на подстилающей поверхности; a_h — константа, аналогичная a_v, которую обычно принимают равной единице или несколько большей единицы. Некоторые эксперименты (напр., Businger e. a., 1971) дали довольно большое значение a_h (1,35 при $\varkappa=0{,}35$); по-видимому, вопрос о выборе a_h все еще далек от окончательного решения (см., напр., Яглом, 1977). Тем не менее для практического использования можно принимать $a_h=1{,}0$ при $\varkappa=0{,}4$.

Интегрируя (4.15), получаем

$$\bar{\theta}_1-\bar{\theta}_2=\frac{H}{a_h\varkappa u_*\rho c_p}\ln\left(\frac{z_2-d_0}{z_1-d_0}\right) \tag{4.16}$$

или

$$\bar{\theta}_s-\bar{\theta}=\frac{H}{a_h\varkappa u_*\rho c_p}\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0h}}\right) \quad \text{при} \quad z\gg z_{0h}, \tag{4.17}$$

где z_{0h} — параметр шероховатости для тепла. Рассуждения по поводу z_{0v}, приведенные выше, применимы также и в данном случае для z_{0h} (см. главу 5).

Следует добавить, что ввиду относительно малой роли Γ_d в динамическом подслое потенциальная температура θ в выражениях (4.15)(—(4.17) может быть заменена на температуру $\bar{T}$ (см. (3.36)).

4.1. Б. Аппроксимация профилей степенными законами

Логарифмические профили приводят к трансцедентным уравнениям, и при решении некоторых задач турбулентного переноса они представляют серьезные математические трудности. Поэтому иногда удобно описывать средние профили метеоэлементов при помощи простых степенных функций высоты. Так, для средней скорости ветра используется равенство

$$\bar{u}=az^m, \tag{4.18}$$

где m и $a=\bar{u}_1/z_1^m$ принимаются постоянными для данных условий атмосферной турбулентности и шероховатости подстилающей поверхности ($\bar{u}_1$ — средняя скорость ветра на уровне z_1). Уравнения вида (4.18) применялись уже в 1876 г., сразу после появления надежных способов измерений скорости ветра (Stevenson, 1880). И хотя степенной закон не получил теоретического обоснования, стало ясно, что при хорошо подобранных значениях параметров с его помощью вполне можно описывать экспериментальные профили ветра.

Уравнение (4.18) применимо как для гладкой, так и для шероховатой поверхности. В природе большинство подстилающих поверхностей являются шероховатыми, поэтому мы ограничимся рассмотрением только этого случая. По аналогии с (4.6) выражение (4.18) для шероховатых поверхностей можно записать в виде

$$\bar{u}=C_p u_*\left(\frac{z-d_0}{z_0}\right)^m, \tag{4.19}$$

где C_p — еще один параметр. Уравнение, подобное (4.19), применялось в работе Прандтля и Толлмиена (Prandtl, Tollmien, 1924).

Параметры C_p и m можно определить путем сопоставления (4.19) с более точным выражением (4.6) (напр., Calder, 1949). Согласно Братсерту и Е (Brutsaert, Yeh, 1970b), большинство исследований турбулентного переноса дает значение $m = ^1/_7$, типичное для нейтральных условий в нижних слоях атмосферы. Это согласуется с эмпирическим законом сопротивления Блазиуса (см. Schlichting, 1960) для турбулентного потока в гладких трубах. Однако m не является универсальной постоянной, а немного зависит от z, z_0 и от интенсивности турбулентности. Для C_p предполагались разные значения. Фрост (Frost, 1946) показал, что если $d_0 = 0$, то

$$C_p = m^{-1} \tag{4.20}$$

при условии, что над шероховатой поверхностью путь смешения задан в виде $z^{1-m}z_0^m$. Путем сравнения численных экспериментов по испарению с учетом адвекции, основанных на использовании (4.3) и (4.18), Братсерт и Е (Brutsaert, Yeh, 1970a, b) пришли к выводу, что при значениях m, близких к $^1/_7$ при $d_0 = 0$, C_p можно считать близким к 5,5—6,0. Для значений m, несколько отличающихся от $^1/_7$, предлагается соотношение

$$C_p = 6/7m, \tag{4.21}$$

которое можно использовать в качестве удобного приближения над водными поверхностями. Делались попытки соотнести коэффициенты в степенном законе с устойчивостью атмосферы. Но так как степенной закон не является универсальным выражением профиля, применимость такого рода взаимосвязи ограничена. Дикон (Deacon, 1949) исходил из гипотезы о том, что $d\bar{u}/dz$, а не $\bar{u}$ является степенной функцией от z, но полученное им выражение для среднего профиля оказалось менее удобным для математических расчетов, чем выражение (4.18).

4.2. Приземный подслой

4.2. А. Средние профили метеорологических элементов

Нижняя часть пограничного слоя над элементами шероховатости подстилающей поверхности, где поток уже не испытывает влияния молекулярной вязкости и структуры отдельных препятствий, а также силы Кориолиса, обычно называется приземным подслоем (см. рис. 3.1). Помимо факторов, определяющих турбулентный перенос в динамическом подслое согласно (4.5), (4.11), (4.15), здесь следует учитывать устойчивость атмосферы, т. е. эффект плавучести, зависящий от вертикального градиента плотности. Задачей теории подобия является нахождение безразмерной комбинации переменных, описывающей влияние сил плавучести.

Для этого есть несколько способов. Согласно уравнению (3.34), ускорение вертикального смещения частицы воздуха в атмосфере, находящейся в состоянии покоя, является функцией стратификации плотности, которая приближенно может быть записана в виде

$$-\frac{g}{T_a}\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}+0{,}61T_a\frac{\partial q}{\partial z}\right), \tag{4.22}$$

где T_a — средняя температура воздуха вблизи поверхности. С другой стороны, в соответствии с выражениями (3.64), (3.81) вклад сил плавучести в генерацию турбулентной кинетической энергии в горизонтально однородном приземном подслое приближенно равен

$$\frac{g}{\rho T_a}\left[\left(\frac{H}{c_p}\right)+0{,}61T_aE\right]. \tag{4.23}$$

Разумеется, стратификация плотности воздействует на турбулентность при наличии турбулентного потока тепла $\overline{w'\theta'}$ и/или потока водяного пара $\overline{w'q'}$. Из формул (4.11), (4.15) следует, что при заданных условиях устойчивости атмосферы именно так обстоит дело в приземном подслое, поскольку наличие сил плавучести составляет единственное различие между динамическим и приземным подслоем. Эти формулы также показывают, что для одних и тех же условий выражение (4.23) пропорционально (4.22). Поэтому оба они в равной мере могут быть использованы для получения требуемой безразмерной комбинации переменных, описывающей влияние устойчивости атмосферы на турбулентный перенос.

Безразмерные отношения (4.5), (4.11), (4.15) содержат общие переменные $z-d_0$ и u_*. Соответственно, можно высказать гипотезу, согласно которой в стратифицированном турбулентном потоке любая безразмерная характеристика турбулентности зависит только от высоты $z-d_0$, напряжения турбулентного трения τ_0 на подстилающей поверхности, плотности ρ и скорости генерации турбулентной энергии в результате действия сил плавучести, определяемых выражением (4.23). Эти четыре переменные, размерности которых можно выразить посредством трех основных размерностей: времени, длины и массы, могут быть объединены в один безразмерный параметр. Такой параметр, предложенный Мониным и Обуховым (1954) (для $d_0=0$), выражается в нашем случае следующим образом:

$$\zeta=\frac{z-d_0}{L}, \tag{4.24}$$

где L — характерный масштаб длины по Обухову (1946), (Businger, Yaglom, 1971), традиционно определяемый выражением

$$L=\frac{-u_*^3\rho}{\varkappa g\left[\left(\frac{H}{T_ac_p}\right)+0{,}61E\right]}, \tag{4.25}$$

в котором постоянная Кармана и знак минус введены для удобства.

Величина L положительна при устойчивой стратификации, отрицательна — при неустойчивой и обращается в бесконечность при нейтральных условиях. В оригинальной работе Обухова величина $z=-L$ принималась за высоту динамического подслоя. В уравнении баланса турбулентной кинетической энергии (3.81) $z=-L$ можно рассматривать как высоту, при которой генерация за счет турбулентного трения примерно равна генерации за счет энергии плавучести, если средние профили являются логарифмическими для всего приземного подслоя. Поскольку это не так, масштаб длины $-L$ оказывается немного большим, чем эта высота. В первоначальном варианте масштаб $-L$ не учитывал влияние водяного пара, но это было легко исправлено путем включения в знаменатель члена $0{,}61 T_a E$.

В рамках изложенной гипотезы подобия безразмерная комбинация (4.11), описывающая соотношение между градиентом и турбулентным потоком водяного пара, в приземном подслое выражается в виде

$$-\frac{\varkappa u_* (z-d_0)\rho}{E}\frac{d\bar{q}}{dz}=\varphi_{sv}(\zeta), \tag{4.26}$$

где φ_{sv} — универсальная функция от ζ. Подобным же образом для градиента средней скорости ветра в (4.5) и для градиента средней потенциальной температуры в (4.15) вводятся универсальные функции $\varphi_{sm}(\zeta)$ и $\varphi_{sh}(\zeta)$:

$$\frac{\varkappa (z-d_0)}{u_*}\frac{d\bar{u}}{dz}=\varphi_{sm}(\zeta), \tag{4.27}$$

$$-\frac{\varkappa u_* (z-d_0)\rho c_p}{H}\frac{d\bar{\theta}}{dz}=\varphi_{sh}(\zeta). \tag{4.28}$$

Ясно, что в динамическом подслое, или при нейтральных условиях, когда $|\zeta|\ll 1$ (но $z-d_0\gg z_0$) эти функции принимают вид $\varphi_{sv}=a_v^{-1}$; $\varphi_{sm}=1$ и $\varphi_{sh}=a_h^{-1}$. Интегрирование уравнений (4.26) — (4.28) приводит к следующим выражениям, описывающим профили в приземном подслое:

$$\bar{q}_1-\bar{q}_2=\frac{E}{\varkappa u_*\rho}[\Phi_{sv}(\zeta_2)-\Phi_{sv}(\zeta_1)], \tag{4.29}$$

$$\bar{u}_2-\bar{u}_1=\frac{u_*}{\varkappa}[\Phi_{sm}(\zeta_2)-\Phi_{sm}(\zeta_1)], \tag{4.30}$$

$$\bar{\theta}_1-\bar{\theta}_2=\frac{H}{\varkappa u_*\rho c_p}[\Phi_{sh}(\zeta_2)-\Phi_{sh}(\zeta_1)]. \tag{4.31}$$

Функция Φ_{sv} определяется равенством

$$\Phi_{sv}(\zeta)=\int \varphi_{sv}(x)\,dx/x, \tag{4.32}$$

а Φ_{sm} и Φ_{sh} — через аналогичные интегралы.

В универсальные профили (4.29)—(4.31) для стратифицированного приземного слоя можно ввести логарифмические зависимости от высоты:

$$\bar{q}_1-\bar{q}_2=\frac{E}{a_v\varkappa u_*\rho}\left[\ln\left(\frac{\zeta_2}{\zeta_1}\right)-\Psi_{sv}(\zeta_2)+\Psi_{sv}(\zeta_1)\right], \tag{4.33}$$

$$\bar{u}_2-\bar{u}_1=\frac{u_*}{\varkappa}\left[\ln\left(\frac{\zeta_2}{\zeta_1}\right)-\Psi_{sm}(\zeta_2)+\Psi_{sm}(\zeta_1)\right], \tag{4.34}$$

$$\bar{\theta}_1-\bar{\theta}_2=\frac{H}{a_h\varkappa u_*\rho c_p}\left[\ln\left(\frac{\zeta_2}{\zeta_1}\right)-\Psi_{sh}(\zeta_2)+\Psi_{sh}(\zeta_1)\right], \tag{4.35}$$

где, согласно предложению Пановского (Panofsky, 1963), функции Ψ_s определяются по формулам

$$\Psi_{sv}(\zeta)=\int_{z_{0v}/L}^{\zeta}[1-a_v\varphi_{sv}(x)]\,dx/x, \tag{4.36}$$

$$\Psi_{sm}(\zeta)=\int_{z_{0m}/L}^{\zeta}[1-\varphi_{sm}(x)]\,dx/x, \tag{4.37}$$

$$\Psi_{sh}(\zeta)=\int_{z_{0h}/L}^{\zeta}[1-a_h\varphi_{sh}(x)]\,dx/x. \tag{4.38}$$

Значения ζ_2 и ζ_1 во всех выше приведенных выражениях должны быть много больше, чем z_0/L. Так, в случае очень шероховатой поверхности типа высокого лесного покрова эти уравнения будут неверны, поскольку указанное условие не удовлетворяется.

Если в качестве одного из пределов интегрирования используются значения на поверхности $\bar{q}=\bar{q}_s$; $\bar{u}=0$ и $\bar{\theta}=\bar{\theta}_s$, то выражения (4.33)—(4.35) упрощаются:

$$\bar{q}_s-\bar{q}=\frac{E}{b_v\varkappa u_*\rho}\left[\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0v}}\right)-\Psi_{sv}(\zeta)\right], \tag{4.33$'$}$$

$$\bar{u}=\frac{u_*}{\varkappa}\left[\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0m}}\right)-\Psi_{sm}(\zeta)\right], \tag{4.34$'$}$$

$$\bar{\theta}_s-\bar{\theta}=\frac{H}{a_h\varkappa u_*\rho c_p}\left[\ln\left(\frac{z-d_0}{z_{0h}}\right)-\Psi_{sh}(\zeta)\right], \tag{4.35$'$}$$

где z_{0v}, z_{0m} и z_{0h} — параметры шероховатости для водяного пара, количества движения и явного тепла, подробное обсуждение которых дано в главе 5. Профиль влажности (4.33′) схематически изображен на рис. 4.2.

Заметим, что в литературе функции φ_s, содержащиеся в (4.26)—(4.28), приводятся в виде функций числа Ричардсона, а не безразмерной высоты ζ. Градиентное число Ричардсона (Richardson, 1920) также является параметром, характеризующим степень устойчивости атмосферы, который, если учесть влияние водяного пара, записывается в виде

$$\mathrm{Ri} = \frac{g}{T_a}\left[\frac{(d\bar{\theta}/dz) + 0{,}61 T_a (d\bar{q}/dz)}{(d\bar{u}/dz)^2}\right]. \tag{4.39}$$

Это выражение представляет собой отношение скорости генерации энергии турбулентности за счет сил плавучести (4.23) к скорости ее генерации за счет динамических факторов (3.81), упрощенное с помощью аналогии Рейнольдса, согласно которой все функции φ_s в (4.26)—(4.28) совпадают друг с другом. Если в этом отношении члены генерации энергии оставить в непреобразованном виде, то получаемый параметр называется потоковым числом Ричардсона:

$$R_f = \frac{g}{T_a} \frac{\overline{w'(\theta' + 0{,}61 T_a q')}}{(\overline{u'w'})(d\bar{u}/dz)}. \tag{4.40}$$

Переменные, входящие в выражения для ζ, Ri и R_f, взаимосвязаны, так что любой из этих параметров может быть использован для характеристики устойчивости атмосферы в случае развитой турбулентности. Преимущество параметра Ri заключается в том, что он содержит только градиенты, легко определяемые экспериментально, однако его значение изменяется с высотой. Недостаток параметра R_f связан с тем, что в нем содержатся как ковариации турбулентных пульсаций метеоэлементов, так и градиент скорости среднего ветра. Величина ζ прямо пропорциональна высоте, поскольку L выражается через потоки на поверхности и не зависит от высоты. В большинстве последних работ, посвященных устойчивости приземного подслоя, заметна тенденция к использованию масштаба L.

4.2. Б. Универсальные функции, связывающие турбулентные потоки с градиентами

Природа универсальных функций φ_{sv}, φ_{sm} и φ_{sh} служит предметом многих теоретических и экспериментальных исследований. Предлагались многочисленные варианты этих функций в терминах как ζ, так и Ri. Некоторые из них были получены с помощью полуэмпирических подходов, например, путем интерполяции между известными асимптотами для нейтральных и для сильно неустойчивых условий или свободной конвекции, уже изученной Прандтлем (Prandtl, 1932), Обуховым (1946) и Пристли (Priestley, 1954); другие выражения были основаны исключительно на экспериментальных данных. Обзор этих исследований приведен в работах Монина и Яглома (1965, Yaglom, 1977) и др.

К сожалению, число работ, посвященных непосредственно универсальной функции φ_{sv} для водяного пара, относительно мало по сравнению с числом исследований функций φ_{sm} и φ_{sh}. В настоящее время принято считать

$$\varphi_{sv}(\zeta) = \varphi_{sh}(\zeta). \tag{4.41}$$

Это подтверждается данными, которые использовали Крауфорд (Crawford, 1965) и Дайер (Dyer, 1967) (рис. 4.3 и 4.4).

Функции φ_{sv}, которые Прютт и др. (Pruitt e. a., 1973) получили в своих исследованиях, вполне аналогичны функциям φ_{sh}, предложенным другими авторами (см. Yaglom, 1977). Таким образом, для большинства практических целей равенство (4.41) является вполне удовлетворительным. Однако следует отметить, что существуют теоретические (Warhaft, 1976) и экспериментальные (Verma e. a., 1978) работы, вызывающие сомнения в справедливости

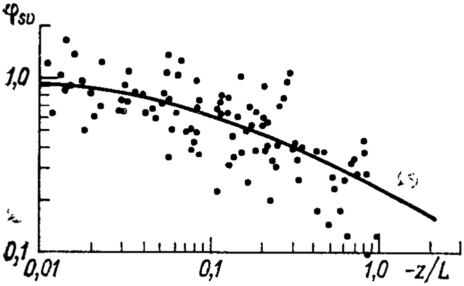


Рис. 4.3. Универсальная функция в теории подобия для профилей водяного пара $\varphi_{sv}=\varphi_{sv}(\zeta)$, определенная при $\varkappa=0{,}4$.

Экспериментальные данные, полученные в Керанге (Австралия) (Dyer, 1967); кривая — расчет по формуле (4 45).

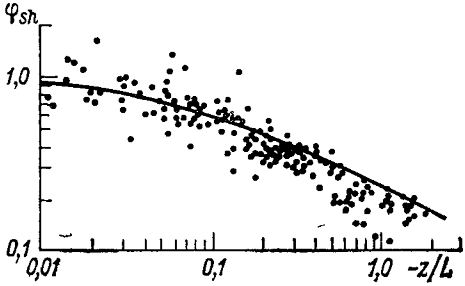


Рис. 4.4. Универсальная функция в теории подобия для профилей температуры $\varphi_{sh}=\varphi_{sh}(\zeta)$, определенная при $\varkappa=0{,}4$.

Экспериментальные данные, полученные в Керанге и Хэе (Австралия) (Dyer, 1967); кривая — расчет по формуле (4.45).

(4.41), особенно для инверсионных условий. Здесь имеется много неясных моментов (Brost, 1979; Hicks, Everett, 1979), и потребуется еще большая работа, чтобы полностью решить этот вопрос.

Помимо спорности равенства (4.41) существует еще большое разнообразие функций φ_{sm} и φ_{sh}. Отметим однако, что расчеты потоков с помощью профилей мало зависят от конкретного выбора деталей этих функций. Поэтому нет необходимости давать здесь их исчерпывающий обзор. Приводятся только типичные примеры, подкрепленные имеющимися экспериментальными данными и удобные для расчета потоков влажности с помощью ЭВМ.

Конвективные условия

При $\zeta\leqslant 0$ функции φ_s легко выражаются с помощью эмпирических формул, предложенных независимо друг от друга Бусингером (Businger, 1966) и Дайером (Dyer, 1971). В общем виде их можно записать так:

$$\varphi_{sv} = a_v^{-1}(1-\beta_{sv}\zeta)^{-1/2}, \qquad (4.42)$$

$$\varphi_{sm} = (1-\beta_{sm}\zeta)^{-1/4}, \qquad (4.43)$$

$$\varphi_{sh} = a_h^{-1}(1-\beta_{sh}\zeta)^{-1/2}. \qquad (4.44)$$

Было предложено несколько вариантов подобных выражений. Дайер (Dyer, 1967) нашел, что $\varphi_{sv}=\varphi_{sh}=(1-15\zeta)^{-0{,}55}$ при $\varkappa=$

$=0{,}40$. После этого Дайер и Хикс (Dyer, Hicks, 1970) и Хикс (Hicks, 1976b) при $\varkappa=0{,}41$ и Паульсон (Paulson, 1970), Мийаки и др. (Miyake e. a., 1970) и Паульсон и др. (Paulson e. a., 1972) при $\varkappa=0{,}40$ получили, что значения $\beta_{sv}=\beta_{sm}=\beta_{sh}=16$; $a_v=a_h=1$ хорошо согласуются с данными о средних профилях и турбулентных потоках. С другой стороны, Бусингер и др. (Businger e. a., 1971) исходя из своих измерений пришли к выводу, что $\beta_{sm}=15$, $a_h=1{,}35$ и $\beta_{sh}=9$; но этот результат соответствовал уменьшению постоянной Кармана до величины $\varkappa=0{,}35$. Опыты Хёгстрёма (Högström, 1974) подтвердили эти результаты. Смедман и Хёгстрём (Smedman, Högström, 1973) нашли, что их данные о влаж-

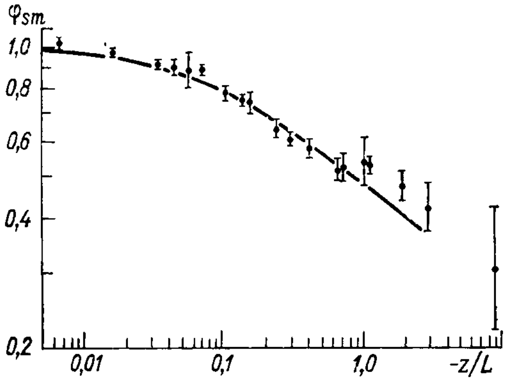


Рис. 4.5. Геометрические средние значения универсальной функции в теории подобия для профилей скорости ветра $\varphi_{sm}=\varphi_{sm}(-z/L)$.

Экспериментальные данные, полученные в Хэе и Гарлее (Австралия); кривая — расчет по формуле (4.45) (Dyer, Hicks, 1970).

ности можно описать с помощью (4.42) при $\varkappa=0{,}4$, $a_v=1{,}0$ и $\beta_{sv}=9$ вплоть до характерной неустойчивости $\zeta=-7{,}62$. Хотя данные Бусингера и др., вероятно, являются аномальным исключением, вопрос все еще не ясен (см., напр., Yaglom, 1977); для его решения требуются уточненные экспериментальные данные. Пока они не получены, можно считать, что при $\varkappa=0{,}4$

$$\varphi_{sv}=\varphi_{sh}=\varphi_{sm}^2=(1-16\zeta)^{-1/2} \quad \text{для } \zeta<0. \tag{4.45}$$

Это соотношение вполне удовлетворяет практическим целям. Уравнение (4.45) хорошо аппроксимирует экспериментальные данные, приведенные на рис. 4.3—4.5.

Равенства (4.36)—(4.38) легко интегрируются при подстановке в них формул (4.42)—(4.44). При этом получаются следующие универсальные функции в выражениях (4.33)—(4.35) для профилей метеорологических элементов:

$$\Psi_{sv}(\zeta)=2\ln\left[\frac{(1+x^2)}{(1+x_{0v}^2)}\right], \tag{4.46}$$

$$\Psi_{sm}(\zeta)=\ln\left[\frac{(1+x)^2(1+x^2)}{(1+x_{0m})^2(1+x_{0m}^2)}\right]-2\operatorname{arctg}x+2\operatorname{arctg}x_{0m}, \tag{4.47}$$

$$\Psi_{sh}(\zeta)=2\ln\left[\frac{1+x^2}{1+x_{0h}^2}\right]. \tag{4.48}$$

Здесь $x=(1-\beta\zeta)^{1/4}$, причем под β понимается β_{sv}, β_{sm} или β_{sh} соответственно в (4.46), (4.47), (4.48); например,

$$x_{0v}=(1-\beta_{sv}\zeta_{0v})^{1/4}, \quad \text{где } \zeta_{0v}=z_{0v}/L.$$

Аналогично определяются x_{0m} и x_{0h}. Поскольку параметр шероховатости обычно значительно меньше L, нижний предел аргументов в выражениях (4.36)—(4.38) принимается равным нулю (напр., Paulson, 1970). Интегральные функции профилей тогда представляются в виде

$$\Psi_{sv}(\zeta)=2\ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right), \tag{4.49}$$

$$\Psi_{sm}(\zeta)=2\ln\left(\frac{1+x}{2}\right)+\ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right)-2\operatorname{arctg}x+\pi/2, \tag{4.50}$$

$$\Psi_{sh}(\zeta)=2\ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right). \tag{4.51}$$

Если использовать (4.45), то получается, что

$$x=(1-16\zeta)^{1/4}.$$

Устойчивые условия

Одно из первых выражений функции φ_s для почти нейтральных условий, т. е. при малом значении $|\zeta|$, было получено Мониным и Обуховым (1954) путем представления функции φ_s в ряд с сохранением лишь первого члена разложения:

$$\Psi_{sv}=a_v^{-1}(1+\beta_{sv}\zeta), \tag{4.52}$$

$$\Psi_{sm}=1+\beta_{sm}\zeta, \tag{4.53}$$

$$\Psi_{sh}=a_h^{-1}(1+\beta_{sh}\zeta), \tag{4.54}$$

где β_{sv}, β_{sm} и β_{sh} — эмпирические постоянные. Ясно, что с учетом (4.26)—(4.28) эти функции предусматривают логарифмический и линейный члены в выражениях для профилей. Соответственно функции (4.33)—(4.35) имеют вид

$$\Psi_{sv}(\zeta)=-\beta_{sv}(\zeta-\zeta_{0v}), \tag{4.55}$$

$$\Psi_{sm}(\zeta)=-\beta_{sm}(\zeta-\zeta_{0m}), \tag{4.56}$$

$$\Psi_{sh}(\zeta)=-\beta_{sh}(\zeta-\zeta_{0h}), \tag{4.57}$$

где ζ_{0v}, ζ_{0m} и ζ_{0h}, как правило, ничтожно малы.

Вначале предполагалось, что вытекающий отсюда логарифмический+линейный профиль достоверен в широком диапазоне ζ, но вскоре обнаружилось (напр., Taylor, 1960), что при неустойчивой стратификации он применим только для $-\zeta<0{,}003$. В настоящее время общепризнано, что логарифмический+линейный профиль можно применять в условиях устойчивой стратификации, если $\zeta<1$. Маквейл (McVehil, 1964) обнаружил экспериментальным путем, что равенства (4.53), (4.54) выполняются при $0<\zeta<1{,}8$ и $\varphi_{sm}=\varphi_{sh}$ при $\beta_{sm}=\beta_{sh}=7$, $a_h=1$. Вэбб (Webb, 1970) пришел к выводу, что логарифмический+линейный профиль справедлив в диапазоне значений $0<\zeta<1$ при $\varphi_{sv}=\varphi_{sm}=\varphi_{sh}$ и $\beta_{sv}=\beta_{sm}=\beta_{sh}=5{,}2$ для $\varkappa=0{,}41$. Бусингер и др. (Businger e. a., 1971) также обнаружили, что в указанном диапазоне значений ζ равен-

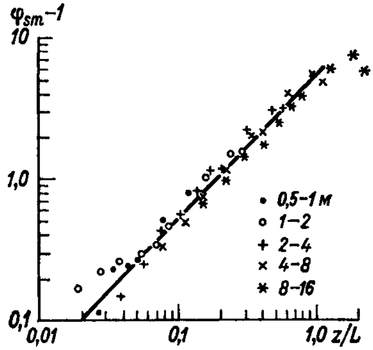


Рис. 4.6. Зависимость $\varphi_{sm}-1$ от $\zeta=z/L$ при устойчивой стратификации.

Экспериментальные данные, полученные в Хэе (Австралия); прямая — расчет по формуле (4.58) (Hicks, 1976).

ства (4.53) и (4.54) выполняются, но при $\varkappa=0{,}35$ получается $\beta_{sm}=4{,}7$, $\beta_{sh}=6{,}35$, $a_h=1{,}35$.

Хотя логарифмическая+линейная функция считается подходящей для описания профилей при умеренно устойчивой стратификации ($\zeta<1$), существует все еще расхождение во мнениях относительно значений ее параметров, а также и вида функции φ_s при сильно устойчивой стратификации, т. е. при $\zeta>1$. Вэбб (Webb, 1970) и Кондо и др. (Kondo e. a., 1978) обнаружили, что при $\zeta>1$ функция φ_{sm} становится постоянной и равной около 6; Хикс же (Hicks, 1976b) получил при $\zeta=10$ значение $\varphi_{sm}\simeq 8$ (рис. 4.6). С теоретической точки зрения (см., напр., Монин и Яглом, 1965), при сильно устойчивой стратификации функции φ_s должны быть пропорциональны ζ. Анализ данных, выполненный Хиксом (Hicks, 1976b), подтвердил это теоретическое предсказание и привел к выводу о том, что при $\zeta>10$ градиент скорости $d\bar{u}/dz$ приблизительно равен $0{,}8u_*/\varkappa L$. Следует упомянуть, что исследования Бусингера и др. (Businger e. a., 1971) дают $\varphi_{sh}<\varphi_{sm}$, тогда как исследования Хикса (Hicks, 1976b) и Кондо и др. (Kondo e. a., 1978) дают $\varphi_{sh}>\varphi_{sm}$. Все это лишь доказывает, что связь между профилями и потоками, выражающаяся теми или иными универсальными функциями при инверсионных условиях еще менее изучена, чем при конвективных. Однако, как правило, турбулентные потоки при устойчивой стратификации малы; поэтому при их расчетах по наблюдаемым профилям точность задания функции φ_s не существенна. Итак, для практических расчетов потоков с достаточной точностью можно принять $\varkappa=0{,}4$ и

$$\varphi_{sv}=\varphi_{sm}=\varphi_{sh}\begin{cases}=1+5\zeta & \text{при } 0<\zeta<1,\\ =6 & \text{при } \zeta>1.\end{cases} \tag{4.58}$$

Формула (4.58) соответствует экспериментальным данным, приведенным на рис. 4.6.

4.3. Параметризация атмосферного пограничного слоя в целом

4.3. А. Подобие средних профилей во внешнем подслое

Приземный подслой занимает лишь нижние 10 % атмосферного пограничного слоя; в верхних его частях нужно учитывать дополнительные факторы, которые определяют турбулентный перенос, так как набора параметров подобия для приземного подслоя уже недостаточно. Одним из подходов к проблеме расчета АПС в целом является обобщение теории подобия Монина—Обухова для приземного подслоя, т. е. гипотеза о том, что средние профили и в АПС можно выразить с помощью уравнений, аналогичных уравнениям (4.26)—(4.28), а именно:

$$-\frac{\varkappa u_*(z-d_0)\,\rho}{E}\,\frac{d\bar{q}}{dz}=\varphi_{bv}, \tag{4.59}$$

$$\frac{\varkappa(z-d_0)}{u_*}\,\frac{d\bar{u}}{dz}=\varphi_{bmx}, \tag{4.60}$$

$$\frac{\varkappa(z-d_0)}{u_*}\,\frac{d\bar{v}}{dz}=\varphi_{bmy}, \tag{4.61}$$

$$-\frac{\varkappa u_*(z-d_0)\,\rho c_p}{H}\,\frac{d\bar{\theta}}{dz}=\varphi_{bh}. \tag{4.62}$$

Однако здесь уже универсальные функции φ будут зависеть не только от значения ζ, но и от ряда дополнительных параметров, включая такие, влияние которых на более высоких по сравнению с приземным подслоем уровнях существенно. В дальнейшем мы обсудим некоторые наиболее важные из этих параметров.

Как и в случае опытов в аэродинамической трубе над плоской пластинкой, толщина пограничного слоя δ является важной характеристикой. Но в случае атмосферы не всегда легко дать четкое определение δ. Предлагалось несколько масштабов высоты в качестве оценки δ.

Экмановский (или вращательный) масштаб высоты

Один из масштабов высоты получается при анализе стационарного горизонтально однородного, баротропного и нейтрального стратифицированного пограничного слоя, поведение которого можно описать с помощью уравнений (3.69), (3.70), (3.73). Элементарный анализ показывает, что если u_* использовано в качестве масштаба горизонтальной скорости, то $u_*/|f|$ оказывается масштабом для вертикальной координаты z. Соответственно этому можно определить толщину АПС как

$$\delta_r = K_r u_*/|f|. \tag{4.63}$$

Здесь индекс r обозначает, что в этом случае учитывается поворот ветра под влиянием силы Кориолиса. Коэффициент K_r считается постоянным при нейтральных условиях. Россби (Rossby, 1932) нашел значение $K_r=0{,}195$. В работе Казанского и Монина (1960) принималось, что $K_r=\varkappa$, но с тех пор удалось установить, что K_r должно быть существенно меньше: примерно между 0,15 и 0,30. Как будет показано ниже, определение значения K_r представляет большую трудность. Возможно, что при условиях, отличных от нейтральных, K_r может быть весьма сложной функцией (см., напр., Deardorff, 1974).

Наблюдаемый (или инверсионный) масштаб высоты

В ранних теориях подобия для ненейтральной атмосферы величина δ_r принималась за единственный масштаб толщины пограничного слоя. Однако у этого определения масштаба есть недостатки. В реальной атмосфере толщина АПС очень часто зависит от предыдущего состояния воздушной массы и от других факторов, не имеющих прямого отношения к локальной динамике пограничного слоя. К этим факторам принадлежат дневное повышение температуры, нестационарность движения, крупномасштабная адвекция, горизонтальная неоднородность распределения температуры и влажности. Более того, возле экватора, где значение f приближается к нулю, использование δ_r теряет смысл. Неадекватность δ_r в качестве единственного масштаба высоты отмечалась в работе Дирдорфа (Deardorff, 1972). Проведенные им численные эксперименты показали, что даже при слегка неустойчивых условиях атмосферы вблизи подстилающей поверхности δ следует определять не с помощью выражения (4.63), а непосредственно путем наблюдений. Иными словами, δ следует определять как уровень, до которого распространяется влияние всех динамических и термодинамических эффектов, обусловленных поверхностью земли и четко проявляющихся в профилях среднего ветра, температуры и удельной влажности. Поскольку это влияние обычно ограничено высотой инверсии, толщина пограничного слоя, определяемая вторым способом, обозначается через δ_i. Примеры профилей температуры, пригодные для определения δ_i, приведены на рис. 4.7.

На практике (напр., Garratt, Francey, 1978) δ_i при неустойчивой стратификации выбирается как высота слоя конвективного перемешивания. В ряде ситуаций этот слой перемешивания перекрывается инверсией, поэтому δ_i удобно определять как высоту основания инверсии. Однако такая картина имеет место не всегда,— например, она не характерна для суши в утренние часы во время разрушения ночной инверсии, когда толщина слоя приземной конвекции является наиболее подходящим масштабом АПС. При устойчивой стратификации δ_i выбирается как высота, до которой распространяется заметное ночное охлаждение в суточном ходе $\overline{\theta}$, или как высота нижнего максимума (струйного течения низких уровней) в профиле $\bar{u}$. Следует подчеркнуть, что точное определение δ_i в реальной атмосфере — нелегкая задача. При неустойчивой стратификации толщина планетарного пограничного слоя часто быстро меняется. Эта перемежаемость, вероятно, свидетельствует о конвективных струях, вызывающих вовлечение воздуха из более высоких слоев инверсии и генерацию волновых структур.

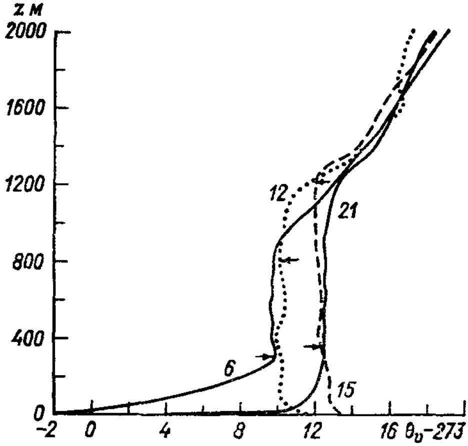


Рис. 4.7. Профили виртуальной потенциальной температуры θ_v в атмосферном пограничном слое и над ним.

Уровни, соответствующие высоте пограничного слоя δ_i, отмечены стрелками; цифры на кривых — время суток; наблюдения проведены в п. Хэй (Австралия) 16 июня 1967 г. Кларком и др. (Clarke e. a., 1971).

За последние годы сложилось общее мнение, согласно которому δ_i — наиболее важный масштаб толщины АПС, за исключением условий, близких к нейтральным. Функции подобия, в которых используется значение δ_i, дают меньший разброс экспериментальных данных, чем функции с аргументами, основанными на δ_r. Преимущество масштаба δ_i состоит еще и в том, что он допускает прямое определение и не содержит трудно определяемой величины u_* и параметра Кориолиса f, который теряет смысл вблизи экватора.

Бароклинность

Другое свойство реальной атмосферы — изменение горизонтального градиента давления с высотой. Это изменение, т. е. сдвиг скорости геострофического ветра, или бароклинность, оказывает воздействие на структуру турбулентности, как видно по среднему профилю ветра (см., напр., Clarke, Hess, 1974). Бароклинность связана с горизонтальным градиентом температур уравнениями термического ветра (см. Haltiner, Martin, 1957), которые можно приближенно записать в виде

$$\frac{\partial u_g}{\partial z} = -\frac{g}{fT}\frac{\partial T}{\partial y}, \qquad (4.64)$$

$$\frac{\partial v_g}{\partial z} = \frac{g}{fT}\frac{\partial T}{\partial x}. \qquad (4.65)$$

Как правило, бароклинность не постоянна с высотой, но ее изменения обычно так малы, что в первом приближении ими можно пренебречь.

Существует несколько вариантов сведения $z - d_0$, L и упомянутых выше четырех параметров в пять безразмерных комплексов. Когда при близких к нейтральным условиях доминирует эффект силы Кориолиса, можно принять

$$\eta_r = z - d_0/\delta_r, \quad \mu_r = \delta_r/L, \quad \nu_0 = \delta_i/\delta_r, \quad \beta_{xr} = f^{-1}\,\partial u_g/\partial z \text{ и}$$
$$\beta_{yr} = f^{-1}\,\partial v_g/\partial z.$$

Параметры η_r и μ_r были введены Казанским и Мониным (1960), ν_0 введен Вингардом (Wyngaard e. a., 1974), а β_{xr}, β_{yr} — Иордановым и Випперманном (Yordanov, Wippermann, 1972). Вместо β_{xr} и β_{yr} Ариа и Вингард (Arya, Wyngaard, 1975) предложили пользоваться

$$M_x = f\,\delta_i\beta_{xr}/u_*, \quad M_y = f\,\delta_i\beta_{yr}/u_*.$$

В этих переменных функция подобия (4.59) принимает вид

$$\varphi_{bv} = \varphi_{bv}(\eta_r, \mu_r, \nu_0, \beta_{xr}, \beta_{yr}). \tag{4.66}$$

Аналогичным образом могут быть представлены функции φ_{bmx}, φ_{bmy} и φ_{bh}.

Когда масштабом толщины АПС является наблюдаемая высота δ_i, удобен следующий набор параметров:

$$\eta_i = (z - d_0)/\delta_i, \quad \mu_i = \delta_i/L, \quad \nu_0 = \delta_i/\delta_r, \quad \beta_{xi} = -(g/T) \times$$
$$\times (\delta_i/K_r u_*)^2 (\partial T/\partial y) = \beta_{xr}\nu_0^2, \quad \beta_{yi} = \beta_{yr}\nu_0^2.$$

Параметры η_i и μ_i были введены Зилитинкевичем и Дирдорфом (Zilitinkevich, Deardorff, 1974), а β_{xi} и β_{yi} предложены Брутсертом и Модсли (Brutsaert, Mawdsley, 1976). Они получаются надлежащей нормировкой горизонтального градиента температуры и не содержат параметра Кориолиса. В этих переменных функция подобия (4.59) принимает вид

$$\varphi_{bv} = \varphi_{bv}(\eta_i, \mu_i, \nu_0, \beta_{xi}, \beta_{yi}). \tag{4.67}$$

Поскольку (4.66) и (4.67) включают одни и те же исходные переменные, эти формулы физически эквивалентны. Помимо них существуют и иные безразмерные комбинации, которые могут служить аргументами функции φ_{bv}. Дальнейшее углубленное изучение структуры АПС может потребовать учета других переменных.

На внешних уровнях пограничного слоя, значительно выше приземного слоя, удобнее пользоваться в качестве внешних параметров значениями $\bar{q}$, $\bar{u}$, $\bar{v}$ и $\bar{\theta}$ на верхней границе пограничного слоя. Интегрируя в этом случае уравнение (4.59) с помощью (4.62), находим следующие выражения для средних профилей:

$$\bar{q}_\delta - \bar{q} = \frac{E}{\varkappa u_* \rho} \Phi_{bv}, \tag{4.68}$$

$$\bar{u} - \bar{u}_\delta = \frac{u_*}{\varkappa} \Phi_{bmx}, \tag{4.69}$$

$$\bar{v} - \bar{v}_\delta = \frac{u_*}{\varkappa} \Phi_{bmy}, \tag{4.70}$$

$$\bar{\theta}_\delta - \bar{\theta} = \frac{H}{\varkappa u_* \rho c_p} \Phi_{bh}. \tag{4.71}$$

Здесь функции Φ зависят от тех же аргументов, что и в выражениях (4.66) или (4.67) в зависимости от того, какой набор предпочтительнее. Эти функции стремятся к нулю в верхней части пограничного слоя, где $\eta = 1$, $\bar{q} = \bar{q}_\delta$, $\bar{u} = \bar{u}_\delta$, $\bar{v} = \bar{v}_\delta$, $\bar{\theta} = \bar{\theta}_\delta$.

Концепция законов дефекта была предложена Карманом (Karman, 1930) применительно к профилю скорости при нейтральной стратификации; в настоящем контексте эта концепция непосредственно применена к геострофическим отклонениям, фигурирующим в (3.69) и (3.70), (3.73), если считать, что $\bar{u}_\delta = u_g$ и $\bar{v}_\delta = v_g$.

В отличие от функций Φ_s для приземного подслоя, функции в (4.68)—(4.71) зависят от слишком большого количества параметров, поэтому при анализе экспериментальных данных трудно выделить влияние каждого из них. В реальной атмосфере (кроме приземного подслоя) почти невозможно исключить эффекты, вызванные неустойчивостью, суточным ходом, горизонтальной адвекцией и т. д. Поэтому теоретический подход к определению универсальных функций для внешних областей АПС находится все еще в процессе развития. За последнее десятилетие выполнен ряд исследований на основе простых моделей пограничных слоев с помощью K-теорий и методов замыкания высокого порядка. Однако обзор этих достижений выходит за рамки данной книги.

4.3. Б. Формулы суммарного переноса в атмосферном пограничном слое

Одним из основных практических результатов теории подобия для внешнего подслоя явилось определение коэффициентов переноса массы, тепла и влаги для всего АПС. Коэффициенты сопротивления давно применялись инженерами в связи с исследованием потоков в канале и проблемами турбулентного пограничного слоя над плоской пластинкой. Летау (Lettau, 1959), рассматривавший аналогию между трением в атмосферном пограничном слое и трением при течении в трубе, был, вероятно, первым, кто ввел понятие коэффициента турбулентного сопротивления для атмосферы на основе экспериментальных данных. Интерес к коэффициентам переноса массы для АПС возник в связи с необходимостью применить простые методы параметризации потоков на поверхности u_*, H и E в терминах так называемых внешних параметров в численных моделях атмосферы. Внешними параметрами в этом случае называются значения переменных на верхнем крае пограничного слоя и вблизи поверхности. В последнее время появилось много экспериментальных данных для проверки гипотез подобия, лежащих в основе этого подхода.

Коэффициенты переноса массы для турбулентного пограничного слоя в двумерном канале и над плоской поверхностью находились естественным образом путем использования принципа асимптотического сращивания профилей для внешнего и для приземного подслоя. Этот метод применили формально к нейтральному или устойчивому, горизонтально однородному АПС Ксанди (Csanady, 1967) и Блэкадар и Теннекес (Blackadar, Tennekes, 1968), но еще раньше он был применен в работах Казанского и Монина (1961). Другая техника вычисления коэффициентов переноса состоит в совмещении профиля для внешнего подслоя с логарифмическим профилем для приземного подслоя. При такой технике вид профиля в приземном подслое задается априори, в то время как при асимптотическом сращивании такого условия не требуется. Следует учесть, что логарифмический профиль есть прежде всего результат теоретического анализа. Хотя простое совмещение, вероятно, менее строго, именно на нем основаны приводимые в литературе выводы выражений для коэффициентов переноса в нейтрально стратифицированном пограничном слое, имеющие целью учет реальных условий, например, влияния плавучести и бароклинности. Везде в дальнейшем мы будем пользоваться методом совмещения, следуя работе Братсерта и Модсли (Brutsaert, Mawdsley, 1976), посвященной коэффициенту переноса водяного пара.

Вывод общей формулы

При расчете логарифмического профиля скорости в нейтрально стратифицированном турбулентном пограничном слое Милликен (Millikan, 1938) предположил существование некоей конечной зоны перекрытия, в которой справедливы оба закона — логарифмический пристеночный закон и закон дефекта скорости для ядра течения. Предположим, что гипотеза Милликена справедлива также и для среднего профиля любой примеси в стратифицированном пограничном слое. Тогда мы можем просто совместить (4.33)—(4.35) с (4.68)—(4.71) и исключить значения $\bar{q}$, $\bar{u}$, $\bar{v}$ и $\bar{\theta}$ в зоне перекрытия. В результате получится связь между потоками на поверхности E, u_* и H и оставшимися внешними параметрами. Этими параметрами являются: удельная влажность, скорость ветра и температура на нижней и верхней границах АПС. Для расчета профиля массовой доли водяного пара необходимо проделать следующее.

Если обе формулы (4.33) и (4.68) описывают профиль влажности в зоне перекрытия (см. рис. 3.1), то выражение (4.68) должно здесь давать ту же зависимость от z, что и (4.33). Поэтому в пределах зоны перекрытия Φ_{bv} должна допускать представление в следующем виде (индексы r или i можно в данный момент опустить, так как подход идентичен для обоих наборов безразмерных параметров):

$$\Phi_{bv}(\eta,\ \mu,\ \nu_0,\ \beta_x,\ \beta_y) = a_v^{-1}\left[\ln(\eta) - \Psi_{sv}(\eta\mu) + D\right], \tag{4.72}$$

где D — функция, зависящая от всех остальных параметров, кроме z,

$$D = D(\mu,\ \nu_0,\ \beta_x,\ \beta_y). \tag{4.73}$$

Функция D не определена и может быть найдена экспериментально или иным путем. При сравнении $\bar{q}_2$ в (4.33) с величиной $\bar{q}$ в (4.68) с помощью (4.72) получаем следующее уравнение переноса водяного пара:

$$\bar{q}_1 - \bar{q}_\delta = \frac{E}{a_v \varkappa u_* \rho}\left[\ln\left(\frac{\delta}{z_1 - d_0}\right) + \Psi_{sv}(\zeta_1) - D\right]. \tag{4.74}$$

Если $\bar{q}_1$ измерено на поверхности (при $z = d_0$), то из (4.74) приближенно следует

$$\bar{q}_s - \bar{q}_\delta = \frac{E}{a_v \varkappa u_* \rho}\left[\ln\left(\frac{\delta}{z_{0v}}\right) - D\right]. \tag{4.75}$$

Формула (4.74) удобна, когда известно значение $\bar{q}_1$ на каком-то уровне в области перекрытия, в то время как (4.75) применяется при известном значении $\bar{q}_s$ — фактической массовой доли водяного пара на поверхности. Уравнение, подобное (4.75), предложил Зилитинкевич (Zilitinkevich, 1969), но его вывод содержал некоторые ограничения, не являющиеся необходимыми. При заданной степени бароклинности и известных значениях $\bar{q}$ на уровне $z = \delta$ и около поверхности выражения (4.74) или (4.75) могут применяться для расчета интенсивности испарения E при условии, что u_* и H тоже известны (чтобы определить функцию D через μ и ν_0). Если u_* и H нельзя получить путем измерений, то выражения (4.74), (4.75) невозможно применить, не прибегая к аналогичной формуле для скорости ветра и температуры. Применяя ту же технику совмещения, получаем для компонент средней скорости ветра на уровне $z = \delta$ следующие выражения:

$$\bar{u}_\delta = \frac{u_*}{\varkappa}\left[\ln\left(\frac{\delta}{z_0}\right) - B\right], \tag{4.76}$$

$$\bar{v}_\delta = -\frac{u_*}{\varkappa} A, \tag{4.77}$$

а также любое из следующих выражений для разности температур на границах АПС:

$$\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_\delta = \frac{H}{a_h \varkappa u_* \rho c_p}\left[\ln\left(\frac{\delta}{z_1}\right) + \Psi_{sh}(\zeta_1) - C\right], \tag{4.78}$$

$$\bar{\theta}_s - \bar{\theta}_\delta = \frac{H}{a_h \varkappa u_* \rho c_p}\left[\ln\left(\frac{\delta}{z_{0h}}\right) - C\right]. \tag{4.79}$$

Геострофический коэффициент трения можно рассчитать по формулам (4.76) и (4.77) как комбинацию $u_*^2/(\bar{u}_\delta^2 + \bar{v}_\delta^2)$. Символы A, B и C для универсальных функций выбраны традиционно, чтобы подчеркнуть преемственность подхода по отношению к теории подобия Казанского и Монина (1961); они — эти символы — обозначают функции подобия, аналогичные D в (4.73). Заметим, что в некоторых публикациях обозначения A и B меняются местами.

Функции подобия A, B, C и D

Как видно из (4.73), эти функции зависят от по крайней мере четырех параметров, а, возможно, и от других величин, которые пока еще не рассматривались. К сожалению, экспериментальное определение потоков, средних профилей и связанных с ними переменных в реальной атмосфере — очень трудная задача из-за невозможности избежать ошибок в измерениях. Помимо экспериментальных исследований функции подобия можно рассчитать путем численного моделирования АПС. Такого рода модели позволяют исследовать чувствительность к изменениям каждой переменной по отдельности, однако, и в этом случае остается еще много неясностей, особенно в условиях устойчивой стратификации. Большинство имеющейся информации ограничено результатами исследований изменчивости μ_r и μ_i. Хотя изменчивость параметров β_x и β_y применительно к функция A, B и C также изучалась (Clarke, Hess, 1974; Arya, Wyngaard, 1975; Kondo, 1977; Garratt, Francey, 1978), полученные результаты трудно приложить к практическому использованию. Зависимость A, B и C от ν_0 исследовалась в численных моделях (напр., Arya, 1977), но экспериментальные данные (напр., Garratt, Francey, 1978) заставляют предположить, что этот параметр не главный. Поэтому в настоящее время имеет смысл исследовать A, B, C и D как функции только одного параметра $\mu = \delta/L$ (параметра стратификации), отражающего устойчивость атмосферы.

Для конкретных расчетов необходимо решить, какой из масштабов δ_r, δ_i или какой-либо иной является наиболее подходящим для характеристики толщины АПС. Соответственно этому выбору параметр устойчивости будет иметь вид

$$\mu_r = \delta_r/L \tag{4.80}$$

или

$$\mu_i = \delta_i/L. \tag{4.81}$$

Обозначим функции подобия, основанные на первом аргументе, через $A_r = A_r(\mu_r)$, $B_r = B_r(\mu_r)$, $C_r = C_r(\mu_r)$, $D_r = D_r(\mu_r)$, а функции, основанные на втором аргументе, через $A_i = A_i(\mu_i)$, $B_i = B_i(\mu_i)$, $C_i = C_i(\mu_i)$, $D_i = D_i(\mu_i)$. Уже упоминалось, что в последние годы общее мнение склоняется в пользу подобия на основе δ_i. За исключением исследования Кларка и Хесса (Clarke, Hess, 1973) в большинстве публикаций по этому вопросу сделан вывод о том, что при неустойчивой стратификации масштаб δ_i дает меньший разброс в эмпирических значениях A, B, C и D. При условиях устойчивой стратификации теория подобия подтверждается так плохо, а потоки на поверхности столь малосущественны, что вряд ли важно, какой из масштабов использовать: δ_i или δ_r. Поэтому мы уделим главное внимание подобию на основе масштаба δ_i.

1. Подобие по высоте поворота

В связи с историческим приоритетом, а также потому что это подобие оправдывает себя при нейтральной и устойчивой стратификации (хотя и не во всех случаях), краткий обзор работ, в которых используется экмановский масштаб высоты, представляется весьма полезным. Формулы суммарного переноса, основанные на высоте вращения, получаются из (4.74), (4.79), если заменить δ в логарифмических членах на $u_*/|f|$. Так, например, (4.74) преобразуется к виду

$$\bar{q}_1 - \bar{q}_\delta = \frac{E}{a_v \varkappa u_* \rho} \left[\ln\left(\frac{u_*}{(z_1 - d_0)\,|f|} \right) + \Psi_{sv}(\zeta_1) - D_r(\mu_r) \right]. \quad (4.82)$$

Аналогичное уравнение, заменяющее (4.75), получается с помощью (4.79). Но так как остается возможность по-разному интерпретировать величины $\bar{q}_\delta$, $\bar{u}_\delta$, $\bar{v}_\delta$ и $\bar{\theta}_\delta$, в литературе нет единодушия по поводу использования этой схемы подобия. Большинство авторов выбирают u_g и v_g как практические оценки $\bar{u}_\delta$ и $\bar{v}_\delta$. Кларк и Хесс (Clarke, Hess, 1974) использовали наблюдаемую скорость ветра на уровне $z = 0{,}15 u_*/|f|$, но пришли к выводу, что ошибки при этом столь же велики. Зилитинкевич (Zilitinkevich, 1969) предложил использовать значения $\bar{\theta}_\delta$ и $\bar{q}_\delta$ на уровне, пропорциональном масштабу $u_*/|f|$, но для практических целей их, вероятно, можно с достаточной точностью аппроксимировать наблюдаемыми значениями на некоем постоянном уровне, например, 1 км или 850 гПа. Кларк (Clarke, 1970) брал $\bar{\theta}_\delta$ и $\bar{\theta}$ на том уровне, где в профиле $\bar{u}$ проявляется максимум; Ариа (Arya, 1975) предположил, что при неустойчивой стратификации следует измерять величину $\bar{\theta}_\delta$ там, где на профиле $\bar{\theta}$ отмечается максимум. При устойчивой стратификации этот максимум наблюдается на уровне $z = 0{,}25 u_*/|f|$, который Ариа и принял за верхнюю границу устойчиво стратифицированного пограничного слоя. В результате сравнения различных альтернативных предложений, Братсерт и Чен (Brutsaert, Chan, 1978) пришли к рекомендации — использовать $\bar{q}$ и $\bar{\theta}$ на уровне z, равном $0{,}15u_*/|f|$, хотя все другие методы дают примерно ту же степень разброса.

Рассчитанные по экспериментальным данным значения $A_r(\mu_r)$, $B_r(\mu_r)$, $C_r(\mu_r)$ и $D_r(\mu_r)$ обнаруживают значительный разброс. Подобные данные опубликовали: Зилитинкевич (Zilitinkevich, 1969), Кларк (Clarke, 1970, 1972), Дикон (Deacon, 1973), Кларк и Хесс (Clarke, Hess, 1974), Ариа (Arya, 1975), Ямада (Yamada, 1976), Братсерт и Чен (Brutsaert, Chan, 1978). По отдельным деталям определения этих функций читатель может обратиться к названным работам.

Достаточно отметить, что функции A_r, B_r, C_r и D_r обычно оказываются весьма близкими к функциям A_i, B_i, C_i и D_i, при условии, что в (4.74)—(4.79) δ_r определено по формуле (4.63). Это связано с тем, что δ_r имеет часто тот же порядок, что и δ_i (напр., Yamada, 1976), хотя в результате значительных суточных изменений δ_i и u_* величина $\nu_0=\delta_i/\delta_r$ может в отдельных пунктах меняться более чем на порядок. Поэтому для практических целей универсальные функции с индексом r можно вывести из выражений для A_i, B_i, C_i и D_i, которые приведены в следующем разделе. Следует отметить, что A_r, B_r, C_r и D_r являются эквивалентами A, $B-\ln K_r$, $C-\ln K_r$ и $D-\ln K_r$ в формулах (4.74)—(4.79). Здесь члены, содержащие K_r, пишутся традиционно, поскольку Казанский и Монин (1961) в экмановской формулировке значения δ в логарифмических членах выражений (4.74)—(4.79) использовали $u_*/|f|$ вместо δ_r (см. (4.82)). Отсюда связь между двумя группами формул подобия в первом приближении выражается в виде

$$A_r(\mu_r)=A_i(\mu_r),\quad B_r(\mu_r)=B_i(\mu_r)-\ln K_r,$$
$$C_r(\mu_r)=C_i(\mu_r)-\ln K_r,\quad D_r(\mu_r)=D_i(\mu_r)-\ln K_r \tag{4.83}$$

при условии, что μ_r определено с помощью δ_r, как в (4.63), а в качестве K_r выбирается значение около 0,15—0,30.

2. *Подобие по наблюдаемой высоте АПС*

Эта схема была введена Зилитинкевичем и Дирдорфом (Zilitinkeviche, Deardorff, 1974). Соответствующую ей формулу подобия получаем, заменяя δ в (4.74)—(4.79) на наблюдаемый масштаб высоты δ_i. В результате выражение (4.74) принимает вид

$$\bar{q}_1-\bar{q}_\delta=\frac{E}{a_v\varkappa u_*\rho}\left[\ln\left(\frac{\delta_i}{z_1-d_0}\right)+\Psi_{sv}(\zeta_1)-D_i(\mu_i)\right]. \tag{4.84}$$

Аналогичные выражения получаются и взамен (4.75)—(4.79).

В литературе существует несколько интерпретаций величин $\bar{q}_\delta$, $\bar{u}_\delta$, $\bar{v}_\delta$ и $\bar{\theta}_\delta$. При неустойчивой стратификации Мельгарейо и

Дирдорф (Melgarejo, Deardorff, 1974) определили δ_i как уровень, вплоть до которого $\bar{q}$ и $\bar{\theta}$ остаются относительно постоянными по высоте, т. е. уровень чуть ниже зоны быстрого уменьшения $\bar{q}$ с высотой и быстрого увеличения $\bar{\theta}$ с высотой. Для устойчивой стратификации они осуществили два расчета верхней границы пограничного слоя δ_i: один с помощью профиля температуры, принимая за δ_i уровень, до которого распространяется значительное выхолаживание, идущее от поверхности; второй — основанный на определении δ_i как уровня самого низкого максимума в профиле ветра. Оба подхода к определению значения δ_i при устойчивой стратификации показали одинаково сильный разброс данных.

Ариа (Arya, 1975) предложил выбирать $\bar{\theta}_\delta$ при неустойчивой стратификации как наблюдаемое минимальное по высоте значение $\bar{\theta}$, но одновременно он предполагал, что $\bar{u}_\delta = u_g$ и $\bar{v}_\delta = v_g$. Таким образом, он использовал в известном смысле смешанный критерий подобия. Братсерт и Чен (Brutsaert, Chan, 1978) провели сравнение разных методов измерений при неустойчивой стратификации и пришли к заключению, что измерения радиозондом с дискретными интервалами по высоте вполне пригодны для определения величины δ_i как уровня с минимальным значением в профиле потенциальной температуры и величин $\bar{q}_\delta$ и $\bar{\theta}_\delta$ на этом уровне. Ямада (Yamada, 1976) выбирал δ_i как высоту верхней границы слоя перемешивания в дневное время и как высоту нижней инверсии в ночное время. Однако, в качестве $\bar{u}_\delta$, $\bar{v}_\delta$ и $\bar{\theta}_\delta$ он принимал среднее по вертикали значение геострофического ветра и среднюю по вертикали виртуальную потенциальную температуру. Эта идея была основана на предложении Ариа и Вингарда (Arya, Wyngaard, 1975), состоящем в том, что средний масштаб геострофического ветра должен оставаться почти независимым от геострофического сдвига, т. е. от бароклинности. Эти масштабы скорости ветра получаются путем интегрирования (3.69) и (3.70) с помощью (3.73):

$$\langle v_g \rangle = \langle \bar{v} \rangle - \frac{u_*^2}{f\,\delta_i}, \tag{4.85}$$

$$\langle u_g \rangle = \langle \bar{u} \rangle, \tag{4.86}$$

где

$$\langle F \rangle = \int_{z_0}^{\delta_i} F\, dz/\delta_i. \tag{4.87}$$

Подобным образом Ямада (Yamada, 1976) выбрал в качестве масштаба температуры $\langle \bar{\theta}_v \rangle$ вместо $\bar{\theta}_{v\delta}$. Он обнаружил, что разброс в функциях подобия, рассчитанных таким способом, значительно меньше, чем в предыдущих расчетах. Он также рассчитал функции A_i, B_i и C_i, используя $\bar{u}_\delta$, $\bar{v}_\delta$ и $\bar{\theta}_\delta$ при $z=\delta_i$, и показал, что кривые, построенные по этим данным, подобны кривым, полученным на основе осредненных масштабов, однако разброс в этом случае заметно возрос.

Помимо видимого уменьшения зависимости функций подобия от бароклинности, есть и другие основания для предпочтительного использования осредненных переменных вместо их значений при $z=\delta_i$. Значения, осредненные по слою, не так чувствительны к ошибкам измерений и, как отмечал Ариа (Arya, 1977), более подходят в случаях, когда параметризуется вертикальный перенос в целом регионе. Будем обозначать функции подобия, основанные на осредненных по слою значениях, в виде A_{im}, B_{im}, C_{im}, D_{im} (хотя они мало отличаются от A_i, B_i, C_i, D_i). Тогда формула (4.74), например, перепишется в виде

$$\bar{q}_1 - \langle \bar{q} \rangle = \frac{E}{a_v \varkappa u_* \rho} \left[\ln \left(\frac{\delta_i}{z_1 - d_0} \right) + \Psi_{sv}(\zeta_1) - D_{im}(\mu_i) \right]. \quad (4.88)$$

Аналогичным образом изменятся выражения (4.75)—(4.79).

Все функции подобия, рассчитанные с помощью экспериментальных данных, появившиеся в литературе, неплохо согласуются друг с другом, хотя все они демонстрируют чрезвычайно большой разброс. Типичные результаты приведены на рис. 4.8—4.12.

Было опубликовано несколько эмпирических и теоретических выражений для обсуждаемых функций. Так, для неустойчивой стратификации предлагались следующие выражения:

$$B_i = a \ln(-\mu_i) + b, \quad (4.89)$$

$$C_i = c \ln(-\mu_i) + d, \quad (4.90)$$

где a, b, c, d — постоянные. Например, Кларк и Хесс (Clarke, Hess, 1973) при $\varkappa=0{,}4$ и $a_h=1$ методом наименьших квадратов нашли: $a=c=1$, $b=-0{,}71$ и $d=1{,}82$; $\bar{u}_\delta$ было взято на уровне $z=0{,}15u_*/|f|$, $\bar{\theta}_\delta$ — на уровне $z=0{,}25u_*/|f|$. Вингард и др. (Wyngaard e. a., 1974) на основании своей численной модели сделали вывод, что при неустойчивой стратификации и отсутствии геострофического сдвига существует слой свободной конвекции над приземным слоем. При $\varkappa=0{,}35$ и $a_h=1{,}35$ они получили, что для $\mu_i<$ <5, $A_i=0$, а B_i и C_i выражаются формулами (4.89) и (4.90) при $b=0$, $a=c=d=1$. Они обнаружили также, что такое B_i хорошо согласуется с экспериментальными данными, но что C_i получается заниженным. Ариа (Arya, 1975) пришел к выводу, что формула (4.90) Вингарда и др. (Wyngaard e. a., 1974) для C_i при $a_h=1$ вполне удовлетворительно аппроксимирует его данные, в то время как выражение (4.89) для B_i кажется несколько завышенным. Гаррат и Фрэнси (Garratt, Francey, 1978) использовали

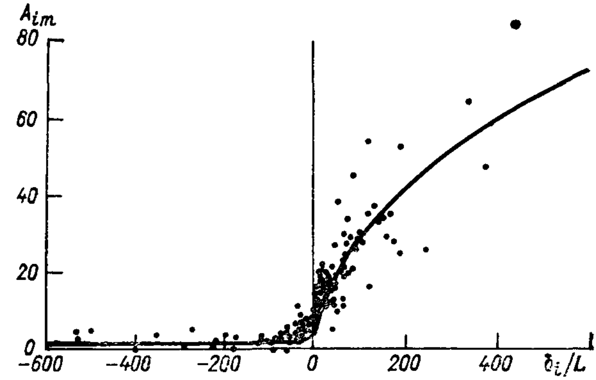


Рис. 4.8. Зависимость функции A_{im} в теории подобия от аргумента $\mu_i = \delta_i/L$, построенная на основании экспериментальных данных, полученных в Хэе (Австралия) Кларком и др. (Clarke e. a., 1971).

Осредненная по вертикали скорость геострофического ветра (см. формулу (4.85)) используется как масштаб скорости v_δ; сплошная линия соответствует формуле (4.94) (Yamada, 1976).

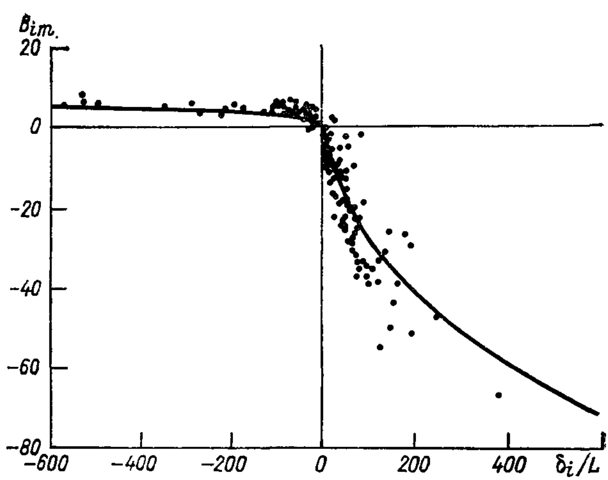


Рис. 4.9. Зависимость функции B_{im} в теории подобия от аргумента $\mu_i = \delta_i/L$.

Осредненная по вертикали скорость геострофического ветра (см. формулу (4.86)) использована как масштаб скорости u_δ; сплошная линия — расчет по формуле (4.95) (Yamada, 1976).

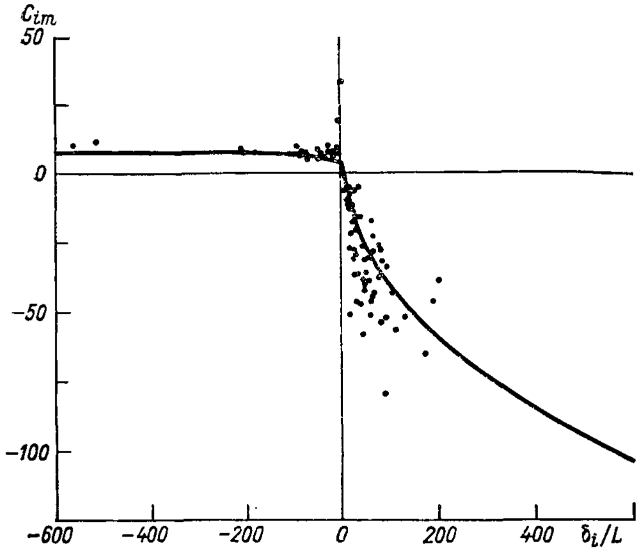


Рис. 4.10. Зависимость функции C_{im} в теории подобия от аргумента $\mu_i=\delta_i/L$.

Осредненная по вертикали потенциальная температура использована как масштаб температуры $\bar{\theta}_\delta$; сплошная линия — расчет по формуле (4.96) (Yamada, 1976).

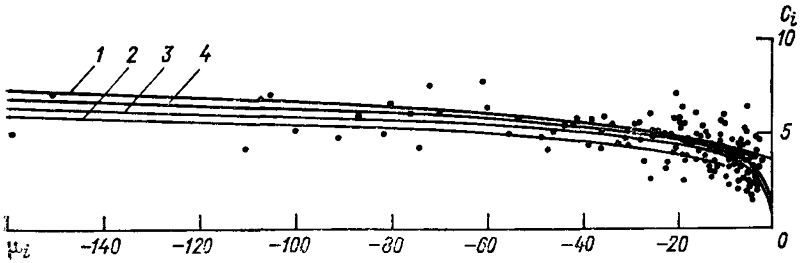


Рис. 4.11. Функция $C_i(\mu_i)$, полученная по экспериментальным данным для Восточно-Китайского моря (AMTEX).

1 — расчет по формуле (4.96) (Yamada, 1976); *2* — расчет по формуле (4.90) с постоянными, взятыми из работы Вингарда и др. (Wyngaard e. a., 1974); *3* — расчет по формуле (4.92) (Mawdsley, Brutsaert, 1977); *4* — расчет по формуле (4.97) (Brutsaert, Chan, 1978).

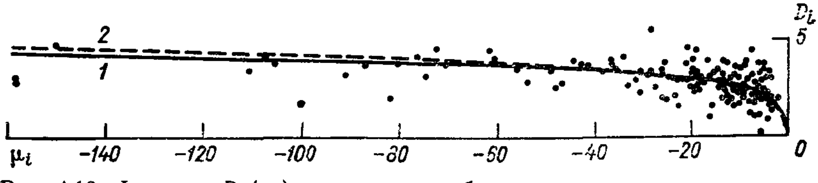


Рис. 4.12. Функция $D_i(\mu_i)$ в теории подобия, полученная по экспериментальным данным над океаном.

Сплошная линия — расчет по формуле (4.97); пунктирная — расчет по формуле (4.98) (Brutsaert, Chan, 1978).

тот же функциональный вид C_{im} для описания точек, рассчитанных ими на основе нескольких рядов экспериментальных данных. Приближая к ним выражение (4.90) методом наименьших квадратов при $\varkappa=0{,}41$ и $a_h=1$, они получили $c=0{,}46$ и $d=4{,}88$ для $\mu_i<1$.

Модсли и Братсерт (Mawdsley, Brutsaert, 1977) пришли к следующему выводу: поскольку температура во внешнем слое конвекции почти постоянна, можно предположить, что формула Монина—Обухова для приземного подслоя должна давать хорошее приближение также и для внешнего подслоя. Такое предположение приводит к зависимости вида

$$\begin{aligned} A_i &= 0 && \text{для } \mu_i \ll 0, \\ B_i &= \Psi_{sm}(\mu_i) && \text{для } \mu_i \leqslant 0, \\ C_i &= \Psi_{sh}(\mu_i) && \text{для } \mu_i \leqslant 0. \end{aligned} \tag{4.91}$$

Эти выражения применялись совместно с (4.45), (4.50), (4.51). Таким образом, была предложена при $\varkappa=0{,}4$ и $a_h=1$ следующая аппроксимация:

$$\begin{aligned} &A_i = 0 \quad \text{для } \mu_i < -147, \\ &B_i = 2\ln\left(\frac{1+x}{2}\right) + \ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right) - 2\,\mathrm{arctg}\, x + \pi/2 \quad \text{для } \mu_i \leqslant 0, \\ &C_i = 2\ln\left(\frac{1+x^2}{2}\right) \quad \text{для } \mu_i \leqslant 0, \end{aligned} \tag{4.92}$$

где $x=(1-16\mu_i)^{1/4}$. Ясно, что при $\mu_i \ll 0$ выражение (4.92) переходит в (4.90) при $c=1$ и $d=1{,}39$. Указанный здесь верхний предел применимости формулы (4.91) для A_i был определен в результате анализа экспериментальных данных из различных источников. Для выходящих за этот предел значений μ_i были подобраны следующие эмпирические функции:

$$\begin{aligned} A_i &= 5 - \ln(1-\mu_i) && \text{для } -147 \leqslant \mu_i \leqslant 0, \\ A_i &= 5 + 2{,}2\ln(1+\mu_i) && \text{для } \mu_i > 0, \\ B_i &= -2{,}2\ln(1+\mu_i) && \text{для } \mu_i > 0, \\ C_i &= -7{,}6\ln(1+\mu_i) && \text{для } \mu_i > 0. \end{aligned} \tag{4.93}$$

Ямада (Yamada, 1976) представил следующую систему эмпирических уравнений, охватывающих весь диапазон μ_i (при $\varkappa=0{,}35$ и $a_h=1{,}35$):

$$A_{im}=\begin{cases}2{,}85(\mu_i-12{,}47)^{1/2} & \mu_i>35,\\ 3{,}02+0{,}3\mu_i & 0\leqslant\mu_i\leqslant 35,\\ 3{,}02(1-3{,}29\mu_i)^{-1/3} & \mu_i\leqslant 0,\end{cases} \tag{4.94}$$

$$B_{im}=\begin{cases}-2{,}94(\mu_i-19{,}94)^{1/2} & \mu_i>35,\\ 1{,}855-0{,}38\mu_i & 0\leqslant\mu_i\leqslant 35,\\ 10-8{,}145(1-0{,}008376\mu_i)^{-1/3} & \text{для } \mu_i\leqslant 0,\end{cases} \tag{4.95}$$

$$C_{im}=\begin{cases}-4{,}32(\mu_i-11{,}21)^{1/2} & \mu_i>18,\\ 3{,}665-0{,}829\mu_i & 0\leqslant\mu_i\leqslant 18,\\ 12-8{,}335(1-0{,}03106\mu_i)^{-1/3} & \mu_i\leqslant 0.\end{cases} \tag{4.96}$$

Эти уравнения согласованы с экспериментальными данными, представленными на рис. 4.8—4.10.

В настоящее время проведено все еще очень мало исследований по определению функции D_i для водяного пара. Братсерт и Чен (Brutsaert, Chan, 1978) проанализировали данные опытов экспедиции АМТЕХ и сделали вывод, что эти данные хорошо описывают следующие выражения (см. рис. 4.11 и 4.12):

$$\left.\begin{aligned}C_i&=1{,}06\Psi_{sh}(\mu_i)\\ D_i&=0{,}685\Psi_{sh}(\mu_i)\end{aligned}\right\}\quad \text{при } \mu_i\leqslant 0, \tag{4.97}$$

где функция Ψ_{sh}, определенная формулой (4.38), выбрана в виде $2\ln[(1+x^2)/2]$, что соответствует выражению (4.92). Почти столь же хорошее представление данных получается, если величину D_i принять равной B_i и использовать равенство (4.91):

$$D_i=\Psi_{sm}(\mu_i)\quad \text{при } \mu_i\leqslant 0, \tag{4.98}$$

где Ψ_{sm} задано формулой (4.50). Уравнения (4.97) показывают, что $D_i<C_i$, а именно:

$$D_i=0{,}646C_i\quad \text{при } \mu_i\leqslant 0. \tag{4.99}$$

На рис. 4.13 показана разность C_i-D_i, полученная по данным, приведенным на рис. 4.11 и 4.12, и результаты расчетов по формуле (4.97). Уравнение (4.98) позволяет сделать предположение, что профиль средней массовой доли водяного пара в пограничном слое скорее подобен профилю компоненты среднего ветра в направлении u_*, чем профилю средней потенциальной температуры. Пока не представляется возможным построить функцию D_i по экспериментальным данным при устойчивой стратификации из-за недостатка данных, пригодных для обработки.

Из этого краткого обзора видно, что в литературе все еще нет общего мнения относительно оптимальных выражений для функций A_i, B_i, C_i и D_i. Большой разброс в определении этих функций

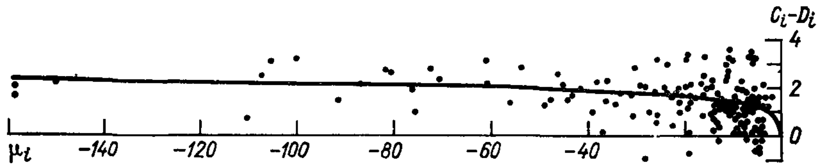


Рис. 4.13. Величина C_i—D_i, определенная по эмпирическим данным над океаном.

Сплошная линия — расчет по формуле (4.97) (Brutsaert, Chan, 1978).

обычно относят на счет ошибок измерений. Поэтому со временем это положение может исправиться, тем более, что все предложенные функции не очень сильно отличаются друг от друга. Это видно из рис. 4.11, где показаны кривые $C_i(\mu_i)$, рассчитанные с помощью (4.90), (4.92), (4.96) и (4.97). Разница между кривыми лежит в пределах разброса, что относится также и к другим исследованиям (см., напр., рис. 4.10).

4.4. Промежуточные слои

4.4. А. Подобие средних профилей

Приповерхностный подслой определяется как подслой турбулентного АПС, непосредственно примыкающий к поверхности, но находящийся ниже динамического подслоя. В этом подслое универсальные логарифмические профили не имеют места, и существует столько же типов потоков, сколько и типов поверхностей. Вблизи поверхности необходимо принимать во внимание следующие особенности: 1) поток не является полностью турбулентным, поэтому течение может испытывать воздействие со стороны молекулярной вязкости и перенос скалярных примесей может зависеть от коэффициента молекулярной диффузии; 2) за исключением случая гладких поверхностей, характер и расположение элементов шероховатости оказывают большое влияние на характер течения (поток движется между, а в случае растительности даже сквозь препятствия; 3) аналогия Рейнольдса в целом вряд ли справедлива. Последнее объясняется тем, что перенос количества движения зависит не только от вязких напряжений, но и от локальных градиентов давления, связанных с возникновением сопротивления у элементов шероховатости, в то время как перенос пассивных примесей типа водяного пара может осуществляться только путем молекулярной диффузии. Аналогия Рейнольдса также может не выполняться из-за различия в распределении стоков и источников количества движения, тепла и водяного пара на поверхности.

В рамках применимости моделей подобия средние профили можно формально описать посредством выражений, аналогичных использованным в описании других подслоев АПС. Это применимо как к градиентам (аналогично (4.26), (4.59) и т. д.), так и к самим метеорологическим элементам (аналогично (4.29), (4.68) и т. д.), выражения для которых записываются в виде:

$$\bar{q}_s - \bar{q} = \frac{E}{\varkappa u_* \rho} \Phi_{0v}, \tag{4.100}$$

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\varkappa} \Phi_{0m}, \tag{4.101}$$

$$\bar{\theta}_s - \bar{\theta} = \frac{H}{\varkappa u_* \rho c_p} \Phi_{0h}. \tag{4.102}$$

Здесь $\varkappa$ сохраняется для сходства с формулами для других подслоев. Теоретически Φ_{0v}, Φ_{0m} и Φ_{0h} являются универсальными функциями, но функциями большого числа переменных.

Учитывая упомянутые выше свойства приповерхностного течения в число этих переменных необходимо включить: расстояние от нижнего уровня отсчета z; масштаб толщины промежуточного подслоя h; характеризующее динамику турбулентности тангенциальное напряжение трения u_*; коэффициент молекулярной вязкости ν; коэффициент молекулярной диффузии водяного пара k_v; коэффициент термической диффузии k_h; в случне сильно шероховатой поверхности — переменные, описывающие размер, форму, расположение, плотность и степень твердости препятствий — элементов шероховатости; наконец, в случае растительности — некоторые дополнительные переменные, описывающие размер, форму, распределение и плотность элементов листвы и ветвей. Эти переменные могут быть сведены в безразмерные параметры, так что в конечном счете можно записать

$$\Phi_{0v} = \Phi_{0v}(z/h,\ h_+,\ \mathrm{Sc},\ \gamma_{b1},\ \gamma_{b2},\ \ldots,\ \gamma_{sv1},\ \gamma_{sv2},\ \ldots), \tag{4.103}$$

$$\Phi_{0m} = \Phi_{0m}(z/h,\ h_+,\ \gamma_{b1},\ \gamma_{b2},\ \ldots,\ \gamma_{sm1},\ \gamma_{sm2},\ \ldots), \tag{4.104}$$

$$\Phi_{0h} = \Phi_{0h}(z/h,\ h_+,\ \mathrm{Pr},\ \gamma_{b1},\ \ldots,\ \gamma_{sh1},\ \gamma_{sh2},\ \ldots), \tag{4.105}$$

где $h_+ = u_* h/\nu$ — число Рейнольдса; $\mathrm{Sc} = \nu/k_v$ — число Шмидта; $\mathrm{Pr} = \nu/\varkappa$ — число Прандтля; γ_{b1}, γ_{b2}, ... — безразмерные параметры, описывающие геометрию основных элементов шероховатости; γ_{sv1}, γ_{sv2}, ... — безразмерные параметры, описывающие мелкомасштабную структуру и геометрию элементов шероховатости относительно переноса водяного пара; аналогично γ_{sm1}, γ_{sh1} — безразмерные параметры, описывающие мелкомасштабную структуру и геометрию элементов шероховатости соответственно для количества движения и для тепла.

Разумеется, число безразмерных параметров, необходимых для унифицированного анализа всех типов поверхностей, слишком велико, чтобы подобный подход оказался практически пригодным. Как правило, ограничиваются небольшим числом аргументов функций Φ_0.

Хотя большинство естественных поверхностей представляют собой поверхности промежуточного или переходного типа, для более подробного анализа удобно выделить три репрезентативных типа поверхностей. Таковыми являются (см. рис. 3.1): гладкая поверхность, поверхность с элементами шероховатости резких контуров, поверхность проницаемая или поверхность с близко расположенными элементами шероховатости. Эти случаи рассматриваются ниже в параграфах 4.4. В, Г и Д.

4.4. Б. Формулы суммарного переноса скалярных примесей

Средние профили скалярных величин, таких как $\bar{q}$ и $\bar{\theta}$, в приповерхностных подслоях изучены не достаточно. Большинство экспериментальных исследований направлено на определение турбулентных потоков, E и H с помощью измерений $\bar{q}$ и $\bar{\theta}$ вблизи уровня $z=0$ и на различных высотах z в пределах полностью турбулизированного пограничного слоя. Чтобы выявить особенности переноса в приповерхностном подслое, при анализе измерений обычно выделяют в формулах суммарного переноса часть, относящуюся к приповерхностному подслою, и другую часть, относящуюся к динамическому или приземному подслою. Аналогично ситуации, разобранной в параграфе 4.3Б, предполагается наличие зоны перекрытия или, по меньшей мере, прямого контакта между приповерхностным и динамическим подслоем на некотором уровне $z=h$, где соответствующие выражения для профилей могут «совмещаться» или «налагаться» одно на другое. Одним из первых применил эту технику совмещения Свердруп (Sverdrup, 1937). Он предположил, что приповерхностный подслой над океаном является ламинарным. Ниже мы убедимся, что это слишком упрощенное представление. В общем случае формулы суммарного переноса можно выводить следующим образом.

Фиксируя $z=h$, на котором $\bar{q}=q_h$ и $\bar{\theta}=\bar{\theta}_h$, уравнения (4.100) и (4.102) запишемся в виде

$$\bar{q}_s-\bar{q}_h=\frac{E}{\varkappa u_*\rho}\Phi_{0v}(z/h=1,\ \ldots), \tag{4.106}$$

$$\bar{\theta}_s-\bar{\theta}_h=\frac{H}{\varkappa u_*\rho c_p}\Phi_{0h}(z/h=1,\ \ldots), \tag{4.107}$$

где переменные в скобках такие же, как в выражениях (4.103) и (4.105). Отметим, что в ряде опубликованных работ величины

$\varkappa\Phi_{0v}^{-1}(z/h=1, \ldots)$ и $\varkappa\Phi_{0h}^{-1}(z/h=1, \ldots)$ называются коэффициентом переноса массы в приповерхностном подслое, или числом Дальтона приповерхностного слоя

$$\mathrm{Da}_0 = \frac{E}{\rho u_* (\bar{q}_s - \bar{q}_h)}, \tag{4.108}$$

и коэффициентом переноса тепла (или числом Стентона) приповерхностного слоя

$$\mathrm{St}_0 = \frac{H}{\rho u_* c_p (\bar{\theta}_s - \bar{\theta}_h)}. \tag{4.109}$$

Удобно ввести также коэффициент сопротивления в приповерхностном подслое $\varkappa\Phi_{0m}^{-1}(z/h=1, \ldots)$, равный

$$\mathrm{Cd}_0 = u_*^2 / \bar{u}_h^2, \tag{4.110}$$

где $\bar{u}_h$ — средняя скорость на уровне $z=h$. При $z=h$ можно применять формулы динамического подслоя. Согласно (4.13), такая формула для массовой доли водяного пара имеет вид

$$\bar{q}_h - \bar{q}_r = \frac{E}{a_v \varkappa u_* \rho} \ln\left(\frac{z_r - d_0}{h - d_0}\right), \tag{4.111}$$

где $\bar{q}_r$ — массовая доля водяного пара на некотором уровне z_r в динамическом подслое.

Неизвестное и трудно определяемое значение $\bar{q}_h$ можно исключить, предполагая неразрывность величины $\bar{q}$ при $z=h$, т. е. при переходе от одного слоя к другому. Тогда из (4.106) и (4.111) получаем

$$\bar{q}_s - \bar{q}_r = \frac{E}{\varkappa u_* \rho}\left[\Phi_{0v}\left(\frac{z}{h} = 1, \ \ldots\right) + a_v^{-1} \ln\left(\frac{z_r - d_0)}{h - d_0}\right)\right] \tag{4.112}$$

или, согласно (4.6), (4.108), (4.110),

$$\bar{q}_s - \bar{q}_r = \frac{E}{u_* \rho}\left[\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2} + (a_v \varkappa)^{-1} \ln\left(\frac{z_r - d_0}{z_{0m}}\right)\right]. \tag{4.113}$$

Формула суммарного переноса обычно для удобства записывается в терминах коэффициента переноса или еще одного варианта числа Дальтона Ce_r:

$$E = \mathrm{Ce}_r \rho \bar{u}_r (\bar{q}_s - \bar{q}_r), \tag{4.114}$$

где индекс r связан с уровнем отсчета z_r, на котором измеряются значения $\bar{u}$ и $\bar{q}$. Подобным же образом определяется коэффициент сопротивления Cd_r:

$$\mathrm{Cd}_r = u_*^2 / \bar{u}_r^2. \tag{4.115}$$

Формула суммарного переноса (4.113) дает возможность получить следующее выражение для коэффициента переноса водяного пара:

$$\mathrm{Ce}_r = \frac{\mathrm{Cd}_r^{1/2}}{(\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2} + a_v^{-1}\mathrm{Cd}_r^{-1/2})}. \tag{4.116}$$

Чтобы облегчить сравнение с другими работами, отметим, что некоторые авторы (напр., Owen, Thomson, 1963; Chamberlain, 1966) записывали этот результат через величину

$$B=\left[a_v\left(\mathrm{Da}_0^{-1}-a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2}\right)\right]^{-1},$$

т. е. в виде

$$\mathrm{Ce}_r=\frac{a_v\mathrm{Cd}_r^{1/2}}{B^{-1}+\mathrm{Cd}_r^{-1/2}}. \qquad (4.116')$$

Аналогичным образом из (4.107), (4.109), (4.110), (4.16), используя определение коэффициента суммарного переноса тепла (или числа Стентона) Ch_r по формуле

$$H=\mathrm{Ch}_r\rho\bar{u}_r c_p(\bar{\theta}_s-\bar{\theta}_r), \qquad (4.117)$$

получаем

$$\mathrm{Ch}_r=\frac{\mathrm{Cd}_r^{1/2}}{\left(\mathrm{St}_0^{-1}-a_h^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2}+a_h^{-1}\mathrm{Cd}_r^{-1/2}\right)}. \qquad (4.118)$$

Формулы (4.116) и (4.118) помогают исследовать перенос скалярных примесей в приповерхностном подслое. Подобные соотношения также широко используются при анализе экспериментальных данных для расчета

$$\mathrm{Da}_0^{-1}-a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2}=\left(a_vB\right)^{-1},$$

или

$$\mathrm{St}_0^{-1}-a_h^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2}.$$

Определение коэффициентов переноса в приповерхностном подслое рассматривается в параграфах 4.4 В, Г и Д для трех разных типов поверхностей.

Формулы (4.116) и (4.118) были выведены для $z=z_r$ в динамическом подслое или в нейтрально стратифицированном приземном подслое. Теперь можно непосредственно ввести учет влияния устойчивости атмосферы, используя выражение (4.33) вместо (4.13). Поскольку обычно $h-d_0\ll|L|$, так что

$$\Psi_{sm}[(h-d_0)/L]\approx\Psi_{sv}[(h-d_0)/L]\approx 0$$

при $z=z_r$, т. е. на уровне отсчета, расположенном не в нейтральном приземном подслое, получаем выражение

$$\mathrm{Ce}_r=\frac{\mathrm{Cd}_r^{1/2}}{\left(\mathrm{Da}_0^{-1}-a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2}\right)+\left(a_v\varkappa\right)^{-1}\left[\ln\left(\frac{z_r-d_0}{z_{0m}}\right)-\Psi_{sv}\left(\zeta_r\right)\right]} \qquad (4.119)$$

и аналогичное выражение для Ch_r. Отметим, что в случае высокой растительности может получиться, что $h-d_0$ немного меньше по значению, чем $|L|$, и следовательно, функции Φ_{0v}, Φ_{0m}, Φ_{0h} должны также зависеть от параметра устойчивости атмосферы.

Однако в настоящее время об этой зависимости ничего не известно, и в последующих разделах указанные функции считаются нечувствительными к устойчивости атмосферы.

Уже отмечалось, что Свердруп (Sverdrup, 1937) первым предложил модель переноса, включающую два подслоя: приводный слой с молекулярным механизмом диффузии и другой слой с чисто турбулентным переносом. Слой, лежащий возле водной поверхности, принимался стационарным и однородным, но его толщина оставалась определяемым параметром. Близкую в принципиальном отношении модель предложили Китайгородский и Волков (1965). В отличие от них, Шеппард (Sheppard, 1958) не использовал отдельного подслоя молекулярной диффузии, а предполагал, что перенос совершается посредством молекулярной и турбулентной диффузии совместно во всей области от $z=0$ вверх через динамический подслой при эффективном коэффициенте диффузии, равном $\varkappa u_* z + k_v$. Это дало результат, аналогичный (4.116) при $a_v = 1$ и приближенном использовании выражения

$$\ln(\varkappa u_* z_0/k_v)/\varkappa$$

вместо

$$\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2}.$$

В свете последних результатов исследований, которые излагаются в параграфах 4.4. В, Г, Д, предложение Шеппарда оказывается совершенно нереалистичным.

4.4. В. Гладкие поверхности: вязкий подслой

Перенос количества движения

Гидродинамически гладкая поверхность определяется критерием

$$\mathrm{Re}_0 < 0{,}13, \qquad (4.120)$$

где $\mathrm{Re}_0 \equiv u_* z_0/\nu$ — число Рейнольдса для шероховатости. Большинство поверхностей в природе не удовлетворяют этому критерию, но, например, водные поверхности при малых скоростях ветра, снежные равнины и обычный лед являются гладкими поверхностями. Приповерхностный подслой, простирающийся над гладкой поверхностью, обычно называют вязким подслоем. Верхняя граница этого подслоя, показанная на рис. 4.1, выражается равенством

$$h = 30\nu/u_*. \qquad (4.121)$$

Подставляя в (4.3) выражение (4.9) в соответствии с (4.10) приближенно получаем

$$\bar{u}_h/u_* = 13{,}5, \quad \text{т. е.} \quad \mathrm{Cd}_0^{-1/2} = 13{,}5. \qquad (4.122)$$

При $\mathrm{Re} \equiv (u_* z/\nu) < 5\ldots 7$, т. е. в нижней части вязкого подслоя, профиль средней скорости линейный:

$$\bar{u} = u_* \mathrm{Re}; \tag{4.123}$$

причем выше, в интервале высот $5 \leqslant \mathrm{Re} \leqslant 30$, лежит переходный слой, разделяющий слои с линейным и логарифмическим профилями. В литературе (см. Монин и Яглом, 1965) предлагались интерполяционные формулы, пригодные во всем диапазоне Re от линейного до логарифмического профиля (см. рис. 4.1), однако для практических целей достаточно точные результаты дает простая экстраполяция выражений (4.3) совместно с (4.9) и (4.123) в переходную зону (как показано пунктиром на рис. 4.1). Таким образом, эти выражения применимы соответственно над и под точкой их пересечения при $\mathrm{Re} = 11$. Соответственно получается, что $\bar{u}_h/u_* = 11$, следовательно, эта величина близка к приведенной в (4.122).

Коэффициенты переноса в приповерхностном подслое для скалярных величин

Среди безразмерных переменных, входящих в выражение (4.103), только число Sc оказывает воздействие на Da_0. Конечно, над гладкой поверхностью $u_* h/\nu$ — константа, что видно из (4.121), и геометрия элементов шероховатости поверхности не играет роли. Аналогично St_0 зависит только от Pr. В литературе существует общепринятая форма выражения для объединенного члена

$$\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1} \mathrm{Cd}_0^{-1/2},$$

содержащегося в формуле (4.116) или для его теплового аналога в выражении (4.118).

В табл. 4.1 представлен ряд аппроксимаций этого члена, опубликованных за последние годы. Вероятно, эти выражения были выведены независимо и на основе разных моделей, но все они уди-

ТАБЛИЦА 4.1

Выражения для коэффициентов переноса в приповерхностном подслое над гладкими поверхностями при $\mathrm{Re}_0 = (u_* z_0/\nu) < 0{,}13$

Источник	$\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2} = (a_v B)^{-1}$
Френд, Метцнер (Friend, Metzner, 1958)	$11{,}8(\mathrm{Sc}-1)\,\mathrm{Sc}^{-1/3}$
Петухов, Кириллов (1958), Петухов и др. (Petukov e. a., 1961)	$12{,}7\mathrm{Sc}^{2/3} - 12{,}7$
Кадер, Яглом (Kader, Yaglom, 1972), Яглом, Кадер (Yaglom, Kader, 1974)	$12{,}5\mathrm{Sc}^{2/3} - 10{,}24$
Кондо (Kondo, 1975)	$11{,}6\mathrm{Sc}^{2/3} - 12{,}05$
Братсерт (Brutsaert, 1975a)	$13{,}6\mathrm{Sc}^{2/3} - 13{,}5$

вительно схожи. Несомненно, это результат хорошего качества экспериментальных данных для гладкой поверхности. Очевидно и то, что коэффициент переноса в промежуточном слое для гладкой поверхности относительно нечувствителен к тому, каким путем он получен.

В качестве иллюстрации рассмотрим выражение, полученное в работе Братсерта (Brutsaert, 1975а). Исходная модель предусматривает молекулярную диффузию в случайно возникающих вихрях, масштабы длины и времени которых выбираются в соответствии с колмогоровской теорией микроструктуры турбулентности. Принимая линейный профиль средней скорости вблизи поверхности согласно выражению (4.123), получим следующее реше-

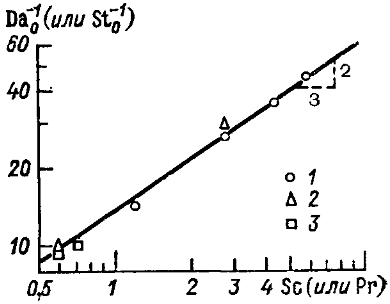


Рис. 4.14. Значения Da_0^{-1} (или St_0^{-1}) как функции числа Шмидта (или Прандтля) для гладкой поверхности, полученные с помощью формул (4.113) и (4.122) при $a_v=1$.

1 — осредненные данные Диппри и Саберского (Dipprey, Sabersky, 1963); *2* — данные Чемберлена (Chamberlain, 1968); *3* — данные Мангареллы и др. (Mangarella e. a., 1971) для нагретой водной поверхности с ветровыми волнами (Brutsaert, 1975a).

ние уравнения молекулярной диффузии для переноса в микромасштабный вихрь, находящийся в контакте с поверхностью:

$$E = C_s \rho k_v^{2/3} (\bar{q}_s - \bar{q}_h)\, u_* \nu^{-2/3}, \qquad (4.124)$$

где C_s — эмпирическая постоянная. Таким образом, число Дальтона для приповерхностного подслоя (см. (4.108)) выражается в виде

$$\mathrm{Da}_0 = C_s \mathrm{Sc}^{-2/3}. \qquad (4.125)$$

Формулы (4.125) и (4.122) при $a_v=1$ дают решения, согласующиеся с экспериментальными данными, показанными на рис. 4.14. Прямая линия с наклоном $^2/_3$ на этом рисунке обозначает приближенно, что $C_s^{-1}=13{,}6$, так что

$$\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2} = 13{,}6\mathrm{Sc}^{2/3} - 13{,}5. \qquad (4.126)$$

Используя этот результат, Мерливат и Коантик (Merlivat, Coantic, 1975) и Мерливат (Merlivat, 1978) исследовали влияние молекулярной диффузии на скорость испарения в турбулентную атмосферу. Они обнаружили, что выражения (4.116) и (4.126) дают удовлетворительные результаты в описании разделения устойчивых изотопов воды $H_2^{16}O$, $H_2^{18}O$ и HDO в процессе испарения с гладкой водной поверхности при $\mathrm{Re}_0<1$. Эти три изотопа с разной молекулярной массой имеют разные коэффициенты молекулярной диффузии и, следовательно, разные числа Шмидта, поэтому интенсивность их испарения тоже должна быть различной.

4.4. Г. Поверхности с резко выраженными элементами шероховатости

Элементы шероховатости будем называть резко выраженными, если они представляют собой непроницаемые препятствия, высота которых меньше характерной ширины, измеренной по нормали к направлению осредненного потока. Примером такого типа поверхности могут быть: вспаханное поле, растения с крупной листвой (например, капуста, свекла), неровная ледяная поверхность и развивающееся волнение.

Перенос количества движения

Поверхность считается гидродинамически шероховатой, если приближенно выполняется следующее условие:

$$\mathrm{Re}_0 > 2. \tag{4.127}$$

Поток между резко выраженными элементами шероховатости состоит из разного типа турбулентных струй и завихрений, существенно меняющихся от места к месту при конвективных положительном и отрицательном ускорениях. Более того, характер потока неизбежно оказывается особым для каждого данного типа конфигурации шероховатости. Следовательно, в этом случае практически невозможно дать общую формулу, подобную выражению (4.101), для профиля средней скорости между элементами шероховатости в терминах разумного числа геометрических параметров γ_{b1}, γ_{b2}, ..., как записано в выражении (4.104). За исключением простейших поверхностей (например, элементов шероховатости с прямоугольными краями) геометрию элементов шероховатости и их среднюю высоту h_0 обычно объединяли и сводили к единому параметру шероховатости z_0. Это равносильно тому, что вместо (4.104) для расчета формулы профиля ветра по (4.101) используется соотношение

$$\Phi_{0m} = \Phi_{0m}\left(\frac{z}{h_0},\ \mathrm{Re}_0\right). \tag{4.128}$$

Соответственно можно ожидать, что Cd_0 в (4.110) будет, по крайней мере, функцией числа Рейнольдса для шероховатости Re_0, определяемой (4.7). Однако особенно при больших числах Рейнольдса, перенос количества движения на поверхности с резкими контурами шероховатости является прежде всего результатом сопротивления формы из-за градиентов локального давления и в меньшей степени — результатом вязких напряжений. Поэтому зависимость Re_0 от Cd_0 может быть обманчиво слабой. Этот вопрос ранее не изучался и в настоящее время об этой зависимости ничего не известно. Тем не менее экспериментальные профили скорости вблизи шероховатых поверхностей (напр., Paeschke, 1937; Liu e. a., 1966) показывают, что при всех допустимых отклонениях логарифмический профиль не наблюдается ниже уровня, где величина $\bar{u}/u_*$ имеет значение около 5 (по данным разных авторов оно изменяется от 4 до 8). Следовательно, если именно это значение выбрать как грубую оценку величины $\bar{u}_h/u_*$ на верхней границе приповерхностного подслоя, то, согласно (4.110), приближенно получим

$$\mathrm{Cd}_0^{-1/2} \simeq 5. \qquad (4.129)$$

Коэффициенты переноса в приповерхностном подслое для скалярных величин

Если влияние толщины промежуточного подслоя и геометрических параметров учтено параметром шероховатости z_0, то очевидно, что, согласно выражению (4.103), Da_0 должно быть функцией от Re_0 и Sc. Подобным образом St_0 есть функция от Re_0 и Pr. Различные выражения для $\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\,\mathrm{Cd}_0^{-1/2}$, предложенные в литературе, не так хорошо согласуются между собой, как в случае гладких поверхностей. Это объясняется тем, что шероховатые поверхности менее изучены, и еще тем, что сопротивление зависит не только от Re_0, но и от геометрической конфигурации и природы элементов шероховатости. Некоторые эмпирические и теоретические выражения приведены в табл. 4.2. Относительно этих формул следует сделать несколько замечаний.

Эмпирическое выражение Шерифа и Гамли (Sheriff, Gumley, 1966) весьма похоже на теоретический результат Братсерта (Brutsaert, 1975a), но это выражение применимо только к переносу тепла

ТАБЛИЦА 4.2

Выражения для коэффициентов переноса в приповерхностном подслое для шероховатых поверхностей с резкими контурами при $\mathrm{Re}_0 > 2$

Источник	Условия применимости	$\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2} = (a_v B)^{-1}$
Диппри, Саберский (Dipprey, Sabersky, 1963)	$1{,}2 \leqslant \mathrm{Pr} \leqslant 6$	$10{,}25\,\mathrm{Re}_0^{0{,}20}\mathrm{Sc}^{0{,}44} - 8{,}48$
Оуэн, Томсон (Owen, Thomson, 1963)	$0{,}7 \leqslant \mathrm{Sc},\ \mathrm{Pr} \leqslant 6$	$2{,}40\,\mathrm{Re}_0^{0{,}45}\mathrm{Sc}^{0{,}8}$
Шериф, Гамли (Sheriff, Gumley, 1966)	$\mathrm{Pr} = 0{,}7$	$7{,}78\,\mathrm{Re}_0^{0{,}199} - 4{,}65$
Доусон, Трэсс (Dawson, Trass, 1972)	$300 \leqslant \mathrm{Sc} \leqslant 4600$	$12{,}87\,\mathrm{Re}_0^{0{,}25}\mathrm{Sc}^{0{,}58} - 8$
Яглом, Кадер (Yaglom, Kader, 1974)	$0{,}7 \leqslant \mathrm{Sc},\ \mathrm{Pr} \leqslant 9$	$0{,}55\,\mathrm{Re}_0^{1/2}(\mathrm{Sc}^{2/3} - 0{,}2) + 9{,}5 - 2{,}12\ln(h_0/z_0)$
Братсерт (Brutsaert, 1975a)	$0{,}6 \leqslant \mathrm{Sc},\ \mathrm{Pr} \leqslant 6$	$7{,}3\,\mathrm{Re}_0^{1/4}\mathrm{Sc}^{1/2} - 5$

Примечание. Для расчета переноса тепла Da_0, Sc и a_v заменяются соответственно на St_0, Pr и a_h.

в воздухе. Эмпирическое выражение Доусона и Трэсса (Dawson, Trass, 1972) менее пригодно для использования в атмосфере, так как рассмотренные ими числа Шмидта слишком велики. Диппри и Саберский (Dipprey, Saberky, 1963) были, вероятно, первыми, кто выполнил подробный анализ данных для переноса тепла способом, пригодным для использования в выражениях (4.116), (4.118) и (4.119). Постоянная 8,48 в их выражении выведена из условия, что $\bar{u}_h/u_* = \ln 30/\varkappa$. Это значение может быть получено из (4.3) в предположении, что верхняя граница промежуточного подслоя находится на высоте $h = 30z_0$, по аналогии с соотношением Никурадзе $h_{0s} = 30z_0$ для шероховатости из гранулированного песка. Однако, как показано в главе 5, высота элементов шероховатости приближается к значениям $7z_0$ или $8z_0$, что с помощью (4.3) дает равенство (4.129). С другой стороны, Оуэн и Томсон (Owen, Thomson, 1963) установили, что отношение $\bar{u}_h/u_*$ настолько мало, что его трудно отличить от нуля. Ясно, что оба значения, а именно $\bar{u}_h/u_* = 8{,}48$ и $\bar{u}_h/u_* = 0$, являются крайностями, так как h скорее всего меньше, чем $30z_0$, и определенно больше нуля. Так или иначе, если во всех выражениях, приведенных в табл. 4.2, $\mathrm{Cd}_0^{-1/2}$ выбирается одним и тем же, то и показатели степени при Re_0 и Sc будут примерно одинаковы.

Оба теоретических выражения, приведенных в табл. 4.2, были получены путем теоретического моделирования течения вблизи поверхности. Теоретический результат Яглома и Кадера (1974) был получен на основе модели коэффициента турбулентной диффузии для приповерхностного подслоя как развитие более ранней модели для гладких поверхностей. Эта модель основана на том, что вблизи гладкой стенки разложение по степеням z среднего профиля $\bar{\theta}$ или $\bar{q}$ состоит из линейного члена и последующего члена четвертого порядка. Поэтому предполагается, что в пределах вязкого подслоя перенос совершается посредством эффективного коэффициента диффузии, который равен молекулярному вблизи поверхности и пропорционален z^3 на некотором расстоянии от нее. Это приводит к следующему выражению для числа Дальтона (ср. с числом Стентона) приповерхностного подслоя:

$$\mathrm{Da}_0 = (h_0 u_*/\nu)^{-1/2} (b_1' \mathrm{Sc}^{2/3} - b_2')^{-1}, \tag{4.130}$$

в котором b_1' и b_2' — эмпирические постоянные; h_0 — средняя высота элементов шероховатости; степень $^2/_3$ при Sc, очевидно, следует из модели с гладкой поверхностью. Величина, соответствующая значению $a_v^{-1}\,\mathrm{Cd}_0^{-1/2}$, становится равной

$$(a_v \varkappa)^{-1} \ln (h_0/z_0) - C_y,$$

где C_y — другая эмпирическая постоянная. Значения этих трех постоянных даны в табл. 4.2.

Теоретическая модель Братсерта (Brutsaert, 1975a) основана на предположении о том, что перенос на поверхности совершается посредством молекулярной диффузии внутрь вихрей колмогоровского масштаба. Эти вихри время от времени обновляются после случайных периодов контакта, в течение которых они, как предполагается, затухают между элементами шероховатости. Этот процесс обновления похож на случайно повторяющиеся циклы выбросов частей жидкости, за которым следует поступление новых свежих частиц, что наблюдалось в ряде случаев при визуальном изучении турбулентных течений (напр., Kim e. a., 1971; Corino, Brodkey, 1969; Grass, 1971). Решение этой задачи о молекуляр-

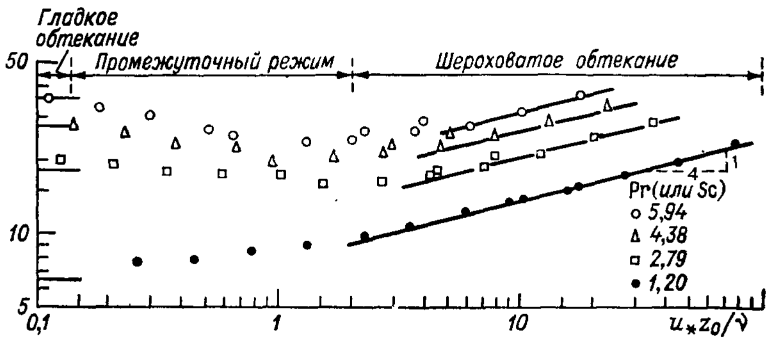


Рис. 4.15. Данные Диппри и Саберского (Dipprey, Sabersky, 1962), представленные в виде зависимости $Cd_r^{1/2}/Ce_r - Cd_r^{-1/2} + 5$ от числа Рейнольдса $Re_0 = u_* z_0/\nu$.

Прямые линии в области гладкого (нулевой наклон) и шероховатого (наклон $1/4$) обтекания — расчет по формулам (4.126) и (4.133); в области гладкого обтекания по оси ординат отложены значения Da_0^{-1}, а в области шероховатого обтекания — значения $Da_0^{-1} - 8{,}5$ (Brutsaert, 1975a).

ной диффузии дает следующее выражение для интенсивности испарения:

$$E = C_R \rho k_v^{1/2} u_*^{3/4} (\bar{q}_s - \bar{q}_h)(\nu z_0)^{-1/4}, \qquad (4.131)$$

где C_R — единственная эмпирическая постоянная. С помощью выражения (4.108) этот результат можно записать в виде

$$Da_0 = C_R Re_0^{-1/4} Sc^{-1/2}. \qquad (4.132)$$

Комбинация формул (4.132) и (4.129) при $a_v = 1$ хорошо согласуется с экспериментальными данными для многообразных шероховатых поверхностей. Это видно из рис. 4.15—4.17, где величина Da_0^{-1}, полученная с помощью (4.116), (4.129) при $a_v = 1$, представлена как функция от Re_0. Приведенные здесь данные получены по измерениям переноса тепла, радиоактивных паров тория-В и влаги с поверхностей, имеющих разный тип элементов шероховатости. Средние значения Da_0^{-1}, приведенные к $Re_0 = 10$, представ-

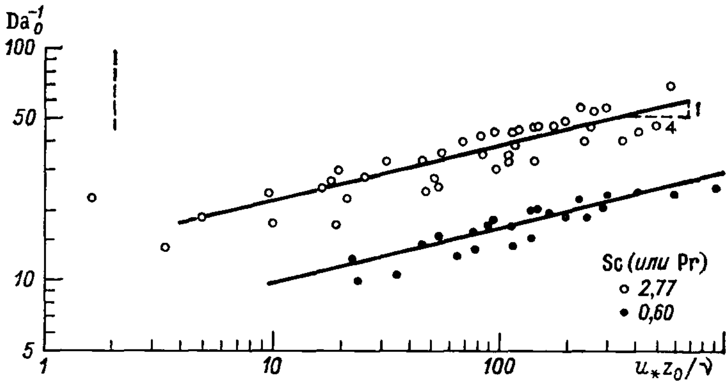


Рис. 4.16. Данные Чемберлена (Chamberlain, 1968), представленные в виде зависимости Da_0^{-1} от числа Рейнольдса $Re_0 = u_* z_0/\nu$.

Точки рассчитаны по соотношениям (4.113) и (4.129) при $a_v=1$; прямые линии с наклоном $^1/_4$, проведенные по этим точкам, хорошо согласуются с расчетами по формуле (4.132) (Brutsaert, 1975a); вертикальная линия — граница, отделяющая переходный режим (слева) от режима развитого шероховатого обтекания.

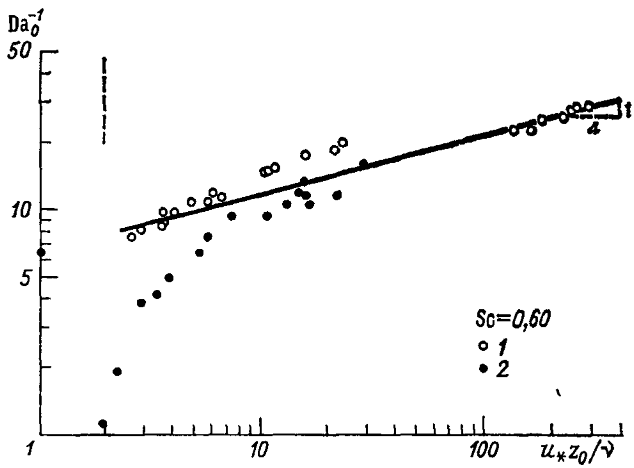


Рис. 4.17. Данные об испарении с водной поверхности при ветровых волнах (Mangarella e. a., 1971).

Величины Da_0^{-1} рассчитаны по формулам (4.113) и (4.129) при $a_v=1$ и представлены как функции от числа Re_0; 1 — для нагретой водной поверхности, 2 — для изотермических водных условий; вертикальная линия — граница режима развитого шероховатого обтекания (Brutsaert, 1975a).

лены в виде функции от Sc на рис. 4.18. Наклон линии составляет $^1/_2$, что согласуется с выражением (4.132). Значение эмпирической постоянной C_R^{-1} полученной из рис. 4.18, составляет примерно 7,3. Подставляя это значение в (4.132), получаем с помощью (4.129) при $a_v=1$ для поверхностей с резкими контурами шероховатости:

$$\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2} = 7{,}3\mathrm{Re}_0^{1/4}\mathrm{Sc}^{1/2} - 5. \qquad (4.133)$$

Экспериментальные данные, использованные при определении C_R, относятся к диапазону $0{,}6 \leqslant \mathrm{Sc}$, $\mathrm{Pr} \leqslant 6$, т. е. именно к диапазону, представляющему интерес в метеорологии.

Соотношение (4.133) было проверено Мерливат (Merlivat, 1978) изотопным методом. Обнаружилось хорошее соответствие

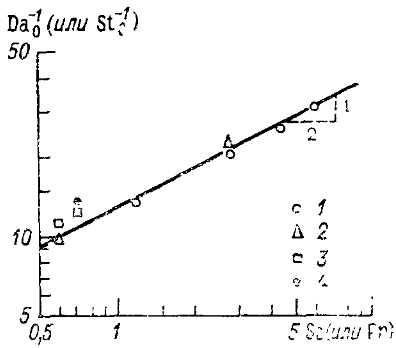


Рис. 4.18. Зависимость Da_0^{-1} для шероховатой поверхности от числа Шмидта. Значения Da_0^{-1}, приведенные к числу $\mathrm{Re}_0=10$, рассчитаны по формулам (4.113) и (4.129) при $a_v=1$.

1 — средние значения по данным Диппри и Саберского (Dipprу, Sabersky, 1962), *2* — по данным Чемберлена (Chamberlain, 1968), *3* — по данным Мангареллы и др. (Mangarella e. a., 1971) для ветровых волн, *4* — по данным Наннера (Nunner, 1956) (Brutsaert, 1975a).

с экспериментальными значениями интенсивности испарения стабильных изотопов воды, а именно $H_2^{16}O$, HDO и $H_2^{18}O$, при волнении на поверхности с характерным значением $\mathrm{Re}_0 \geqslant 1$.

Следует особо подчеркнуть, что имеющиеся экспериментальные данные касаются только чисел Рейнольдса $\mathrm{Re}_0<1$. Поэтому уравнение (4.133) и выражения в табл. 4.2 могут быть недостоверными для очень шероховатых поверхностей, например, при описании переноса тепла, когда z_0 составляет 1 м и более. К тому же данные над поверхностью воды получались в условиях развивающегося ветрового волнения. Поэтому полученные выражения могут быть не справедливы для водных поверхностей с медленно затухающим волнением. Таким образом, для решения обсуждаемых проблем нужны дополнительные исследования.

Выражения, приведенные в табл. 4.1, применимы к области $\mathrm{Re}_0<0{,}13$, а выражения из табл. 4.2 — к области $\mathrm{Re}_0>2$.

Теоретической модели для переходного режима от гладкого потока к шероховатому не существует. В практических целях достаточно применить подходящую интерполяцию. Такими интерполяциями пользовались Яглом и Кадер (1974), Кондо (Kondo, 1975), Братсерт и Чен (Brutsaert, Chan, 1978). Проще всего критерий Мерливат (Merlivat, 1978). По ее наблюдениям, в случае волн на поверхности воды можно использовать соотношение $Re_0 = 1$ как верхний предел достоверности для выражения (4.126) и нижний предел для (4.133).

4.4. Д. Поверхности с проницаемой шероховатостью: подслой растительного покрова

Большая часть земной поверхности покрыта растительностью. Как правило, растения не являются для потока воздуха препятствиями с резкими контурами. Наоборот, растительный покров состоит из элементов шероховатости проницаемой или волокнистой структуры, причем часто эти элементы расположены весьма плотно.

Перенос количества движения

Существует столько типов растительности, что трудно сделать широкое обобщение в виде формул типа (4.101) и (4.104). Принято считать, что в лиственной части плотного, однородного, высокого

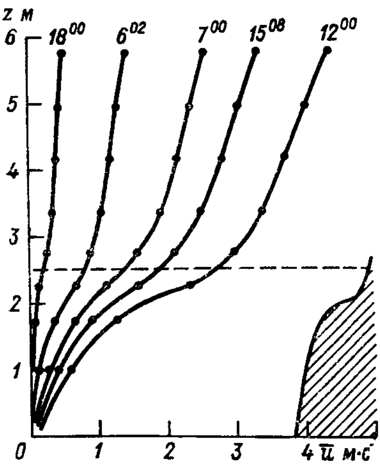


Рис. 4.19. Характерные профили скорости ветра с периодом осреднения 10 мин над посевом кукурузы высотой 2,5 м вблизи Итаки (шт. Нью-Йорк).

Цифры у кривых — момент начала измерений, в левом нижнем углу — профиль плотности листвы (Wright, Brown, 1967).

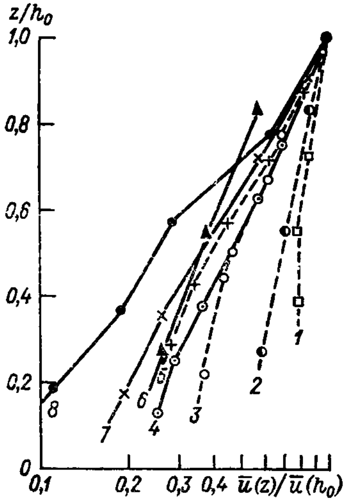


Рис. 4.20. Наблюдаемые профили ветра внутри слоя простых препятствий (Cionco, 1978).

1 — плетеные корзины; *2* — деревянные колья; *3* — подсолнечник; *4* — пластиковые полосы; *5* — деревья; *6* — рис; *7* — зерновые; *8* — пшеница.

растительного покрова профили средней скорости ветра $\bar{u}(z)$ и среднее горизонтальное тангенциальное напряжение $\tau(z)$ описываются убывающими функциями глубины, отсчитываемой вниз от верхней границы растительности (рис. 4.19—4.22). Это было установлено по наблюдениям еще в 1925 г. Гейгером (Geiger, 1961), В литературе опубликован ряд вертикальных профилей $\bar{u}$. Обычный способ получения этих профилей основан на предположении о том, что ветви и листва распределены беспорядочно, т. е. что они действуют как континуальный (непрерывно распределенный) сток для количества движения. Тогда уравнение движения по го-

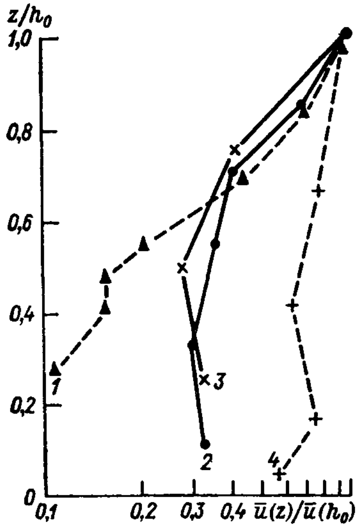


Рис. 4.21. Наблюдаемые профили ветра внутри сложных растительных покровов (Cionco, 1978)

1 — тропический лес, *2* — лиственничная роща, *3* — соя, *4* — цитрусовый сад.

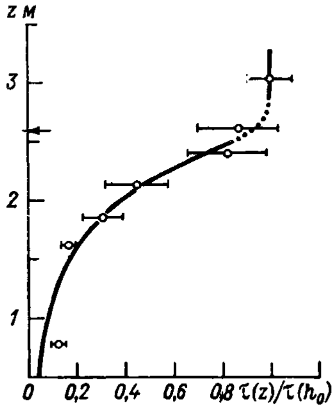


Рис. 4.22. Экспериментальные данные об изменении турбулентного потока количества движения $-\overline{u'w'}$ с высотой внутри посадки кукурузы в Иллинойсе и кривая, изображающая экспоненциальный профиль (4.142) при $a_d=2$.

Стрелкой показана средняя высота растительности h_0 (Hicks, Sheih, 1977).

ризонтали при отсутствии градиента давления можно записать в виде (ср. (3.69)):

$$-d\tau/dz + D_f = 0, \tag{4.134}$$

где $\tau(z)$ — горизонтальное тангенциальное напряжение в воздухе; D_f — член, описывающий сток количества движения, т. е. сопротивление, оказываемое листвой на единицу объема воздуха. Практически во всех работах далее принимается, во-первых, что напряжение пропорционально градиенту скорости, причем используется понятие коэффициента турбулентной (вихревой) вязкости

$$K_m = \frac{(\tau/\rho)}{(d\bar{u}/dz)}, \tag{4.135}$$

во-вторых, что D_f пропорционально $\bar{u}^2$, т. е.

$$D_f = A_f \mathrm{Cd}_f \rho \bar{u}^2/2, \tag{4.136}$$

где A_f — площадь поверхности (обеих сторон) листвы, приходящаяся на единицу объема воздуха, $A_f = A_f(z)$; Cd_f — коэффициент сопротивления листвы. Величина A_f связана с индексом площади листьев LAI (leaf area index), определяемым как площадь (с одной стороны) листвы, приходящаяся на единицу площади поверхности почвы. Связь эта выражается интегралом

$$\mathrm{LAI} = \int\limits_0^{h_0} A_f\, dz/2.$$

Для данного A_f и z в данном типе растительности Cd_f, вероятно, является функцией числа Рейнольдса

$$\mathrm{Re}_L = \bar{u} L_f/\nu,$$

где L_f — характерный масштаб размера листьев, а именно:

$$Cd_f = a\,\mathrm{Re}_L^b,$$

где a и b в первом приближении — константы. Для единичных объектов различной формы и с различными углами атаки значения a и b можно рассчитать (напр., Schlichting, 1960). Для реальных растительных покровов подобная задача чрезвычайно усложняется из-за сложности распределений углов атаки для отдельных листьев, а также различий в их форме и взаимном расположении, зависящих от плотности лиственного покрова $A_f(z)$. Том (Thom, 1971) пришел к заключению, что для моделей сельскохозяйственных культур в виде цилиндров и для бобовых культур Cd_f пропорционально $\bar{u}^{-1/2}$; к этому же выводу пришли Иноэ и Учидзима (Inoue, Uchijima, 1979) для риса и кукурузы, но разброс оказался очень велик. Сегинер и др. (Seginer e. a., 1976) получили, что $b = 0$ для модели покрова из тонких реек. Отметим, что при континуальном моделировании, включающем параметризацию с помощью уравнений для среднего ветра, детали течения и точность значений Cd_f не слишком существенны.

Уравнение (4.134) при использовании (4.135) и (4.136), вероятно, впервые применили около 1960 г. Ордуей и др. (Ordwey e. a., 1963), а также Тан и Линг (Tan, Ling, 1963), решив его численным методом. В зависимости от задаваемого вида K_m и $A_f Cd_f$, можно получить разные профили скорости ветра. Так, полагая постоянным путь смешения l_c в растительном покрове, так что

$$K_m = l_c^2 \left| d\bar{u}/dz \right|,$$
$$A_f Cd_f = \mathrm{const},$$

получаем экспоненциальный профиль, выведенный независимо Иноэ (Inoue, 1963) и Чионко (Cionco, 1965):

$$\bar{u} = \bar{u}(h_0) \exp\left[-a_w \left(1 - \frac{z}{h_0}\right)\right], \tag{4.137}$$

где $\bar{u}(h_0)$ — средняя скорость ветра на уровне $z=h_0$; a_w — параметр затухания или поглощения.

Предполагая, что в растительном покрове

$$K_w/\bar{u} = [K_m(h_0)/\bar{u}(h_0)]$$

и что $A_f \mathrm{Cd}_f = \mathrm{const}$, Коуен (Cowan, 1968) получил профиль, имеющий вид гиперболического синуса:

$$\bar{u} = \bar{u}(h_0)\left[\frac{\sin\mathrm{h}\left(a'_w z\right)}{\sin\mathrm{h}\left(a'_w h_0\right)}\right]^{1/2}, \tag{4.138}$$

где a'_w — параметр. Это равенство удовлетворяет условию $\bar{u}=0$ на уровне почвы. Наконец, если и K_m и $A_f \mathrm{Cd}_f$ выбраны как постоянные, то получается выражение (Landsberg, James, 1971; Thom, 1971)

$$\bar{u} = \bar{u}(h_0)\left[1 + a''_w\left(1 - \frac{z}{h_0}\right)\right]^{-2}, \tag{4.139}$$

где a''_w — еще один параметр.

Приведенные выше выражения для профиля скорости получены на основании весьма разных предположений относительно K_m или $A_f \mathrm{Cd}_f$, которые не легко доказать. Тем не менее все три функции показывают, что скорость затухает с глубиной. Разница между ними лежит в пределах разброса, наблюдаемого при использовании данных полевых опытов. Более серьезная проблема состоит в том, что в некоторых покровах с лиственной частью возле вершины и относительно пустым пространством возле стволов у поверхности почвы наблюдается вторичный максимум скорости ветра (см,. напр., Lemon e. a., 1970; Oliver, 1975). Монотонно затухающие профили типа (4.137)—(4.139) непригодны для описания этого явления. Делались попытки учесть его в теоретических моделях (напр., Kondo, Akashi, 1976; Shaw, 1977), но трудности остаются. Впрочем, среди проблем турбулентного обмена между растительностью и атмосферой эта проблема наименее важная. Воздушный поток над растительностью взаимодействует главным образом со слоями, расположенными возле вершин растительного покрова, и гораздо меньше со слоями, расположенными у поверхности почвы.

В настоящее время экспоненциальный профиль нашел наиболее широкое применение; его практическая пригодность хорошо известна. И все же дальнейшая разработка вопроса представляет интерес. Простой вывод экспоненциальной формулы для профиля, при котором не нужны формальные гипотезы о пути смешения, выполняется следующим образом. Исходным является уравнение (4.134), в котором член, выражающий сток количества движения, принимается пропорциональным интенсивности турбулентности, т. е. значению турбулентной кинетической энергии $\bar{e}_t$ (см. (3.64)). Последнюю, в свою очередь, можно считать пропорциональной ковариации турбулентных пульсаций скоростей $-\overline{u'w'}=u^2_{*c}$. Это дает возможность принять

$$D_f = 2\gamma_d \rho u^2_{*c}, \tag{4.140}$$

где γ_d — параметр, характеризующий передачу количества движения листве; он может зависеть от u_{*c} и от z, но для однородного покрова и потоков с большими числами Рейнольдса в первом приближении его, вероятно, можно принять постоянным. Удобно нормировать параметр γ_d с помощью средней высоты препятствий шероховатости

$$\gamma_d = a_d/h_0. \tag{4.141}$$

Интегрируя выражение (4.134) с учетом (4.140) и (4.141), получаем

$$\frac{\tau(z)}{\tau(h_0)} = \frac{u^2_{*c}(z)}{u^2_*(h_0)} = \exp(-2a_d\xi), \tag{4.142}$$

где

$$\xi = (h_0 - z)/h_0 \tag{4.143}$$

нормированная глубина, отсчитываемая в глубь растительного покрова. Опубликовано очень мало данных о значениях $\tau(z)$. Данные Сегинера и др. (Seginer, 1976), измерявших $\overline{u'w'}$, и данные Финнигана и Малхерна (Finnigan, Mulhearn, 1978) для искусственных покровов свидетельствуют в пользу экспоненциального профиля (4.142). Хикс и Шейх (Hicks, Sheih, 1977), данные которых показаны на рис. 4.22, обнаружили, что соотношение (4.142) при $a_d=2$ хорошо описывает результаты их измерений ковариаций $\overline{u'w'}$ в плотном покрове незрелой кукурузы вплоть до нижнего значения $\xi=0{,}7$. Если к тому же считать достоверным в этих условиях выражение (4.136), то путем сравнения с (4.140) и (4.142) получим для однородного плотного покрова выражение $\bar{u}$ в виде

$$\bar{u} = \bar{u}(h_0)\exp(-a_w\xi). \tag{4.137$'$}$$

Этот вывод при условии, что $A_f=\text{const}$, дает

$$a_w = a_d(1 + b/2)^{-1}.$$

Таким образом, хотя экспериментальных данных о взаимосвязи между a_w и a_d в условиях полностью турбулизированного потока практически нет, значения этих величин не должны сильно различаться.

На рис. 4.20 и 4.21 показаны наблюдаемые профили средней скорости для разных типов естественных покровов и для их моделей. Мы видим, что в случае простых покровов выражение (4.137′) оказывается достаточно точным вплоть до высоты $0{,}1h_0$; для более сложных растительных покровов, таких как на рис. 4.21, это выражение оказывается точным только в верхней половине растительного покрова.

Параметр затухания a_w определялся для растительных покровов разного типа. Например, Чионко (Cionco, 1972) предложил считать, что значение a_w возрастает при увеличении как плотности, так и гибкости растений. В его обзоре имеющихся экспериментальных данных сделаны следующие выводы: значения a_w изменяются примерно от 0,4 до 0,8 для редко расставленных элементов (цитрусовые сады, деревянные колья, корзины), от 1 до 2 для относительно плотных, полужестких элементов (кукуруза, рис, лиственница, ели, подсолнечник, полосы из пластика), от 2 до 4 для плотных гибких элементов (пшеница, овес, незрелая кукуруза). Таблица 4.3, составленная по данным Иноэ и Учидзима (Inoue, Uchijima, 1979), иллюстрирует изменения a_w по мере роста растений.

ТАБЛИЦА 4.3

Значения коэффициентов затухания a_w в выражении для профиля средней скорости в период роста кукурузы (Inoue, Uchijima, 1979)

Высота h_0 см	a_w	Средняя плотность площади листвы A_f см^2 · см$^{-3}$
50	1,6	0,022
140	2,0	0,036
225	2,6	0,038
277	3,0	0,030

В более фундаментальном подходе Кондо (Kondo, 1971, 1972) величина a_w соотносится с высотой вытеснения d_0:

$$a_w = \frac{A_k h_0}{(h_0 - d_0)}; \tag{4.144}$$

причем по результатам опытов было обнаружено, что A_k является постоянной величиной, ее значение немного меньше или равно единице. Так как d_0 составляет около $2h_0/3$, в качестве репрезентативной оценки для плотной растительности (когда нет никакой другой информации) можно принять $a_w = 3$ (см., напр., Brutsaert, 1975c).

Коэффициент турбулентной вязкости, определенный согласно (4.135), выражается в виде

$$K_m = K_m(h_0)\exp(-a_m \xi), \tag{4.145}$$

где $K_m(h_0)$ — значение K_m при $z = h_0$; $a_m = (2a_d - a_w)$ — параметр затухания, величина которого близка к a_d и a_w (рис. 4.23).

Значения $\bar{u}(h_0)$, $u_{*c}(b_0)$ и $K_m(h_0)$, необходимые для расчетов по формулам (4.137), (4.142) и (4.145), обычно выбираются при совместном рассмотрении этих формул с соответствующими формулами динамического подслоя при $z=h_0$. Фактически предполагается, что средняя высота растений h_0 совпадает с нижней границей приземного подслоя при $z=h$. Предположение о том, что переход из подслоя растительного покрова в динамический подслой совершается внезапно при $z=h_0$, вероятно, аналогично прямому сочетанию (4.123) с (4.3) для гладкой поверхности, как это показано пунктиром на рис. 4.1. Хотя это и слишком большое упрощение, подобный подход можно принять за первое приближение. Соответственно за величину $u_{*c}(h_0)$ в (4.142) принимается u_*. Величина

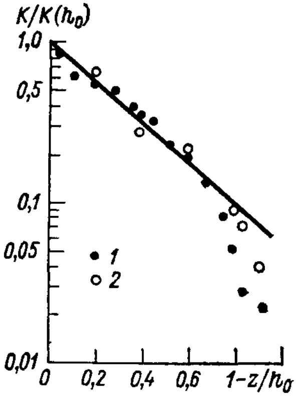


Рис. 4.23. Нормированные профили коэффициентов турбулентной вязкости (*1*) и коэффициентов турбулентной диффузии (*2*) внутри посадки кукурузы вблизи Итаки (шт. Нью-Йорк).

Прямая линия — расчет по формулам (4.145) и (4.150) при $h_0=2{,}5$ м, $a_m=a_s=2{,}88$ (Wright, Brown, 1967).

$K_m(h_0)$ в (4.145) находится, в силу (4.135), из условия логарифмического профиля средней скорости:

$$K_m(h_0) = \varkappa u_*(h_0 - d_0). \tag{4.146}$$

Подобным образом средняя скорость $\bar{u}(h_0)$ получается путем подстановки $z=h_0$ в формулу (4.6). Как будет показано в главе 5, z_0 и d_0 соответствуют величинам $h_0/8$ и $2h_0/3$. Отсюда, если $z=h_0$ выбрано как толщина подслоя растительности, так что $\bar{u}_h=\bar{u}(h_0)$, то коэффициент сопротивления слоя растительности Cd_0, определяемый по формуле (4.110), приближенно равен

$$\mathrm{Cd}_0^{-1/2} \simeq 2{,}5. \tag{4.147}$$

Коэффициенты переноса в приповерхностном подслое для скалярных примесей

Выражения (4.106) и (4.107) совместно с (4.103) и (4.105) показывают, от какого типа переменных могут зависеть коэффициенты переноса Da_0 и St_0. Однако для реальной растительности очень трудно предложить что-нибудь более конкретное, чем это формальное обобщение. По сравнению с работами для гладких поверхностей и поверхностей с резко выраженными элементами шероховатости имеется лишь незначительное число экспериментальных и теоретических работ, в которых получались бы общие и при этом практически полезные формулы для коэффициентов суммарного переноса в случае поверхностей с проницаемыми элементами шероховатости. Ввиду большого разнообразия растительных покровов получение строгих формул, основанных на теории подобия, представляется невозможной задачей. Для хорошего понимания проблемы нужна еще большая исследовательская работа. Однако некоторые уже полученные результаты могут с пользой применяться на практике при решении проблемы испарения и переноса тепла у поверхности земли.

Результаты опытов, опубликованные Чемберленом (Chamberlain, 1966), Стюартом и Томом (Stewart, Thom, 1973), Гарратом и Хиксом (Garratt, Hicks, 1973), Гарратом (Garratt, 1978b), Гарратом и Фрэнси (Garratt, Francey, 1978), а также теоретические исследования Коуена (Cowan, 1968), Тома (Thom, 1972) и Братсерта (Brutsaert, 1979a) указывают на резкое различие между свойствами суммарного переноса скалярных примесей у поверхностей с проницаемой шероховатостью и у поверхностей с резкими контурами элементов шероховатости. Более конкретно: в указанных работах установлено, что при переносе тепла и массы над растительным покровом величина

$$\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}^{-1/2}, \text{ равная} (a_v B)^{-1},$$

сравнительно мало чувствительна к изменениям z_0 и слабо зависит от u_*.

Так, например, Чемберлен (Chamberlain, 1966) получил довольно полный ряд данных по переносу газов через поверхность, покрытую искусственной или естественной травой. В случае осаждения тория-В на поверхность с искусственной травой значения

$$a_v(\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}^{-1/2}), \text{ равные } B^{-1},$$

колебались в пределах 6,1—12,8 при изменении u_* от 12,8 до 200 см·с$^{-1}$. В случае испарения с влажной травы величина B^{-1} колебалась в узком диапазоне от 4,3 до 7,3, в то время как значения u_* изменялись от 15,8 до 170 см·с$^{-1}$. Гаррат и Хикс (Garratt, Hicks, 1973), опиравшиеся на иные данные, отмечали, что величина B^{-1} по экспериментальным данным для растительного покрова не очень чувствительна к изменениям числа Re_0, что прямо противоположно поведению B^{-1} в случаях с резко выраженными элементами шероховатости. Гаррат (Garratt, 1978b) пришел к выводу о том, что значение $\varkappa B^{-1}$ для переноса тепла составляет примерно $2{,}5 \pm 0{,}5$ над саванной, т. е. над плоской шероховатой поверхностью, 25 % которой покрыты высокими деревьями средней высотой около 8 м, примерно 65 % — сухой травой высотой 1 м и 10 % — выгоревшей травой и песчаной почвой. Хотя температура поверхности для указанных трех типов растительности была разная, для анализа данных о переносе тепла была определена общая эффективная температура поверхности с помощью самолета и с помощью наземных радиометрических наблюдений. Некоторые результаты опытов по определению $\varkappa B^{-1}$ систематизированы на рис. 4.24.

При теоретическом анализе проблемы можно использовать те же приемы, которые были положены в основу вывода уравнений (4.134)—(4.136) для переноса количества движения. Турбулентный перенос любой инертной скалярной величины в воздушном течении описывается уравнением

$$-\frac{dF}{dz}+S_f=0, \tag{4.148}$$

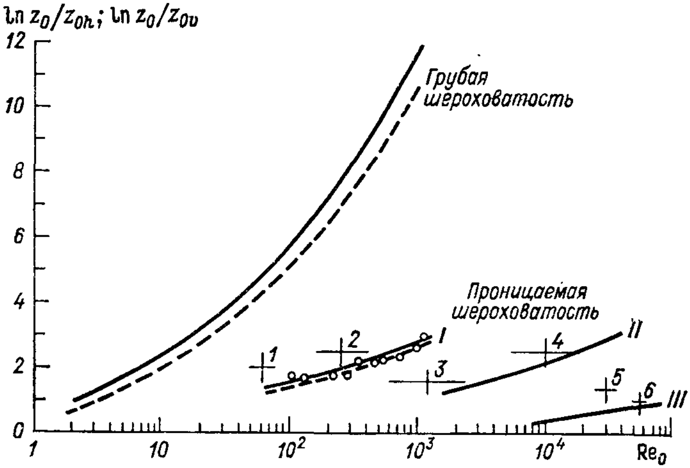


Рис. 4.24. Сравнение экспериментальных и расчетных значений величин $\varkappa B^{-1}=\varkappa\left(a_h\mathrm{St}_0^{-1}-\mathrm{Cd}_0^{-1/2}\right)=\ln\left(z_0/z_{0h}\right)$ для переноса тепла (сплошные линии) и $\varkappa B^{-1}=\varkappa\left(a_v\mathrm{Da}_0^{-1}-\mathrm{Cd}_0^{-1/2}\right)=\ln\left(z_0/z_{0v}\right)$ для испарения с влажной поверхности (пунктирные линии) как функций числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_0=u_*z_0/\nu$ (Brutsaert, 1979a).

Кривые для травы (I), зерновых (II) и соснового леса (III) рассчитаны по формулам (4.162) и (4.160) при Pr=0,71 (Sc=0,59), C_L=0,25, m=0,25, n=0,36; точки *1—6* — экспериментальные данные о переносе тепла, полученные Гарратом и Хиксом (Garrat, Hicks, 1973) и Гарратом и Фрэнси (Garrat, Frencey, 1978): *1* — короткая трава, *2* — трава средней высоты, *3* — бобовые культуры, *4* — кустарниковая саванна, *5* и *6* — сосновый лес (горизонтальные линии у точек показывают диапазон значений Re_0, вертикальные — стандартные отклонения исследуемых величин); точки на теоретической кривой I получены Чемберленом (Chamberlain, 1966); кривые для грубой шероховатости получены по формулам (4.133) или (5.28), (5.29).

где F — вертикальный удельный поток примеси в воздухе среди растительного покрова; S_f — распределенный источник (или сток) примеси, стекающей с поверхности листвы или поглощаемой этой поверхностью. Аналогично формуле (4.135) для количества движения, коэффициент турбулентной диффузии можно представить в виде

$$K_c=\frac{-(F/\rho)}{(d\bar{c}/dz)}, \tag{4.149}$$

где $\bar{c}$ — концентрации рассматриваемой примеси. Для явного тепла эта величина равна $\bar{c}=c_p\bar{\theta}$; для водяного пара $\bar{c}=\bar{q}$. Уравнения (4.148) и (4.149) служат основой для многих численных моделей, которые, начиная с модели Филипа (Philip, 1964), использовались для воспроизведения турбулентного переноса в растительных покровах. В принципе численные решения допускают значительную изменчивость и гибкость в принимаемых граничных условиях, а также в выборе значений K_c и S_f для разных типов растительности. С другой стороны, аналитические решения в тех случаях, когда они доступны, обычно способствуют более четкой параметризации процесса переноса. Определение коэффициентов суммарного переноса, согласно выражениям (4.114) и (4.117), требует знания концентрации $\bar{c}_s$ на поверхности элементов листвы. Это значение не меняется с высотой. Для случая постоянного значения $\bar{c}_s$ различные аналитические решения были выведены в работе Коуена (Cowan, 1968), Тома (Thom, 1972) и Братсерта (Brutsaert, 1979a). Работа Коуена, как наиболее общая, излагается в последующих главах в качестве иллюстрации результатов, которые можно получить при помощи подобного анализа.

Для решения уравнения (4.148) при условии (4.149) необходимо предварительно определить функциональный вид K_c и S_f. Из литературы известно, что по крайней мере в случае плотных верхних слоев, что характерно для многих типов растительных покровов, коэффициент турбулентной диффузии скалярной примеси можно описать экспоненциальным профилем, подобным профилям $\bar{u}$, u_* и K_m (см. рис. 4.23). Это значит, что несмотря на возможные существенные возражения аналогия Рейнольдса может использоваться как рабочее приближение и что соотношения между потоками и градиентами для скалярных примесей приблизительно аналогичны таким соотношениям для количества движения. Профиль коэффициента турбулентной диффузии для однородного растительного покрова можно поэтому выразить в виде

$$K_c = K_c(h_0)\exp(-a_s\xi), \tag{4.150}$$

где a_s — параметр; он имеет тот же порядок, что и величина a_w в (4.137) или a_m в (4.145). Большинство значений $K_c(z)$ в прошлом получали с помощью метода теплового баланса, применяемого к разным уровням внутри растительного покрова.

Первыми этот метод применили Саито (Saito, 1962) (для пшеницы) и Учидзима (Uchijima, 1962) (для рисового поля). Согласно Учидзиме и Райту (Uchijima, Wright, 1964), значения K для риса, полученные Учидзимой (Uchijima, 1962), согласуются с расчетами по формуле (4.150) при $a_s=3{,}1$. Близкие результаты получили Браун и Ковей (Brown, Covey, 1966) при $a_s=2{,}6$ для зерновых; Денмид (Denmead, 1964), Браун и Ковей (Brown, Covey, 1966) при $a_s=4{,}25$ для соснового леса; Лемон (Lemon, 1965) при $a_s=2{,}5$ для красного клевера; Райт и Браун (Wright, Brown, 1967) при $a_s=2{,}88$ (и $a_s=a_w$) для кукурузы (см. рис. 4.23); Учидзима

(Uchijima, 1970) при $a_s=2{,}46...\ 2{,}88$ для пшеницы. При ином определении $K_c(z)$ Мерони (Meroney, 1970) решил уравнение конвективно-турбулентной диффузии, используя измерения горизонтальных и вертикальных градиентов концентрации струи гелия внутри модели лесного покрова в аэродинамической трубе. В этом случае полученные значения коэффициента турбулентной диффузии $K_c(z)$ оказались весьма близкими к рассчитанным по выражению (4.150). Следует, однако, отметить, что выражение (4.150), вероятно, справедливо только для покрова с достаточно однородным распределением площади листвы $A_f(z)$. Иноэ и Учидзима (Inoue, Uchijima, 1979) получили профили $K(z)$ для рисового покрова при значительной концентрации площади листвы на средних уровнях, которые существенно отличались от (4.150).

Член, описывающий источник S_f в (4.148), определяет поток с поверхности отдельных листьев и участков ствола в растительном покрове. Он выражается аналогично (4.140) с помощью формулы суммарного переноса

$$S_f = A_f \mathrm{Ct}_f \rho u_{*c} (\bar{c}_s - \bar{c}), \tag{4.151}$$

где Ct_f — коэффициент суммарного переноса от элементов листвы. Согласно анализу размерностей и известным данным о коэффициентах для листвы разных геометрических форм, этот коэффициент выражается в виде

$$\mathrm{Ct}_f = C_L \mathrm{Re}_{*c}^{-m} \mathrm{Sc}^{-n}, \tag{4.152}$$

где Re_{*c} — локальное число Рейнольдса для растительного покрова, $\mathrm{Re}_{*c} = u_{*c} L_f / \nu$; L_f — характерный размер элементов листвы; Sc — число Шмидта; C_L, m и n — параметры, характеризующие форму, плотность, скученность и ориентацию листвы, влияющие на интенсивность турбулентности. В обзоре вероятных значений этих параметров, опубликованном Братсертом (Brutsaert, 1979a, Appendix B), показано, что показатели степени в выражении (4.152) лежат в довольно узком диапазоне значений: $^1/_5 \leqslant m \leqslant {}^1/_2$ и $^1/_2 \leqslant n \leqslant {}^2/_3$. Однако этот экспериментальный результат нельзя считать окончательным. В выражениях (4.151) и (4.152), как и в выражении (4.140), в качестве масштаба скорости использовано u_{*c}. Можно, однако, в качестве масштаба скорости использовать среднюю скорость ветра $\bar{u}$, как, например, в выражении (4.136). Тем не менее ввиду сходства между (4.142) и (4.137) представляется, что с практической точки зрения разница должна быть незначительна. Локальная динамическая скорость, вероятно, более пригодна в качестве меры интенсивности турбулентности. Поэтому если значения скорости $\bar{u}$ использовать в выражениях (4.151) и (4.152), то параметр C_L может быть преобразован простым умножением его на отношение $(u_{*c}/\bar{u})^{1-m}$. Эта величина, согласно (4.147), имеет порядок $(2{,}5)^{m-1}$.

Если $\bar{c}_s$ принимается за постоянную, то удобно нормировать концентрацию, принимая

$$\chi = \frac{(\bar{c}_s - \bar{c})}{(\bar{c}_s - \bar{c}_h)}, \tag{4.153}$$

где $\bar{c}_h$ — концентрация в воздухе при $z=h_0$. Таким образом, объединяя выражения (4.148) и (4.149) с учетом (4.153), получим

$$\frac{d^2\chi}{d\xi^2} + C_1 \frac{d\chi}{d\xi} - C_2 e^{N\xi} = 0, \tag{4.154}$$

где $C_1 = -a_s$.

$$C_2 = \frac{A_f C_L h_0^2}{a_c \varkappa (h_0 - d_0) \mathrm{Re}_*^m \mathrm{Sc}^n}, \tag{4.155}$$

$$N = -a_d (1 - m) + a_s. \tag{4.156}$$

В выражении (4.155) a_c является аналогом a_v и a_h для любой скалярной примеси, а Re_* определяется по формуле

$$\mathrm{Re}_* = \frac{u_* L_f}{\nu}, \tag{4.157}$$

где u_* — динамическая скорость при $z=h_0$, которая принимается такой же, как в приземном подслое над растительным покровом. Для вывода выражения для суммарного коэффициента переноса выбираются следующие граничные условия:

$$\chi = 1, \quad \xi = 0$$
$$\chi \to 0, \quad \xi \text{ очень велико.} \tag{4.158}$$

Второе условие получается из предположения о том, что возле верхней границы растительного покрова эффект поверхности почвы «не ощущается», так что точность задания условий на поверхности почвы несущественна. Фактически такое же предположение было принято при получении экспоненциальных профилей (4.137), (4.142), (4.145) и (4.150). Решение (4.154) при условии (4.158) позволяет рассчитать удельный поток F_0 при $z=h_0$, т. е. полный удельный поток с растительного покрова, с помощью (4.149) при использовании (4.150). Решение имеет вид

$$F_0 = -a_c \varkappa \left[(h_0 - d_0)/h_0\right] \rho u_* (\bar{c}_s - \bar{c}_h) G_0, \tag{4.159}$$

где $G_0 = d\chi/d\xi$ при $\xi = 0$. В частном случае, когда $a_s = a_d = a$, величина G_0 выражается в виде

$$G_0 = -C_2^{1/2} K_{\lambda-1}\left(\frac{2C_2^{1/2}}{ma}\right) \Big/ K_\lambda \left(\frac{2C_2^{1/2}}{ma}\right), \tag{4.160}$$

где C_2 определено формулой (4.155), а

$$K_\lambda \left(\frac{2C_2^{1/2}}{ma}\right)$$

— модифицированная функция Бесселя второго рода порядка $\lambda = m^{-1}$ (см., напр., Abramowitz, Stegun, 1964). Функция $G_0 = G_0(C_2)$ показана на рис. 4.25 для типичных значений параметров a и m. Поток F_0 соответствует значениям E и H, рассчитанным по формулам (4.108) и (4.109). Следовательно, число Даль-

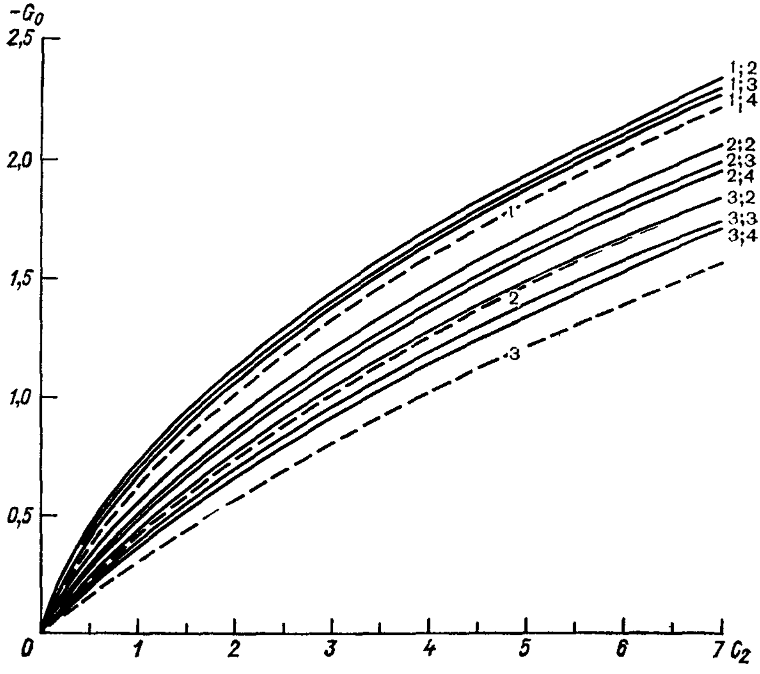


Рис. 4.25. Функция $-G_0 = -G_0(C_2)$, рассчитанная по формуле (4.160) (Brutsaert, 1979a).

Цифры у сплошных кривых: первая — значения $a = a_s = a_d$, вторая — значения m^{-1}; пунктирные кривые рассчитаны по формуле (4.154) при $N = 0$, цифры у этих кривых — значения a.

тона (или Стентона) для приповерхностного подслоя в случае растительного покрова равно

$$\mathrm{Da}_0 = a_v \varkappa [(h_0 - d_0)/h_0](-G_0), \tag{4.161}$$

Это равенство можно использовать в выражении (4.116) (или в (4.118)) в следующем виде:

$$\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2} = (a_v \varkappa)^{-1} \left\{\left[\frac{h_0}{(h_0 - d_0)(-G_0)}\right] - \ln\left[\frac{(h_0 - d_0)}{z_0}\right]\right\}. \tag{4.162}$$

При отсутствии информации о величинах z_0 и d_0 правую часть выражения (4.162) можно приближенно представить в виде

$$2{,}5\,[3/(-G_0) - 1].$$

Экспериментальные данные Чемберлена (Chamberlain, 1966) о значениях $\varkappa B^{-1}$ для травянистой поверхности вполне подходят для обратной задачи, т. е. для определения параметров в выражении (4.152). Сравнивая теоретические результаты (4.162) и (4.160) для $a=2$ с этими данными (рис. 4.26), удается получить следующие значения: $C_L=0{,}25$, $m=0{,}25$, $n=0{,}36$. Анализ данных только по торию-В позволил получить несколько другие значения: $C_L=0{,}29$, $m=0{,}25$ и $n=0{,}5$. Оба набора параметров, если их применить к непосредственным расчетам, дают близкие результаты. Эти значения получены только по единичному набору экспериментальных данных и для конкретной теоретической модели. По-

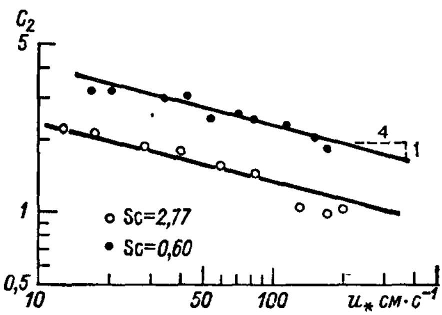


Рис. 4.26. Данные измерений выпадения сухого тория-В и испарения воды с увлажненной искусственной травы, полученные Чемберленом (Chamberlain, 1966) и систематизированные с помощью формул (4.160) и (4.162) (см. рис. 4.25) при $a=2$, $m=1/4$ (Brutsaert, 1979a).

Параметры травяного покрова: $h_0=7{,}5$ см, $A_f=0{,}58$ см$^{-1}$, $z_0=1$ см, $d_0=5$ см; прямые линии — расчет по формуле (4.155) при $C_L=0{,}25$ и $n=0{,}36$.

этому их надо считать ориентировочными, а исследования необходимо продолжить. Тем не менее, как следует из обзора Братсерта (Brutsaert, 1979a, Appendix B), эти значения имеют разумный порядок величины.

Результаты теоретического анализа переноса тепла для кукурузы и для осинового леса с параметрами, полученными для травы, приведены на рис. 4.24. Подробности расчетов и выбора параметров растительного покрова a, L_f, h_0, z_0, d_0 можно найти в работе Братсерта (Brutsaert, 1979a). Как нетрудно убедиться, теория вполне соответствует имеющимся экспериментальным данным.

Результаты расчетов, приведенные на рис. 4.24, подтверждают предшествующие систематизации экспериментальных данных о величине

$$\varkappa a_v(\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}^{-1/2}) \equiv \varkappa B^{-1}.$$

Эти расчеты согласуются с экспериментами (Chamberlain, 1966, 1968; Garratt, Hicks, 1973), показывающими, что величина $\varkappa B^{-1}$ как функция Re_0 попадает в какую-либо из двух категорий: в случае поверхности с резко выраженными элементами шероховатости она, согласно соотношению (4.133), резко увеличивается (вплоть до $\mathrm{Re}_0=1000$), но для поверхности с густо расположенными проницаемыми элементами шероховатости значение величины $\varkappa B^{-1}$, согласно (4.160), относительно нечувствительно по отношению к изменениям Re_0. Более тщательный анализ рассчитанных примеров показывает, что $\varkappa B^{-1}$ в малой степени зависит от u_* и практически не зависит от z_0. Действительно, z_0 непосредственно не фигурирует в (4.160) и (4.155). В теоретической модели $\varkappa B^{-1}$ может быть полностью независима от u_*, как показывают некоторые полевые данные (напр., Garratt, 1978b; Garratt, Francey, 1978), при условии, если в выражении (4.152) $m=0$, однако этот вопрос требует дальнейшего исследования. Так, теоретическое решение показывает, что в отличие от поверхности с резко очерченными элементами шероховатости для поверхности с проницаемой шероховатостью при заданном Sc (или Pr) число Рейнольдса для шероховатости Re_0 не является единственным и даже не главным параметром классификации экспериментальных данных. Соотношение (4.155), определяющее C_2 содержит несколько важных переменных, и именно их комбинации определяют величину G_0 в выражении (4.160), а отсюда и коэффициенты переноса в выражении (4.162). То обстоятельство, что все эти переменные (а, возможно, и другие, не включенные в эту простую теорию) следует учитывать, осложняет использование теории подобия. В качестве первого приближения для практических целей при отсутствии иной информации значение $\varkappa B^{-1}$ принимается равным 2 для скалярных примесей, у которых числа Шмидта и Прандтля составляют 0,6—0,8. В случае высоких деревьев и лесов эта величина равна единице или даже меньше единицы.

Ввиду неясности вопроса о величине коэффициента переноса для растительного подслоя желательно избегать употребления формул типа (4.114) или (4.117), в которых использованы значения концентраций на поверхности $\bar{c}_s$, $\bar{q}_s$ или $\bar{\theta}_s$. Однако есть ситуации, где использование концентрации на поверхности (включая Ce_r и Ch_r (см. параграф 4.4. Б) или z_{0v} и z_{0h} (см. параграф 5.2. А) для определения поверхностных потоков предпочтительно или даже неизбежно. Одной из таких ситуаций является случай конденсации с образованием росы, или испарение с влажной растительности. В обоих случаях достаточно знать температуру поверхности для определения насыщающего значения $q_s^*=q_s^*(\bar{T}_s)$. Другим очевидным приложением служит расчет переноса тепла, когда известна температура листвы. Температура элементов растительности редко бывает однородна, но часто достаточно знать ее среднее значение. Например, в качестве такого среднего значения вполне пригодна средняя температура поверхности, определяемая с помощью дистанционных датчиков. Эту идею использовал Гаррат (Garratt, 1978b) в условиях кустарниковой саванны; его результаты показаны на рис. 4.24. Третий случай, когда могут и должны использоваться значения концентрации на поверхности — сухое отложение загрязняющего вещества, для которого растительность служит совершенным поглотителем, такого, например, как торий-В в работе Чемберлена (Chamberlain, 1966). В этом случае концентрация на поверхности принимается равной нулю: $\bar{c}_s=0$.

Испарение с сухой растительности; формулы сопротивления

Для описания испарения или транспирации с поверхности растений, поверхность которых не увлажнена, формулу суммарного переноса типа (4.114) использовать не удается, так как неизвестна удельная влажность поверхности листа q_s. Для преодоления этой трудности используется метод, широко применяемый в сельскохозяйственной микрометеорологии. Он состоит в замене фактического значения q_s насыщающим значением $q_s^* = q_s^* (\bar{T}_s)$, которое, как принято считать, преобладает в подустьичных полостях листвы; кроме того вводится суммарное устьичное сопротивление для характеристики переноса между устьичными полостями и поверх-

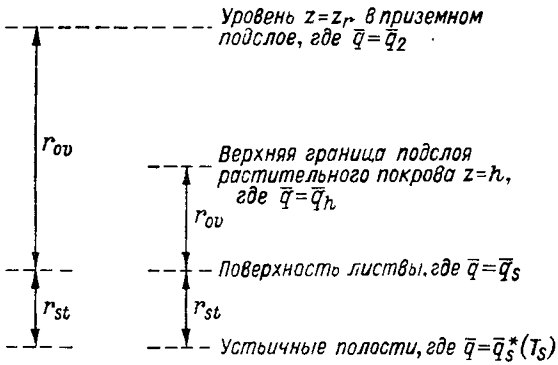


Рис. 4.27. Схема-диаграмма распределения параметров сопротивления, используемых при описании обмена с растительным покровом.

ностью листа. Понятие о сопротивлении применительно к переносу пара на поверхности листа было предложено Пенманом и Шофилдом (Penman, Schofield, 1951) при уточнении формулы Пенмана (10.15); затем это понятие было развито и применено в различных формах Слетером и Макилроем (Slatyer, McIlroy, 1961), Монтейтом (Monteith, 1965, 1973), Коуеном (Cowan, 1968) и Томом (Thom, 1972, 1975).

Суммарный коэффициент устьичного сопротивления r_{st} определяется равенством

$$E = \rho (\bar{q}_s^* - \bar{q}_s)/r_{st}. \tag{4.163}$$

Как показано на рис. 4.27, имеются разные способы включения этого понятия в параметризацию поверхностных эффектов, уже обсуждавшиеся в данной главе. Перенос в слое растительного покрова можно выразить в терминах коэффициента сопротивления r_{0v}, определяемого соотношением

$$E = \rho (\bar{q}_s - \bar{q}_h)/r_{0v}, \tag{4.164}$$

которое эквивалентно (4.108), так что $r_{0v}=(u_*\mathrm{Da}_0)^{-1}$. Неизвестное значение $\bar{q}_s$ можно теперь исключить, комбинируя (4.164) и (4.163). При этом получается:

$$E=\rho(\bar{q}_s^*-q_h)/(r_{st}+r_{0v}). \tag{4.165}$$

Таким образом, если использовать $\bar{q}_s^*$, т. е. величину, известную при заданной температуре поверхности, вместо неизвестной $\bar{q}_s$, то величина

$$\mathrm{Da}_0^{-1}-a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2}=a_vB^{-1}$$

в (4.116), (4.119), (5.22) и другие формулы суммарного переноса заменяются членом

$$(r_{st}+r_{0v}-a_v^{-1}r_{0m})\,u_*. \tag{4.166}$$

В выражении (4.166) для согласования обозначений вводится коэффициент сопротивления растительного покрова r_{0m} по отношению к количеству движения, определяемый по формуле

$$r_{0m}=(u_*^2/\bar{u}_h)^{-1}, \tag{4.167}$$

которая эквивалентна (4.110), так что

$$r_{0m}=(u_*\mathrm{Cd}_0^{1/2})^{-1}.$$

Перенос через слой растительного покрова и через воздух над ним можно представить с помощью обобщенного коэффициента сопротивления r_{av}, который можно назвать аэродинамическим коэффициентом сопротивления по отношению к водяному пару. Он определяется выражением

$$E=\rho(\bar{q}_s-\bar{q}_r)/r_{av}, \tag{4.168}$$

которое эквивалентно (4.114). Очевидно, что

$$r_{av}=(\bar{u}_r\mathrm{Ce}_r)^{-1}.$$

Исключая неизвестное $\bar{q}_s$ из выражений (4.163) и (4.168), получим следующую формулу суммарного переноса (см. 4.114) для растительности с сухой поверхности:

$$E=\rho(\bar{q}_s^*-\bar{q}_r)/(r_{st}+r_{av}). \tag{4.169}$$

Попутно, для сравнения с другими работами, отметим, что выражение (4.169) часто записывается в терминах коэффициентов сопротивления, отличных от r_{st} и r_{av}, а именно:

$$E=\rho(\bar{q}_s^*-\bar{q}_r)/(r_c+r_a), \tag{4.170}$$

где r_c — коэффициент сопротивления растительного покрова; r_a — аэродинамический коэффициент сопротивления. Последний обычно определяется по формуле

$$r_a=(u_*^2/\bar{u}_r)^{-1}, \tag{4.171}$$

которая эквивалентна (4.115); из нее следует:

$$r_a = (\bar{u}_r \mathrm{Cd}_r)^{-1}.$$

Как видно, например, из (4.119) (см. также (5.10) и (5.21)), Ce_r (или r_{av}) может существенно отличаться от Cd_r (или r_a). Как отмечал Том (Thom, 1972), это означает, что коэффициент сопротивления растительного покрова r_c в (4.170) может отличаться от коэффициента сопротивления устьиц r_{st} в (4.169). Разумеется, можно определить r_c с помощью уравнения, аналогичного (4.163), в котором $\bar{q}_s$ заменено на $\bar{q}=\bar{q}(z_{0m}+d_0)$, как в (4.33) при $z_1-d_0=z_{0m}$, $z_2=z_r$. Физический смысл всего этого не совсем ясен, так что не совсем ясен и физический смысл понятия о сопротивлении растительного покрова. Обычно r_c находят как остаточный член после вычитания значения r_a из значения коэффициента общего сопротивления, фигурирующего как знаменатель в (4.170) или (4.169). Это не представляет особой трудности. Однако нечеткость определения r_{st} и неясность взаимосвязи между r_{av} и Ce_r заставляет отдать предпочтение выражению (4.169), а не (4.170).

Коэффициент сопротивления устьиц r_{st} и связанный с ним коэффициент сопротивления растительного покрова r_c определялись в многочисленных опытах для разных типов растительности при разных условиях. Кроме того, делались попытки связать их с такими факторами, как отношение Боуэна, всасывание почвенной влаги в корневой зоне, дефицит почвенной влаги, дефицит влажности в воздухе и другими, с целью найти эмпирические закономерности (напр., Monteith, 1965; Van Bavel, 1967; Szeicz, Long, 1969; Fecherer, 1977; Garratt, 1978b). Хотя ни одна из полученных связей не оказалась удобной для расчетов, формулы сопротивления для устьиц и для растительного покрова все же могут быть использованы как диагностический показатель в некоторых моделях.

ГЛАВА 5

Параметризация шероховатости

5.1. Шероховатость для количества движения

Шероховатость относительно количества движения z_{0m} — важный параметр не только для построения профиля ветра. Он существен также при определении параметров шероховатости z_{0v} для водяного пара, z_{0h} — для тепла и для других скалярных примесей.

В условиях гладкой поверхности, т. е. приближенно при $Re_0<0{,}13$, шероховатость для количества движения определяется соотношением

$$z_{0m}=0{,}135\nu/u_*. \qquad (5.1)$$

Поверхность земли, в особенности поверхность суши, обычно вполне шероховатые поверхности. В этом случае, т. е. при $(u_*z_0/\nu)>2$, приближенно имеем:

$$z_{0m}=z_0. \qquad (5.2)$$

Для сильно шероховатых поверхностей необходимо вводить высоту вытеснения d_0, как это сделано в формулах (4.5) и (4.6). При современном уровне знаний нет иного способа определить z_0 и d_0, кроме как путем измерений профиля скорости ветра. Однако если такие измерения отсутствуют, то указанные параметры можно оценить, зная простые геометрические характеристики поверхности.

5.1. Поверхность суши

Значения z_0 для некоторых наиболее часто встречающихся поверхностей представлены в табл. 5.1.

Установлению связи значения z_0 с измеряемыми параметрами поверхности посвящено много исследований. Наиболее простой и доступный параметр, подходящий для этой цели,— средняя высота элементов шероховатости h_0. По-видимому, первым, кто его учел, был Пешке (Paeschke, 1937), рассматривавший засеянную злаками поверхность. Его же результаты для шероховатости снежного покрова, травяного покрова, пшеницы, поля под паром и посева свеклы дают формулу

$$(h_0/z_0)=7{,}35. \qquad (5.3)$$

где z_0 — параметр шероховатости, определенный по профилю ветра. Этот результат подтвердили позднее Тэннер и Пелтон (Tanner, Pelton, 1960), а также Плейт (Plate, 1971), которые привлекли дополнительные данные и получили приближенно $z_0=h_0/7{,}6$. Для поверхности, покрытой поперечными брусками с квадратным сечением, Мур получил соотношение $h_0/z_0=7{,}5$, которое подтвердили Перри и Жубер (Perry, Joubert, 1963). Средняя оценка, по данным Чемберлена (Chamberlain, 1968), для искусственных элементов шероховатости с резкими контурами или элементов типа волн дала приближенно $h_0/z_0=8$ при крайних значениях 16,6 и 4,2; для искусственной травы $h_0/z_0=7{,}5$.

В реальности дело обстоит не так просто, как предполагал Пешке (5.3). Более детальный анализ показал, что h_0/z_0 является достаточно сложной функцией, зависящей от других параметров поверхности. Было получено несколько формул для определения z_0 и d_0 в случае резко обозначенных препятствий (напр., Lettau,

ТАБЛИЦА 5.1

Параметры шероховатости разных поверхностей

Тип поверхности	z_0 см	Источник
Равнина, покрытая грязью или льдом	0,001	Сеттон (Sutton, 1953)
Взлетная полоса	0,002	Брэдли (Bradley, 1968)
Обширные водные поверхности (средние условия)	0,01—0,06	Многочисленные источники
Трава (высотой 1 см, луг)	0,1	Сеттон (Sutton, 1953)
Трава (аэропорт)	0,45	Кондо (Kondo, 1962)
Трава (прерии в Небраске)	0,65	Кондо (Kondo, 1962)
Трава (искусственная высотой 7,5 см)	1,0	Чемберлен (Chamberlain, 1966)
Трава (густая высотой до 10 см)	2,3	Сеттон (Sutton, 1953)
Трава (редкая, до 50 см)	5,0	Сеттон (Sutton, 1953)
Жнивье пшеницы (18 см; Канзас)	2,44	Бусингер (Businger e. a., 1971)
Трава (с редко разбросанными кустами и группами деревьев; р-н Солсбери-Плейн, Англия)	4,0	Дикон (Deacon, 1973)
Растительность высотой 1—2 м (м. Канаверал, Флорида)	20,0	Фичтл и Маквейл (Fichtl, McVehil, 1970)
Деревья высотой 10—15 м (м. Канаверал, Флорида)	40—70	Фичтл и Маквейл (Fichtl, McVehil, 1970)
Кустарниковая саванна (25 % — деревья высотой 8 м; 65 % — сухая трава высотой 1 м; 10 % — выжженная трава и песок)	40	Гаррат (Garratt, 1978b)
Большой город (Токио, Япония)	165	Ямамото и Шимануки (Yamamoto, Shimanuki, 1964)

1969; Wooding e. a., 1973) и проницаемых препятствий (например, Takeda, 1966; Cowan, 1968; Seginer, 1974); причем в эти формулы включались такие характеристики, как высота, фронтальная площадь, плотность расположения препятствий и прочие геометрические параметры или параметры сопротивления. К сожалению, точность этих формул все еще низка, хотя они, вероятно, достовернее, чем (5.3). Например, Сегинер (Seginer, 1974) (рис. 5.1) показал, что величина z_0/h_0 является функцией от $\mathrm{Cd}_f\bar{A}_fh_0$ (здесь символы определены выражением (4.136), $\bar{A}_f$ — осредненное по вертикали значение A_f, которое имеет максимум примерно при $\mathrm{Cd}_f\bar{A}_fh_0=0{,}2$). Поэтому при значениях $<0{,}2$ отношение z_0/h_0 по мере увеличения плотности шероховатостей постепенно возрастает, достигая пика в 1,5—2 раза, превышающего оценку по формуле (5.3). При значениях $>0{,}2$ отношение z_0/h_0 постепенно уменьшается. Это явление нетрудно объяснить. При возрастании плотности редко расположенных препятствий увеличивается сопротивление, а вместе с ними и значение z_0. Однако при большой скученности препятствий воздушный поток может пройти над их верхней границей, не проникая в расположенное ниже пространство, поэтому эффективная шероховатость уменьшается. За исключением сложных численных моделей растительного покрова (напр., Seginer, 1974; Kondo, Akashi, 1976), ни одна из приведенных выше простых формул не может описать этот пик кривой z_0/h_0 при увеличении плотности элементов шероховатости. Другой эффект, не отраженный в упомянутых формулах для определения z_0,— это эффект ветра, весьма существенный в случае гибкой растительности. Тем не менее даже при наличии точных формул для z_0, их

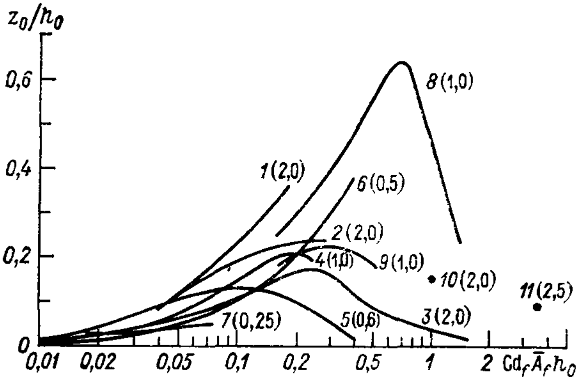


Рис. 5.1. Сводка данных о зависимости нормированного параметра шероховатости z_0/h_0 от $Cd_f\bar{A}_f h_0$ (Seginer, 1974).

1, 2 — данные для перегородок; *3* — для ребристой поверхности; *4, 9, 11* — для брусков; *5* — для шаров; *6* — для плетеных корзин; *7* — для полусфер; *8* — для штырей; *10* — для пластин в виде полос; цифры в скобках — грубые оценки коэффициентов сопротивления.

использование для естественных поверхностей не всегда возможно, так как обычно не известны необходимые параметры элементов шероховатости. Следовательно, в случае отсутствия оценки z_0 по профилю ветра практически единственный выход — воспользоваться зависимостью типа формулы Пешке или ей подобной.

По сравнению с z_0/h_0 отношение d_0/h_0 менее чувствительно к структуре поверхности или к другим факторам (напр., Munro, Oke, 1973). Станхилл (Stanhill, 1969) проанализировал данные из разных источников, в основном по сельскохозяйственным культурам (рис. 5.2) и вывел формулу $d_0=0{,}7\,h_0^{0{,}98}$ (см) при коэффициенте корреляции 0,97. Это значение эквивалентно $d_0/h_0=0{,}64$ при среднем значении $h_0=66$ см. Среднее значение d_0/h_0, по данным Кондо (Kondo, 1971), составляет 0,68 при крайних значениях 0,53 и 0,83. Итак, оценка

$$d_0=2h_0/3 \tag{5.4}$$

представляется достаточно репрезентативной для естественных поверхностей, засеянных зерновыми. Очевидно, что отношение

d_0/h_0 не может быть постоянной величиной. Для особенно редко расположенных элементов шероховатости поверхность почвы является истинной точкой отсчета и значение d_0 приближается к нулю. С другой стороны, при густо расположенных препятствиях, когда поток обтекает верхнюю границу, значение d_0/h_0 должно приближаться к единице. К счастью, определение значения d_0 не так существенно, как определение z_0, поскольку d_0 входит в разность $z-d_0$, а функции, описывающие профиль ветра, как показано в главе 4, не так чувствительны к величине d_0, конечно, при

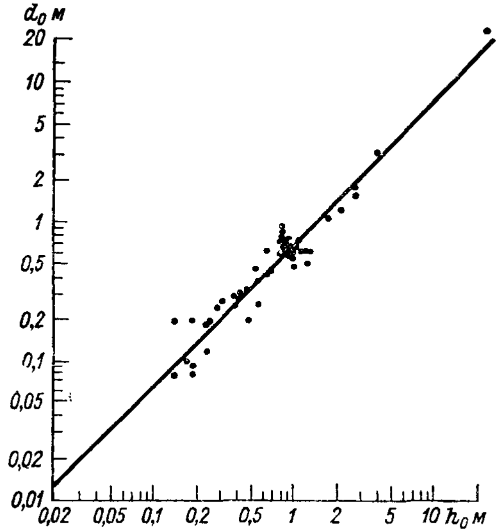


Рис. 5.2. Связь между высотой слоя вытеснения d_0 и высотой h_0 для 19 типов растительности и оголенной распаханной почвы.

Прямая линия — расчет по формуле (5.4) (Stanhill, 1969).

условии, что $z \gg z_0$. Поэтому, если нет данных о фактическом профиле ветра, в первом приближении пригодно равенство (5.4).

Интересно, что формула Пешке (5.3) (Paeschke, 1937) была выведена разными путями и для растительных покровов. Например, Кондо (Kondo, 1971) исследовал случай редко расположенных элементов шероховатости при $d_0=0$. Совмещая $\bar{u}$ и $d\bar{u}/dz$, соответствующие логарифмическому профилю (4.3) для $z>h_0$ и формулу Коуена (Cowan, 1968) (4.138) для $z<h_0$, он показал, что если $a'_w \leqslant 1$, то в случае редко расположенных препятствий справедливо соотношение

$$(h_0/z_0) = e^2 \approx 7,39. \qquad (5.5)$$

Однако соотношение Пешке можно вывести и для густо расположенных препятствий (см. Brutsaert, 1975c). В самом деле, внутри однородной и густой растительности профиль ветра можно представить формулой (4.137). Совмещая при $z=h_0$ $\bar{u}$ и $d\bar{u}/dz$, полученные из выражений (4.3), с одной стороны, и из (4.137), с другой, получим

$$\frac{h_0 - d_0}{z_0} = \exp\left[\frac{h_0}{a_w (h_0 - d_0)}\right], \tag{5.6}$$

или, используя выражения (4.144) и (5.4),

$$(h_0/z_0) = 3e \approx 8{,}15. \tag{5.7}$$

Сходство выражений (5.5) и (5.7) с соотношением Пешке (5.3) заставляет предположить, что величина h_0/z_0 сравнительно мало чувствительна к методу ее расчета. Необходимо подчеркнуть, что все эти результаты надо рассматривать как сугубо приближенные и пользоваться ими целесообразно только при отсутствии измеренных профилей ветра над данной поверхностью.

5.1. Б. Водная поверхность

Взаимодействие между турбулентным потоком и свободной водной поверхностью включает в себя сложные физические явления. Поэтому однозначно предсказать значение z_{0m} над водой невозможно.

Принято считать, что при низкой скорости ветра водная поверхность является динамически гладкой, но не ясно, всегда ли для нее пригодно соотношение (5.1). Согласно некоторым опытам, поверхность оказывалась «сверхгладкой», т. е. обладала значениями z_{0m}, меньшими, чем по формуле (5.1). Это явление пока не объяснено. Ксанади (Csanady, 1974) приписывал его поверхностному натяжению в результате действия поверхностных пленок и других загрязнителей. Кондо и Фудзинава (Kondo, Fujinawa, 1972) со своей стороны показали, что эта сверхгладкость могла быть следствием пренебрежения эффектом атмосферной стратификации или переоценки скорости ветра, определяемой чашечным анемометром, или, наконец, пренебрежения поверхностным дрейфом воды.

Принято считать, что в условиях умеренно сильного ветра при развитом волнении z_0 зависит от тангенциального напряжения трения на поверхности. В связи с этим Чарнок (Charnock, 1955), исходя из соображений размерности, предложил формулу

$$z_0 = u_*^2/bg, \tag{5.8}$$

где b — безразмерная постоянная. Чарнок (Charnock, 1958) принимал $b=81$, но Хикс (Hicks, 1972a) получил $b=62{,}5$. Смит и Банк (Smith, Banke, 1975), а также Гаррат (Garratt, 1977) установили, что выражения (5.8) и (5.12) при $b=69$ обеспечивают хорошее описание экспериментальных данных. Сету Раман и Рейнор (Sethu Raman, Raynor, 1975) для умеренно шероховатых поверхностей в диапазоне $0{,}15<\mathrm{Re}_0<4$ получили $b^{-1}=0{,}016$ ($\pm 0{,}011$). В условиях большей шероховатости, когда $\mathrm{Re}_0>4$, они получили

$b^{-1}=0{,}072$ ($\pm0{,}030$). Формула (5.8) подобна формуле, предложенной ранее Россби и Монтгомери (Rossby, Montgomery, 1935), но с величиной $\bar{u}$ вместо u_*. Подобную же связь с дополнительным параметром предложил Ясуда (Yasuda, 1975):

$$z_0 = au_*^b, \tag{5.9}$$

где a и b — постоянные. Используя (5.12) в интерпретации Кондо (Kondo, 1975) он получил в системе СИ следующие значения: $a=0{,}01689$, $b=-1$ при $u_*\leqslant 6{,}89$ см$\cdot$с$^{-1}$ и $a=4{,}86\cdot10^{-4}$, $b=1{,}27$ при $u_*>6{,}89$ см$\cdot$с$^{-1}$. Кондо (Kondo, 1977) предложил использовать (5.9) при $b=1$, т. е. $u_*/z_0=\text{const}$ и $a^{-1}=1{,}4\cdot10^3$ с$^{-1}$ как аппроксимацию для практических расчетов при $20\leqslant u_*\leqslant 100$ см$\times$с$^{-1}$ или $6\leqslant\bar{u}_{10}\leqslant 25$ м$\cdot$с$^{-1}$.

Гидродинамические параметры водной поверхности часто описываются непосредственно в терминах коэффициента сопротивления Cd_r, а не параметра шероховатости z_0. Согласно выражению (4.34) для приземного подслоя и формуле (4.115), поскольку над водой d_0 выбирается равным нулю, эти параметры связаны соотношением

$$\mathrm{Cd}_r = \varkappa^2\left[\ln\left(\frac{z_r}{z_{0m}}\right) - \Psi_{sm}\left(\frac{z_r}{L}\right)\right]^{-2}, \tag{5.10}$$

причем над водой высота z_r, на которой измерена скорость ветра, обычно выбирается равной 10 м. Понятно, что в условиях почти нейтральной стратификации атмосферы, каковой она обычно считается над обширными водными поверхностями, Cd_r меняется меньше, чем z_{0m}, просто в силу логарифмической связи между этими параметрами. Поэтому многие исследователи считают, что для практических целей зависимость Cd_r от тангенциального напряжения трения или от скорости ветра ничтожно мала, за исключением случая сильных ветров. Тем не менее разброс в имеющихся данных очень значителен. Средние значения коэффициента Cd_{10} для высоты 10 м, полученные с помощью разных экспериментальных методов, в нейтральных, или близких к нейтральным, условиях стратификации имеют широкий диапазон значений от меньших, чем $1\cdot10^{-3}$, до больших, чем $2\cdot10^{-3}$. Некоторые результаты приведены в табл. 5.2. Среднее из всех значений по этим данным составляет

$$\mathrm{Cd}_{10} = 1{,}4\cdot10^{-3}, \tag{5.11}$$

что соответствует $z_0=0{,}023$ см. Обычно сравнительно низкие значения Cd_{10} получаются над мелководьем (напр., Emmanuel, 1975; Hicks e. a., 1974), а не над глубоким океаном. Использованный метод определения u_* также оказывает влияние на оценки z_0 или Cd. Например, значение Cd_{10}, рассчитанное по наклону поверхности (Wieringa, 1974), значительно превышает Cd_{10}, полученное профильным методом или с помощью пульсационных измерений. Результаты Дункеля и др. (Dunckel e. a., 1974) и Крюгермейера

ТАБЛИЦА 5.2

Коэффициенты суммарного переноса Cd_{10}, Ce_{10} и Ch_{10}

Источник	10^3Cd_{10}	10^3Ce_{10}	10^3Ch_{10}	Диапазон скорости ветра, м/с	Место	Метод
Дункель и др. (Dunckel e. a., 1974)	1,56	1,28	1,46	4,5—11	Атлантика (BOMEX)	Профильный
Эммануель (Emmanuel, 1975)	1,15 ($\pm$0,2) 1,34 ($\pm$0,3)	1,34 ($\pm$0,3) 1,34 ($\pm$0,4)	1,1 ($\pm$0,3) 1,15 ($\pm$0,3)	2,7—8	оз. Хефнер, глубина 8 м	Пульсационный, профильный
Фрие, Шмидт (Friehe, Schmitt, 1976)		1,32		Разный, в зависимости от диапазона $\bar{u}\Delta T$	Данные из многих источников	Пульсационный
Хикс, Дайер (Hicks, Dyer, 1970)	1,1 ($\pm$0,1)		1,40 ($\pm$25%)	2—10	Пролив Басс	„
Хикс и др. (Hicks e. a., 1974)	Гладкая поверхность		1,1	3—10	Коралловый риф (Папуа), глубина 2,5 м	„
Мюллер-Глеве и Хиизпетер (Müller-Glewe, Hinzpeter, 1974)			1	<8	Балтийское море	„
Понд и др. (Pond e. a., 1971)			1		Тихий океан (Сан-Диего)	„
	1,44 ($\pm$0,26) 1,44 ($\pm$0,40)	1,18 ($\pm$0,17) 1,20 ($\pm$0,25)	— —	4—7,5 —	Атлантический океан (программа BOMEX) и Тихий океан (Сан-Диего)	Пульсационный, диссипационный
Понд и др. (Pond e. a., 1974)	1,49 ($\pm$0,28) 1,48 ($\pm$0,21)	1,36 ($\pm$0,40) 1,41 ($\pm$0,18)	 1,47 ($\pm$0,64)	2—8 2,5—8	Арабское море Атлантический океан (программа BOMEX)	Профильный „
Смитт (Smith, 1974)	1,2	1,2 ($\pm$0,3)	1,3 ($\pm$0,5)	3—10	Озеро Онтарио	Пульсационный
Смитт и Банк (Smith, Banke, 1975)	1,6		1,5 ($\pm$0,4)	Сильный ветер 8—21	Песчаная коса о. Сейбл	„
Тсукамото (Tsukamoto, 1975)	1,32	1,28	1,40	3—13	Восточно-Китайское море	„

и др. (Krügermeyer e. a., 1978) показывают, что измерения скорости ветра нельзя производить слишком близко к поверхности.

Был выведен ряд эмпирических формул, связывающих значение Cd_{10} со скоростью ветра или со скоростью трения. Хорошо исследована следующая линейная зависимость:

$$Cd_{10} = (a + b\bar{u}_{10})\,10^{-3}, \qquad (5.12)$$

где a и b — постоянные. Эта формула соответствует теоретическому выводу Мунка (Munk, 1955) о том, что значение общего сопротивления может быть суммой поверхностного трения, про-

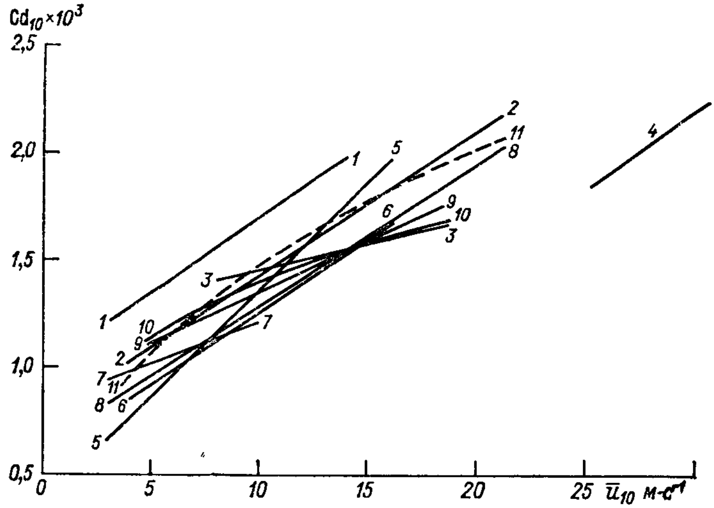


Рис. 5.3. Сравнение формул типа (5.12) и (5.13) для коэффициента сопротивления водной поверхности как функции средней скорости ветра на высоте 10 м.

Цифры у кривых соответствуют номерам ссылок в табл. 5.3.

порционального $\bar{u}^2$, и сопротивления формы, пропорционального $\bar{u}^3$. Как уже отмечалось (Smith, Banke, 1975), формула (5.12) для Cd_{10} почти эквивалентна формуле Чарнока (5.8) для z_0. Некоторые значения a и b, полученные экспериментальным путем, приводятся в табл. 5.3; соответствующие варианты формулы (5.12) иллюстрируются на рис. 5.3. Аналогичный подход, основанный на линейной связи между логарифмами, дает

$$Cd_{10} = 10^{-3} a \bar{u}_{10}^{b}, \qquad (5.13)$$

где a и b — постоянные. Уравнение (5.13) использовал для описания экспериментальных данных Виринга (Wieringa, 1974), который получил $a=0{,}7$, $b=0{,}3$ при $5<\bar{u}_{10}<15$ м·с$^{-1}$ (кривая *10* рис. 5.3). Гаррат (Garratt, 1977) проанализировал данные из

ТАБЛИЦА 5.3

Значения параметров в выражении (5.12) для коэффициентов сопротивления над водой

Источник	a	b	Разброс	Диапазон $\bar{u}_{10}$ м·с$^{-1}$	Примечания (в скобках указан номер кривой рис. 5.3)
Дикон, Вэбб (Deacon, Webb, 1962)	1,0	0,07		<14	Данные из многих источников (*1*)
Гаррат (Garratt, 1977)	0,75	0,067		4—21	Данные из многих источников, приведенные к нейтральным условиям (*2*)
Кондо (Kondo, 1975)	Гладкая поверхность			<2	
	1,2	0,025		8—16	Залив Сагами на удалении от Хиратсука (*3*)
	0	0,073		25—50	Данные о балансе количества движения и опытов в аэродинамической трубе (*4*)
Шеппард и др. (Sheppard e. a., 1972)	0,36	0,10		3—16	Данные над оз. Лох-Ней, полученные профильным методом (*5*)
Смит (Smith, 1974)	0,58	0,068	(±0,24)	4—16	Атлантический океан; метод корреляции турбулентных пульсаций (*6*)
	0,82	0,039	(±0,20)	3—10	Озеро Онтарио (*7*)
Смит, Банк (Smith, Banke, 1975)	0,63	0,066	(±0,23)	3—21	111 сведенных вместе данных (*8*)
Виеринга (Wieringa, 1974)	0,87	0,048		>5	Разные методы, основанные на корреляции турбулентных пульсаций, данные из многих источников (*9*)

многих источников и для нейтральных условий рекомендовал выражение (5.13) при $a=0{,}51$, $b=0{,}46$ в диапазоне скоростей ветра $4<\bar{u}_{10}<21$ м·с$^{-1}$ (кривая *11* на рис. 5.3).

Одна из возможных причин разброса значений Cd_r над водной поверхностью состоит в том, что помимо известных определяющих параметров — скорости ветра или скорости трения — эта величина зависит и от других факторов. Главная причина расхождений в результатах опытов состоит в том, что многие исследователи не учитывают эффекта атмосферной устойчивости, который может быть весьма существенным. Другие факторы, вероятно, включают характеристики волн, в частности, стадию их развития; не исключено, что при высоких скоростях ветра брызги и дождь также являются важными факторами.

Делались попытки учета некоторых из названных эффектов. Так, Китайгородский и др. (1973) считали, что параметр шероховатости z_0 сам по себе является представительным критерием степени развития волнения. Соответственно они предложили выбирать Cd_r как функцию числа Рейнольдса для шероховатости в виде

$$\mathrm{Cd}_{10} = a\mathrm{Re}_0^b, \tag{5.14}$$

где a и b — постоянные. На основании результатов многих опытов они получили: $a=1{,}2\cdot10^{-3}$ и $b=0{,}15$ при $10^{-3}<\mathrm{Re}_0<300$. Следует однако отметить, что любая связь такого рода на самом деле эквивалентна (5.8) или (5.9), так как при исключении Cd_{10} посредством (5.10) при нейтральных условиях получается связь между z_0 и u_*. Так, например, формулу Чарнока (5.8) можно также записать в терминах коэффициента сопротивления, при $b=69$ с помощью (5.10) для нейтральных условий получается

$$\mathrm{Cd}_{10} = \varkappa^2\left[11{,}9 - \ln \mathrm{Re}_0^{2/3}\right]^{-2}. \tag{5.8$'$}$$

Делались попытки описать состояние морской поверхности с учетом взаимодействия между ветром и ветровыми волнами. Так, согласно гипотезе подобия Китайгородского (1969), над взволнованной поверхностью при нейтральных условиях профиль ветра выражается в виде

$$\frac{\varkappa z}{u_*}\frac{d\bar{u}}{dz} = \varphi_{wm}, \tag{5.15}$$

где

$$\varphi_{wm} = \varphi_{wm}\left(\frac{z}{\lambda},\ \frac{c}{u_*}\right), \tag{5.16}$$

c — фазовая скорость доминирующей волны; λ — соответственно длина этой волны. На основании (5.15) с помощью некоторых упрощающих предположений Братсерт (Brutsaert, 1973) вывел следующее равенство

$$\varphi_{wm} = 1 + \beta\left(\frac{c}{u_*} - \alpha\right)^2 \quad \text{при} \quad \left(\frac{c}{u_*}\right) > \alpha, \tag{5.17}$$

где α и β — постоянные и равные соответственно 29 и 0,006. Отсюда, интегрируя (5.15) с учетом (5.17), получаем коэффициент сопротивления при нейтральных условиях

$$\mathrm{Cd}_r = \mathrm{Cd}_{r0}\left[1 + \beta\left(\frac{c}{u_*} - \alpha\right)^2\right]^{-2} \quad \text{при} \quad \left(\frac{c}{u_*}\right) > \alpha, \qquad (5.18)$$

где Cd_{r0} — коэффициент сопротивления, определенный выражением (5.10) при $\Psi_{sm}=0$, что следует из (5.18), если $c/u_*=\alpha$. Условия, при которых справедливы выражения (5.17) и (5.18), относятся к зыби, т. е. к случаю сравнительно слабого ветра над развитым медленно угасающим волнением. Статистический анализ экспериментальных данных в условиях сильной зыби в Атлантике, выполненный Дэвидсоном (Davidson, 1974), привел к такому же результату. Согласно Дэвидсону, Cd_r — переменная величина, причем она является функцией не только скорости ветра, но зависит и от c/u_*:

$$\mathrm{Cd}_r = \varkappa^2\left[\ln\left(\frac{z_r}{z_0}\right) + 6{,}44\left(\frac{z_r}{L}\right) + 0{,}13\left(\frac{c}{u_*} - 26{,}3\right)\right]^{-2}, \qquad (5.19)$$

где c — фазовая скорость, соответствующая пику волнового спектра. Для нейтральных условий при $z_r=10$ м формулу Дэвидсона (5.19) для шероховатости $z_0=0{,}024$ см можно записать в виде

$$\mathrm{Cd}_{10} = 1{,}4 \cdot 10^{-3}\left[1 + 0{,}0122\left(\frac{c}{u_*} - \alpha\right)\right]^{-2} \quad \text{при} \quad \left(\frac{c}{u_*}\right) > \alpha. \qquad (5.20)$$

Формула (5.20) дает такой же тренд, что и (5.18). Как бы то ни было, для изучения выражений типа (5.18) и (5.20) и для лучшего понимания особенностей воздушного течения над волновой поверхностью необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

5.2. Шероховатость для скалярных величин

Параметр шероховатости для данной пассивной скалярной примеси есть высота, на которой концентрация принимает значение, равное ее значению на поверхности, если логарифмический профиль, которому подчинено вертикальное распределение данной примеси внутри динамического подслоя, проэкстраполирован вниз по вертикали. Эта процедура описывается формулами (4.14) или (4.17). В приповерхностном подслое аналогия Рейнольдса не достоверна, поэтому значение z_{0m}, вычисленное из профиля средней скорости ветра, нельзя применять к профилям средней массовой доли водяного пара, температуры или другого скаляра. Идея шероховатости для скалярных примесей используется в формулах для коэффициента суммарного переноса, определенных, например, формулами (4.114) и (4.117) в терминах функций подобия для разных слоев, лежащих выше приповерхностного подслоя, т. е. подслоя взаимодействия с поверхностью. Эти параметры шероховатости служат нижним пределом определения интегральных форм упомянутых функций подобия, как показано на примере водяного пара в уравнениях (4.14), (4.33′) и (4.75). Следовательно, их использование облегчает параметризацию явлений переноса в приповерхностном подслое.

5.2. А. Оценки шероховатости с помощью коэффициента переноса в промежуточном подслое

Рассмотрим в качестве примера параметр шероховатости для водяного пара z_{0v} (рассуждения для явного тепла или любого другого скаляра аналогичны). В случае не нейтрального приземного подслоя этот параметр определяется выражением (4.33′). Следовательно, коэффициент суммарного переноса, определенный по формуле (4.114), можно выразить в терминах z_{0v} следующим образом:

$$\mathrm{Ce}_r = a_v \varkappa \mathrm{Cd}_r^{1/2} \left[\ln\left(\frac{z_r - d_0}{z_{0v}}\right) - \Psi_{sv}\left(\frac{z_r - d_0}{L}\right)\right]^{-1}, \tag{5.21}$$

где Cd_r определено формулой (4.115). Комбинируя выражения (5.21) и (4.119) (или, еще проще для динамического подслоя, комбинируя (4.14) и (4.113)), получаем для z_{0v} следующее выражение:

$$z_{0v} = z_{0m} \exp\left[-\varkappa a_v \left(\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2}\right)\right]. \tag{5.22}$$

Эта формула сводит определение шероховатости для рассматриваемого скаляра к определению коэффициента переноса

$$\mathrm{Da}_0^{-1} - a_v^{-1}\mathrm{Cd}_0^{-1/2}$$

в приповерхностном подслое или подслое растительного покрова. Как упоминалось в главе 4, перенос в приповерхностном подслое иногда описывается в терминах величины B, определенной по формуле (4.116′). Ясно, что и отношение z_{0v}/z_{0m} также можно выразить в терминах величины B, а именно (см. Chamberlain, 1966):

$$z_{0v} = z_{0m} \exp(-\varkappa B^{-1}). \tag{5.23}$$

Поведение коэффициентов переноса в приповерхностном подслое рассмотрено в параграфе 4.4. Однако для удобства применения выражения (5.22) ниже анализируется три различных типа поверхностей.

Гладкая поверхность

В случае гладкой поверхности, когда $\mathrm{Re}_0 < 0{,}13$, шероховатость для скаляра (т. е. уровень нулевого значения $\bar{q}_s - \bar{q}_r$ при экстраполяции вниз полулогарифмического графика, как показано на рис. 4.2) можно легко рассчитать с помощью любого выражения из табл. 4.1. Используя (4.126), из (5.22) и (5.1) при $\varkappa=0{,}4$, получим

$$z_{0v}=(30\nu/u_*)\exp(-13{,}6\varkappa a_v \mathrm{Sc}^{2/3}). \qquad (5.24)$$

В приземном слое атмосферы, где для водяного пара $\mathrm{Sc}=0{,}595$, это выражение преобразуется к виду

$$z_{0v}=0{,}624\nu/u_*. \qquad (5.25)$$

Подобным образом при $\mathrm{Pr}=0{,}71$ получается значение шероховатости для переноса явного тепла:

$$z_{0h}=0{,}395\nu/u_*. \qquad (5.26)$$

Очевидно, что для гладкой поверхности значения z_{0v} и z_{0h} несколько превышает значение z_{0m} (см. 5.1).

Поверхности с резкими контурами шероховатости

При $\mathrm{Re}_0>2$ коэффициенты переноса в приповерхностном подслое с резко выраженными элементами шероховатости рассматриваются в параграфе 4.4. Г. Подставляя (4.133) (как типичное выражение) в (5.22), получаем для любой скалярной примеси

$$z_{0v}=7{,}4z_0\exp(-7{,}3\varkappa a_v \mathrm{Re}_0^{1/4}\mathrm{Sc}^{1/2}). \qquad (5.27)$$

Применительно к водяному пару в нижних слоях атмосферы, где $\mathrm{Sc}=0{,}595$, выражение (5.27) преобразуется к виду

$$(z_{0v}/z_0)=7{,}4\exp(-2{,}25\mathrm{Re}_0^{1/4}). \qquad (5.28)$$

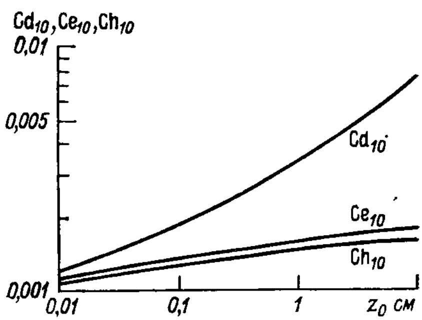
Аналогично для явного тепла при $\mathrm{Pr}=0{,}71$ имеем

$$(z_{0h}/z_0)=7{,}4\exp(-2{,}46\mathrm{Re}_0^{1/4}). \qquad (5.29)$$

Результаты расчетов по формулам (5.28) и (5.29) для поверхностей с резко выраженными элементами шероховатости графически изображены на рис. 4.24 соответственно пунктиром и непрерывной линией. Очевидно, что для такого рода поверхностей в условиях большой шероховатости значения z_{0h} и z_{0v} меньше, чем значение z_0. Существенная разница в шероховатости является проявлением отсутствия подобия в механизмах переноса количества движения, с одной стороны, и переноса скалярных примесей — с другой, что характерно для зоны, непосредственно прилегающей к поверхности. Перенос количества движения происходит под влиянием не только вязких напряжений, но и под влиянием формы элементов шероховатости, которые оказывают эффективное сопротивление, обусловленное локальными градиентами давления. Перенос же пассивной скалярной примеси вблизи поверхности

Рис. 5.4. Иллюстрация отсутствия подобия между коэффициентом сопротивления и коэффициентами переноса водяного пара и тепла для высоты $z_r = 10$ м над поверхностью с резко выраженной шероховатостью при $u_* = 0{,}5$ м·с$^{-1}$, $z_{0m} = z_0$, $d_0 = 0$ для нейтральной стратификации ($\overline{\Psi}_{sm} = \overline{\Psi}_{sv} = \overline{\Psi}_{sh} = 0$) (Brutsaert, 1975a).

Коэффициент Cd_{10} рассчитан по формуле (5.10), Ce_{10} и Ch_{10} — по формулам (5.21), (5.28) и (5.29).



регулируется в основном молекулярной диффузией. Это также проявляется в различии коэффициентов суммарного переноса, как показано на рис. 5.4.

Поверхность с проницаемой шероховатостью

Коэффициенты переноса в приповерхностном слое, входящие в выражение (5.22), для поверхностей, покрытых проницаемыми или тонкими препятствиями или растительным покровом, рассматриваются в параграфе 4.4. Д. В качестве иллюстрации, подставляя теоретическое выражение (4.162) для случая плотного и однородного растительного покрова в (5.22), получаем

$$\frac{z_{0v}}{z_0} = \exp\left\{-\left[\frac{h_0}{(h_0 - d_0)(-G_0)}\right] + \ln\left[\frac{(h_0 - d_0)}{z_0}\right]\right\}, \qquad (5.30)$$

где $G_0 = G_0(C_2)$ определено выражением (4.160); C_2 определено по формуле (4.155), которую можно использовать при $C_L = 0{,}25$, $m = 0{,}25$ и $n = 0{,}36$ для любой скалярной примеси. Для явного тепла, например, z_{0h} можно вычислить с помощью (5.30) при C_2, заданном приближенно в виде

$$C_2 = 1{,}41 \mathrm{LAI}\left[h_0/(h_0 - d_0)\right] \mathrm{Re}_*^{-0{,}25}, \qquad (5.31)$$

где $\mathrm{LAI} = (\bar{A}_f h_0/2)$ — показатель площади листа. Расчеты шероховатости при переносе явного тепла для травы, кукурузы и осинового леса показаны на рис. 4.24 вместе с экспериментальными данными для этих и других типов растительности.

Отношение z_{0h}/z_0 не обладает большой изменчивостью для большинства поверхностей, поросших травой или деревьями, в отличие от ситуации при резко очерченной шероховатости. Как видно из рис. 4.24, отношение z_{0h}/z_0 или z_{0v}/z_0 или подобное отношение для любой примеси со значениями Pr или Sc около 0,6—0,8 имеет значение примерно $^1/_7$—$^1/_{12}$, а в случае высоких деревьев — около $^1/_3$—$^1/_2$, но не больше, или, во всяком случае, не значительно больше. Эти величины можно использовать как грубое приближение для практических расчетов, если нет иной информации.

Как уже отмечалось в параграфе 4.4.Д, выражения для профилей метеорологических элементов в турбулентном пограничном слое типа (4.14), (4.33′), (4.75) иногда применяются для неувлажненной растительности при подстановке величины $\bar{q}^*=\bar{q}^*(T_s)$ вместо реальной массовой доли водяного пара на поверхности $\bar{q}_s$. В этом случае коэффициент шероховатости для водяного пара (5.22) следует применять совместно с выражением (4.166), что в терминах коэффициентов сопротивления дает:

$$(z_{0v}/z_{0m}) = \exp\left[-\varkappa a_v u_*\left(r_{st} + r_{0v} - a_v^{-1} r_{0m}\right)\right]. \qquad (5.32)$$

5.2. Б. Шероховатость водной поверхности

Теоретические результаты

Над гладкой водной поверхностью, когда $Re_0<0{,}13$, вероятно, можно использовать выражение (5.24). При ветровом волнении, когда водная поверхность делается шероховатой, было обнаружено (см., напр., рис. 4.17, а также Merlivat, 1978), что для определения коэффициентов переноса в промежуточном подслое вполне пригодны оценки, полученные для поверхностей с резко выраженными элементами шероховатости. Поэтому при отсутствии экспериментальных данных шероховатость морской поверхности для скаляра может рассчитываться с помощью формулы (5.27). При этом надо знать аэродинамическую шероховатость водной поверхности z_0. Как показано в параграфе 5.1. Б, величину z_0 определить весьма трудно. Можно использовать разные выражения для u_* как функции от $\bar{u}_{10}$, зависящие от z_0, например, выражения типа (5.9) и (5.12). Однако в первом приближении величины z_{0v} или z_{0h} можно получить, приняв (5.11) как выражение, достоверное при всех видах шероховатости взволнованной водной поверхности. При таком предположении, которое соответствует постоянному значению $z_0=0{,}0228$ см, формула (5.28) для водяного пара дает:

$$z_{0v} = 0{,}169 \exp\left(-1{,}40 u_*^{1/4}\right). \qquad (5.33)$$

В этой формуле единицы измерения — сантиметры и секунды. Еще раз напомним, что речь идет о режиме аэродинамически шероховатой водной поверхности. В режиме аэродинамически гладкой поверхности можно использовать выражение (5.25).

Тем же способом формула (5.29) для потока тепла над шероховатой взволнованной водной поверхностью приводится к виду

$$z_{0h} = 0{,}169 \exp\left(-1{,}53 u_*^{1/4}\right). \qquad (5.34)$$

Тогда над гладкой водной поверхностью можно применять выражение (5.26).

Для переходного режима (гладкая — шероховатая поверхность) теоретических выражений не получено. Для описания такого режима, который, как предполагается, соответствует $2<u_*<$ <20 см·с$^{-1}$, Братсерт и Чен (Brutsaert, Chan, 1978) применили простую интерполяцию. Для теплопередачи, например, их формула имеет вид

$$z_{0h}=\beta z_{0h,\,r}+(1-\beta)\,z_{0h,\,s}, \tag{5.35}$$

где $z_{0h,\,r}$ и $z_{0h,\,s}$ — величины, полученные с помощью соответственно (5.34) и (5.26); β — весовой коэффициент, $\beta=(u_*-2)/18$. Для определения z_{0v} можно использовать формулу, аналогичную (5.35), но при $z_{0v,\,r}$ и $z_{0v,\,s}$, полученных из выражений (5.33) и (5.25). Простейший метод состоит в использовании критерия Мерливат (Merlivat, 1978) $\mathrm{Re}_0=1$ как точки скачкообразного перехода от гладкого состояния поверхности воды к шероховатому. Это позволяет использовать выражения (5.25), (5.26) для $u_*<7$ см·с$^{-1}$ и (5.33), (5.34) для $u_*>7$ см·с$^{-1}$ без всякой интерполяции.

Некоторые другие оценки

Лишь в немногих работах рассматривается определение z_{0v} и z_{0h} по экспериментальным данным над открытой водной поверхностью. Шеппард и др. (Sheppard e. a., 1972) не обнаружили существенной разницы между значениями z_{0m}, z_{0v} и z_{0h} при $\mathrm{Re}_0<10$. Поскольку эти данные относятся к режиму перехода от гладкого состояния к шероховатому, эта разница невелика и могла потеряться в ошибках измерений. Как отмечалось в связи с обсуждением формул (5.26) и (5.29), в условиях гладкого обтекания значения z_{0v} и z_{0h} превышают значения z_{0m}. В режиме развитой шероховатости картина обратная. Хикс (Hicks, 1975) проверял формулы $z_{0v}=k_v/\varkappa u_*$ и $z_{0h}=k_h/\varkappa u_*$, которые получаются из модели Шеппарда (Sheppard, 1958) для переноса в приповерхностном подслое (см. заключительный абзац в параграфе 4.4. Б) и убедился, что они пригодны для практических целей. Очевидно, эти параметры шероховатости можно приближенно выразить в виде

$$z_{0v}=4{,}20\nu u_*^{-1},\quad z_{0h}=3{,}52\nu u_*^{-1}.$$

Однако если учесть выражения (5.25), (5.26), (5.33) и (5.34), то можно думать, что эти выражения параметров шероховатости являются следствием переоценки коэффициентов переноса.

Как видно из (5.21), для данных условий атмосферной устойчивости имеет место однозначная связь между параметром шероховатости z_{0v} (или z_{0h}) и коэффициентом переноса Ce_r (или Ch_r). Поэтому, как и в случае с количеством движения (см. (5.10)), свойства переноса скалярной примеси для данной поверхности можно описать непосредственно через коэффициенты суммарного переноса Ce_r или Ch_r, не используя понятия параметра шероховатости. Большинство экспериментальных данных было проанализировано именно таким путем.

Китайгородский и др. (1973) путем пульсационных измерений на платформе в прибрежных водах Каспийского моря глубиной 10 м предложили следующее соотношение (см. (5.14)):

$$\mathrm{Ce}_{10} = a \mathrm{Re}_0^b, \tag{5.36}$$

в котором $a = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$, $b = 0{,}11$ в диапазоне $10^{-2} < \mathrm{Re}_0 < 10$. Учитывая неизвестные во время опытов эффекты атмосферной устойчивости и существующую неопределенность в значении Cd_r над водой, трудно сравнивать этот результат с результатами, полученными теоретически, такими, например, как расчеты по формулам (5.21) совместно с (5.24) и (5.27) или (4.119) совместно с (4.126) и (4.133).

Эффект атмосферной стратификации и эффект аномалий шероховатости (сверхгладкий режим обтекания) могут быть особенно существенны при слабых ветрах, когда $\mathrm{Re}_0 < 1$. Тем не менее отношение

$$\mathrm{Ce}_{10}/\mathrm{Cd}_{10} \doteq \mathrm{Re}_0^{-0{,}04}/1{,}20,$$

полученное из выражений (5.14) и (5.36), проявляет ту же тенденцию, что и теоретические формулы. Так, отношение $\mathrm{Ce}_{10}/\mathrm{Cd}_{10}$ уменьшается по мере увеличения Re_0. С другой стороны, это отношение, полученное из выражений (5.14) и (5.36), меньше единицы также и для гладкого режима поверхности, когда $\mathrm{Re}_0 < 0{,}13$, в то время как теоретические формулы предсказывают значения рассматриваемого отношения, большие единицы для гладкой поверхности и меньшие единицы для шероховатой поверхности.

Некоторые осредненные значения Cd_{10}, Ce_{10} и Ch_{10}, полученные в различных опытах за последние десять лет, сравниваются в табл. 5.2. Наблюдаемые значения Ce_r и Ch_r обычно меньше, чем соответствующее значение Cd_r. В результате многих исследований обнаружено, что если Ce_r или Ch_r и зависят от скорости ветра, то эта зависимость значительно слабее, чем для Cd_r. Это согласуется с результатами, показанными на рис. 5.4.

Следует снова заметить, что существует острая потребность в экспериментальном определении значений Ce_r и Ch_r в условиях, характерных для обширных водных пространств,— даже более острая, чем потребность в определении Cd_r. Отметим также, что экспериментальные ошибки всегда велики. В параграфе 5.1.Б в связи с определением Cd_r было упомянуто о влиянии атмосферной стратификации и состояния моря. Помимо этих эффектов на определении Ce_r и Ch_r в еще большей степени могут сказаться такие факторы, как брызги и наличие поверхностной пленки из загрязняющих веществ. Встречает трудности и точное измерение температуры водной поверхности. Вопрос этот очень важный и мнения по нему, кажется, разделились: некоторые считают единственно реальным путем параметризацию с помощью обычно доступных данных, прежде всего данных о температуре на глубине в несколько сантиметров под поверхностью, т. е. температуре, обычно определяемой при наблюдениях с борта судна. Однако в последнее время одержало верх мнение о том, что надо пользоваться реальной температурой поверхности, которую можно получить с помощью инфракрасного термометра. Разумеется, эти нерешенные проблемы требуют дальнейшего исследования.

ГЛАВА 6

Потоки тепла на земной поверхности

Испарение и поток явного тепла в атмосферу связаны с затратами энергии, приходящей на поверхность раздела Земля—атмосфера. Для того чтобы исследовать этот процесс, рассмотрим уравнение теплового баланса для некоторого слоя подстилающей поверхности. В зависимости от природы среды этот слой может состоять из воды, почвы, растительного покрова или снега. И хотя этот слой можно принять и за бесконечно тонкий, иногда он может охватывать всю глубину озера или толщину растительного покрова. Для практических целей уравнение теплового баланса записывается в несколько более общем виде, чем равенство (1.2):

$$R_n - L_e E - H + L_p F_p - G + A_h = \partial W / \partial t. \qquad (6.1)$$

Здесь потоки тепла, направленные в глубь слоя, считаются положительными, а потоки, направленные из него,— отрицательными; R_n — радиационный баланс на верхней границе слоя; L_e — скрытая теплота парообразования; L_p — коэффициент термического эквивалента поглощения углекислого газа CO_2; F_p — поток CO_2; G — поток тепла, направленный внутрь слоя; A_h — адвекция тепла в слое; $\partial W/\partial t$ — скорость изменения теплосодержания на единицу площади. В случае льда или снега это последнее слагаемое может выражать тепло, поглощенное при таянии, а L_e может быть заменено на скрытое тепло сублимации L_s.

Точный смысл некоторых из этих слагаемых зависит от природы слоя, для которого записан тепловой баланс.

Практически многие члены уравнения (6.1) можно опустить; тогда оно значительно упрощается. Суточный ход основных составляющих теплового баланса для разных типов поверхности показан на рис. 6.1—6.4.

Составляющие теплового баланса E и H и их параметризация обсуждались в главах 4 и 5. В настоящей главе дается краткая физическая интерпретация всех остальных членов уравнения (6.1)

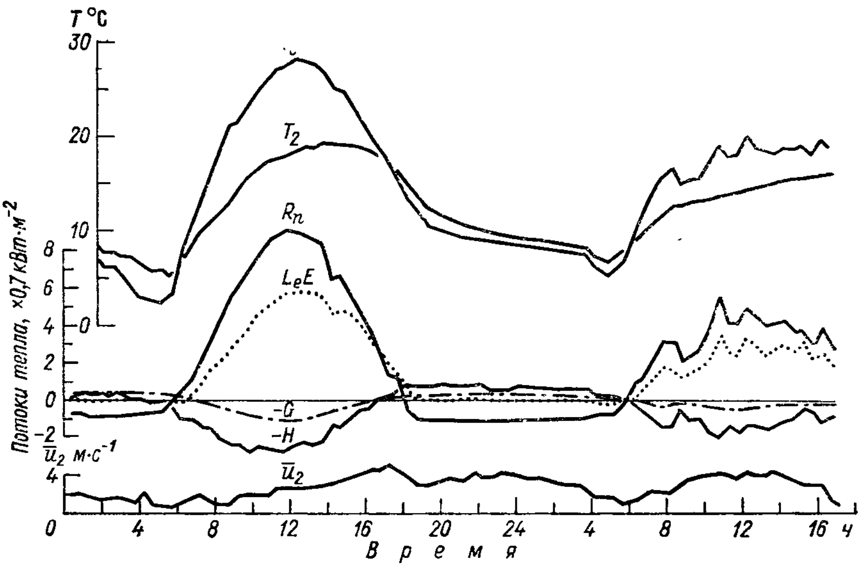


Рис. 6.1. Суточный ход радиационного баланса R_n, температуры поверхности T_s, температуры воздуха T_2 и средней скорости ветра $\bar{u}_2$ на высоте 2 м над поверхностью земли с травяным покровом в Девисе (Калифорния) 4 и 5 мая 1967 г. (Pruitt e. a., 1968).

Уравнение теплового баланса в данном случае имеет вид: $R_n = L_eE + H + G$.

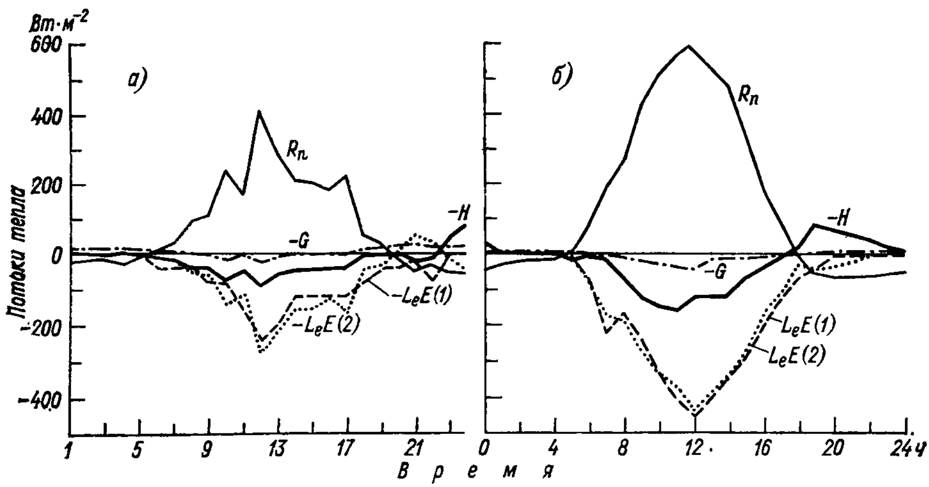


Рис. 6.2. Суточный ход составляющих теплового баланса для кукурузного поля (Версаль, Франция) в стадиях роста (*а*) и спелости (*б*) кукурузы (Perrier e. a., 1976).

L_eE (*1*) — поток по данным измерений испарителем; L_eE (*2*) — поток, рассчитанный методом теплового баланса с привлечением отношений Боуэна (ТБОБ).

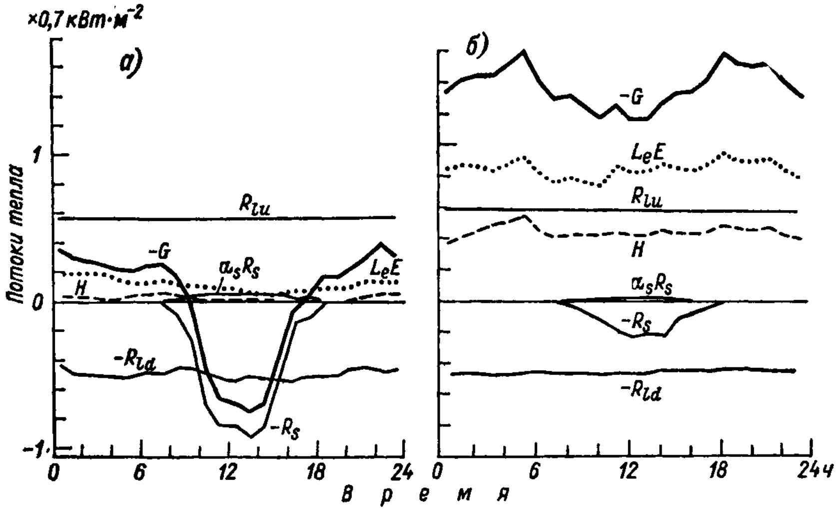


Рис. 6.3. Суточный ход составляющих теплового баланса на поверхности Восточно-Китайского моря (Yasuda, 1975).

Данные получены во время эксперимента АМТЕХ 15 февраля (*а*) и 25 февраля (*б*) 1974 г.; время — стандартное японское.

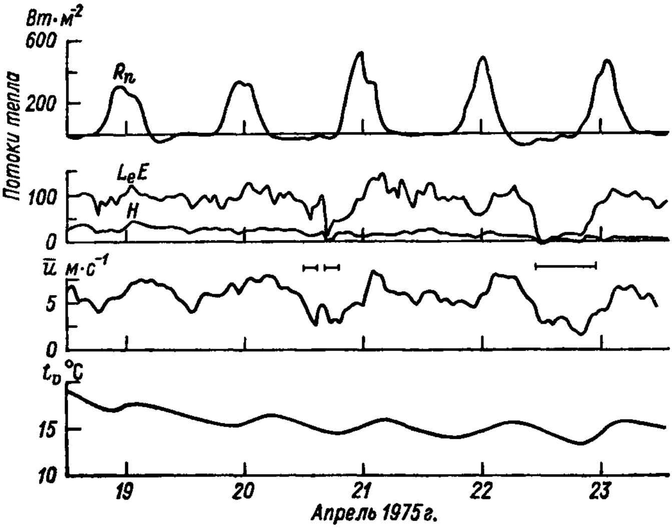


Рис. 6.4. Межсуточные изменения составляющих теплового баланса и температуры воды на поверхности мелкого водоема (средняя глубина 2 м) в апреле 1975 г. в Южной Австралии (35°35′ ю. ш., 130°15′ в. д.) (Raupach, 1978).

Длина «пробега» воздуха над водной поверхностью составляет от 4 до 15 км; отрезки обозначают периоды, когда изменялось направление ветра и длина пробега воздушной массы над водной поверхностью заметно сокращалась; в этом случае турбулентные потоки, измеренные пульсационным методом, характеризовали скорее условия на наветренном берегу водоема.

для разных типов подстилающей поверхности. Подробный анализ теплового баланса не является задачей данной книги. Тем не менее ниже излагается ряд простых методов определения составляющих теплового баланса для нужд климатологии и для решения различных технических задач. Этими методами можно пользоваться и для расчета данных при временно прерванных наблюдениях.

6.1. Радиационный баланс

Радиационный баланс можно представить в следующем виде:

$$R_n = R_s(1-\alpha_s) + \varepsilon_s R_{ld} - R_{lu}, \qquad (6.2)$$

где R_s — суммарный поток коротковолновой радиации; α_s — альбедо поверхности; R_{ld} — поток длинноволновой радиации, направленный вниз; ε_s — коэффициент поглощения поверхности; R_{lu} — поток длинноволновой радиации, направленный вверх. В настоящее время существуют достаточно надежные приборы для измерения радиационного баланса. Однако в случае невозможности прямого измерения радиационный баланс получают путем суммирования измеренных значений компонентов правой части уравнения (6.2). Если и такие измерения невозможны, радиационный баланс и его составляющие рассчитывают теоретическим путем или с помощью простых эмпирических формул.

6.1. А. Суммарная коротковолновая радиация

Коротковолновая радиация — это приходящий поток солнечной радиации. Он включает энергию в виде коротких волн в диапазоне от 0,1 до 4 мкм. Вне пределов атмосферы этот поток (солнечная постоянная) составляет около 1,395 кВт·м$^{-2}$ (или 2 кал$\times$$\times$мин$^{-1}$·см$^{-2}$). Проходя через атмосферу, поток солнечной радиации изменяется в результате рассеяния, поглощения и отражения молекулами и взвешенными частицами различных типов. Таким образом, к земной поверхности поток коротковолновой радиации доходит в виде прямой и рассеянной солнечной радиации.

Коротковолновую радиацию легко измерить (см., напр., Robinson, 1966; Кондратьев, 1956; Coulson, 1975) и данными о ней располагает большинство национальных служб прогноза погоды или сельскохозяйственных учреждений. В том случае, когда данных недостаточно, можно произвести расчет с помощью одной из теоретических моделей или простейших эмпирических формул, которые связывают коротковолновую радиацию с другими физическими величинами, а именно: солнечной постоянной, оптической толщиной атмосферы, ее замутненностью, содержанием водяного пара в воздухе, количеством и типом облачности и т. д. Однако формулы подобного типа все еще уточняются, так что обращаться с ними надо осторожно.

Ангстрем (Ångström, 1924) для расчета суммарной радиации R_s предложил простое уравнение:

$$R_s = R_{sc}\,[a + (1 - a)\,n/N], \qquad (6.3)$$

где R_{sc} — средний суточный поток суммарной радиации при ясном небе; n/N — относительная продолжительность солнечного сияния (n — продолжительность солнечного сияния, N — общая продолжительность светового дня); a — постоянная; для условий Стокгольма $a = 0{,}235$. Величина a зависит от места, времени года и состояния атмосферы. Лучше всего ее определять путем калибровки на месте. Для многих пунктов число абсолютно безоблачных дней так мало, что подобная калибровка невозможна. В таком случае можно использовать уравнение Прескотта (Prescott, 1940), содержащее поток солнечной радиации R_{se}, который приходил бы на горизонтальную поверхность при отсутствии атмосферы. Это уравнение, удобное для вычисления средних недельных и

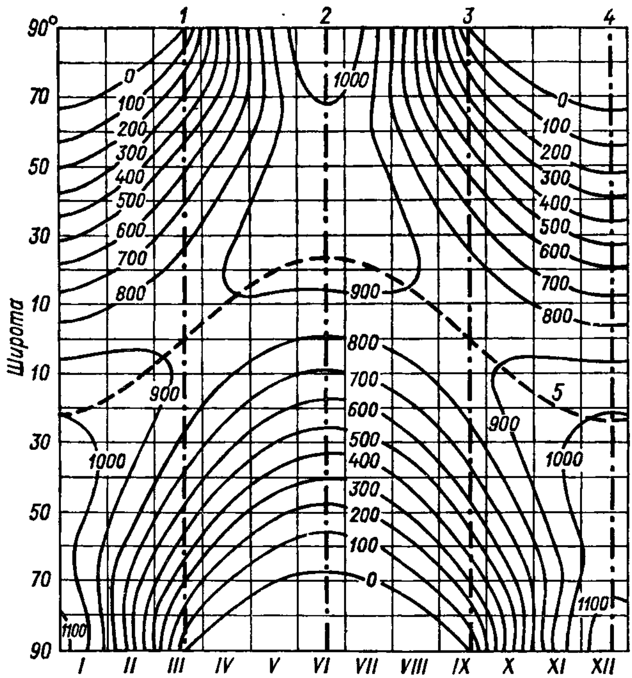


Рис. 6.5. Поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы (×41,9 кДж·м$^{-2}$·сут$^{-1}$). Солнечная постоянная принята равной 1,35 кВт·м$^{-2}$ (Leighly, List, 1971).

1 — моменты весеннего равноденствия, 2 — летнего солнцестояния, 3 — осеннего равноденствия, 4 — зимнего солнцестояния, 5 — склонение солнца.

средних месячных потоков суммарной радиации, имеет вид

$$R_s = R_{se}[a + b(n/N)], \tag{6.4}$$

где a и b — постоянные, зависящие от места, времени года и состояния атмосферы. Значение R_{se} для данной широты и данного времени года легко вычисляется, если известна солнечная постоянная. Суточные значения R_s, приведенные в табл. 6.1, основаны на расчетах Миланковича (List, 1971), в которых солнечная постоянная принята равной 1,395 $кВт \cdot м^{-2}$ или 2,0 кал$\times$$\times$$мин^{-1} \cdot см^2$. Значения a и b, рассчитанные для различных пунктов, приведены в табл. 6.2. Согласно данным, приведенным в этой таблице, средние значения $a = 0{,}25$, $b = 0{,}50$. В ряде работ были сделаны попытки увязать значения a и b с долготой и широтой места, а также с характером климата (Glover, McCulloch, 1958; Löf e. a., 1966; Linacre, 1967).

Для расчета суммарной радиации часто вместо относительной продолжительности солнечного сияния n/N используется средний балл облачности m_c. Так, Кимбалл (Kimball, 1927) предложил следующее уравнение, аналогичное (6.3):

$$R_s = R_{sc}(1 - am_c), \tag{6.5}$$

где a — постоянная, равная 0,71.

Несколько видоизмененный вариант выражения (6.5) известен как уравнение Савинова—Ангстрема. Зависимость a от широты места в этом уравнении определила Т. Г. Берлянд (см., напр., Будыко, 1971; Кондратьев, 1956). Аналог уравнения (6.4) в терминах m_c вместо n/N использовали Почоп и др. (Pochop e. a., 1968). Это уравнение исследовал также Блэк (Black, 1956).

Аналогия между (6.3) и (6.5) и тот факт, что n/N выражает часть дня, когда облака не закрывают солнца, дают основание приближенно принять, что

$$m_c + n/N = 1. \tag{6.6}$$

Использование этого равенства приемлемо при отсутствии другой информации. В самом деле, замечено, что правая часть уравнения (6.6) не равна точно единице. Ее значение больше единицы летом и меньше единицы зимой. Например, Де Фриз (De Vries, 1955) по наблюдениям в Нидерландах нашел, что

$$an/N + bm_c = 1, \tag{6.7}$$

где $a = 1{,}12$, $b = 0{,}88$ для летних условий; $a = 1{,}29$, $b = 1{,}00$ для зимних. По данным наблюдений в Японии Кондо (Kondo, 1967) получил значения $a = 1{,}11$, $b = 0{,}78$.

В литературе предлагались и другие формулы типа (6.3)—(6.5), но их подробный обзор не входит в нашу задачу. Ясно, что такие простые уравнения могут служить лишь грубой заменой непосредственных измерений. Тем не менее при расчете суммарной радиации с помощью более совершенных эмпирических и

ТАБЛИЦА 6.1

Поток солнечной радиации ($R_s \times 4{,}19$ Дж·см$^{-2}$·сут) на горизонтальную поверхность при отсутствии атмосферы

Широта	Долгота солнца, °															
	0	22,5	45	67,5	90	112,5	135	157,5	180	202,5	225	247,5	270	292,5	315	337,5
	Дата															
	21 III	13 IV	6 V	29 V	22 VI	15 VII	8 VIII	31 VIII	23 IX	16 X	8 XI	30 XI	22 XII	13 I	4 II	26 II
90° с.	—	436	796	1030	1110	1025	789	431	—	—	—	—	—	—	—	—
80	160	436	784	1014	1093	1010	777	431	158	7	—	—	—	—	—	7
70	316	541	772	968	1043	963	765	535	312	133	25	—	—	—	25	135
60	461	655	834	963	1009	957	826	648	456	281	151	74	51	75	151	285
50	593	755	894	988	1020	984	886	747	586	427	295	210	181	211	298	432
40	707	832	938	1002	1022	997	929	823	698	562	442	359	327	361	447	570
30	799	892	958	997	1005	990	949	882	789	684	581	507	480	509	586	691
20	867	922	952	964	964	959	944	911	857	784	706	646	624	649	712	793
10	909	925	921	908	900	904	913	914	898	861	813	771	756	775	820	871
0	923	900	863	829	814	825	856	890	912	913	897	877	869	881	905	924
10° ю.	911	849	784	729	708	726	776	839	898	938	956	960	962	965	965	949
20	867	773	680	611	585	608	674	764	857	935	989	1019	1036	1024	998	946
30	799	674	560	479	449	477	555	666	789	904	994	1052	1073	1057	1003	915
40	707	555	426	339	306	338	422	549	698	844	973	1059	1092	1064	982	854
50	593	421	285	199	170	198	282	416	586	766	929	1045	1089	1049	937	775
60	461	277	144	70	48	70	143	274	456	664	866	1018	1078	1023	873	672
70	316	131	24	—	—	—	24	130	312	548	802	1024	1114	1029	809	556
80	160	7	—	—	—	—	—	7	158	442	814	1073	1167	1078	821	447
90	160	—	—	—	—	—	—	—	—	442	826	1089	1185	1005	834	447

ТАБЛИЦА 6.2

Значения постоянных a и b в уравнении Прескотта (6.4) для различных пунктов

Пункт	Широта	Период	a	b	Источник
Аккра (Гана)	6° с.	Месяц	0,30	0,37	Дейвис (Davies, 1965)
Кано (Нигерия)	12	„	0,26	0,54	То же
Кунунарра (Западная Австралия)	16	Сутки	0,334	0,431	Фитцпатрик и Штерн (Fitzpatrick, Stern, 1965)
Дели (Индия)	29	Неделя	0,31	0,46	Ядав (Yadav, 1965)
Татено (Япония)	36	Месяц	0,25	0,54	Кондо (Kondo, 1967)
Додж-Сити (Канзас, США)	38	Сутки	0,230	0,542	Бейкер и Хейнс (Baker, Haines, 1969)
Кливленд (Огайо, США)	41	„	0,188	0,539	То же
Мэдисон (Висконсин, США)	43	„	0,208	0,530	„
Девилт (Нидерланды)	52	„	$0,22 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,02$	Кохзик (Kohsiek, 1971; неопубликованные данные)
Ротамстед (Англия)	52	Месяц	0,18	0,55	Пенман (Penman, 1948)
Матануска-Анкоридж (Аляска, США)	61	Сутки	0,261	0,465	Бейкер и Хейнс (Baker, Haines, 1969)

теоретических связей удается получить удовлетворительные данные. Примером таких связей могут служить формулы, предложенные Кондо (Kondo, 1967, 1976), Полтриджем и Платтом (Poltridge, Platt, 1976) и Саттерлундом и Минсом (Satterlund, Means, 1978).

6.1. Б. Альбедо

Под альбедо поверхности понимается отношение отраженного потока суммарной коротковолновой радиации к потоку приходящей радиации. В отличие от термина отражательная способность, альбедо характеризует также и рассеянную часть радиации. В исследованиях теплового баланса альбедо является интегральной величиной, включающей все длины волн. Иногда в отличие от спектрального альбедо его называют интегральным альбедо. В случае идеально шероховатой поверхности альбедо не должно зависеть от направлений первичного пучка лучей.

Для большинства естественных поверхностей соотношение между прямой и отраженной радиацией зависит от направления падающего пучка лучей. Поэтому в солнечные дни альбедо большинства поверхностей зависит от высоты солнца; эта зависимость ослабляется с увеличением облачности.

Например, для водной поверхности по измерениям над оз. Хефнер (Оклахома) Андерсон (Anderson, 1954) получил следующее эмпирическое выражение:

$$a_s = aS_A^b, \tag{6.8}$$

где S_A — высота солнца в градусах; a и b — постоянные, при ясном небе $a = 1{,}18$, $b = -0{,}77$. Значения a и b для различных условий облачности представлены в табл. 6.3. Похожие, но более детальные результаты получил Пейн (Payne, 1972).

ТАБЛИЦА 6 3

Значения постоянных a и b в формуле (6.8). По Андерсону (Anderson, 1954)

Облачность	Постоянная	Балл облачности m_c			
		0 (ясно)	0,1—0,5 (малооблачно)	0,6—0,9 (переменная облачность)	1,0 (сплошная облачность)
Высокая	a	1,18	2,20	1,14	0,51
	b	—0,77	—0,98	—0,68	—0,58
Низкая	a	1,18	2,17	0,78	0,20
	b	—0,77	—0,96	—0,68	—0,30

Альбедо других поверхностей подчиняются связям, аналогичным (6.8). Однако для расчета суточных сумм радиации на практике принято пользоваться средним значением альбедо. Например, альбедо водной поверхности принимается равным около 0,06.

ТАБЛИЦА 6.4

Средние значения альбедо различных естественных поверхностей

Поверхность	Альбедо
Глубокая вода	0,04—0,08
Мокрая темная почва, пашня	0,05—0,15
Серозем, обнаженная почва	0,15—0,25
Сухая почва, пустыня	0,20—0,35
Белый песок, известняк	0,30—0,40
Зеленая трава и другая низкая растительность (люцерна, картофель, свекла)	0,15—0,25
Сухая трава, жнивье	0,15—0,20
Сухая прерия и саванна	0,20—0,30
Хвойный лес	0,10—0,15
Лиственный лес	0,15—0,25
Лес с тающим снегом	0,20—0,30
Старый грязный снежный покров	0,35—0,65
Чистый устойчивый снежный покров	0,60—0,75
Свежий сухой снег	0,80—0,90

В табл. 6.4 приведены средние значения альбедо различных поверхностей, полученные по данным разных авторов (напр., Van Wijk, Scholte Ubing, 1963; Кондратьев, 1956; List, 1971; Будыко, 1971).

6.1. В. Длинноволновое излучение, или излучение земной поверхности

Поток длинноволнового излучения — это поток радиации, обусловленный излучением атмосферных газов, суши и водной поверхности. Температура поверхности любых предметов на земном шаре значительно ниже температуры солнца, поэтому радиация, которую они излучают, характеризуется значительно большими длинами волн, чем солнечная радиация. Спектрального перекрытия между ними практически не происходит, так как большая часть радиации, излучаемой землей и атмосферой, находится в диапазоне от 4 до 100 мкм.

Хотя приборов для измерения радиации выпускается все больше и они становятся доступными, длинноволновую радиацию в естественных условиях все еще не так легко измерить, как солнечную. Одна из причин этого состоит в том, что любой прибор сам по себе излучает радиацию с длиной волны и интенсивностью, сравнимыми с той, которую ему надлежит измерять. Поэтому в метеорологической практике часто предпочитают рассчитывать длинноволновую радиацию на основании легко измеряемых параметров. Методы подобных расчетов описаны в фундаментальных работах Гуди (Goody, 1964), Кондратьева (1956), Полтриджа и Платта (Paltridge, Platt, 1976).

Потоки длинноволнового излучения на поверхности земли удобно подразделять на поток радиации, направленный вниз из атмосферы R_{ld} и поток длинноволновой радиации, направленный вверх от подстилающей поверхности R_{lu}.

Поток длинноволновой радиации, направленный вверх

Направленный вверх поток длинноволнового излучения R_{lu} обычно рассчитывают, предположив, что почва, растительный покров или водный массив эквивалентны бесконечно глубокому серому телу с однородной температурой и близкой к единице излучательной способностью ε_s. Тогда справедлива формула

$$R_{lu} = \varepsilon_s \sigma T_s^4, \tag{6.9}$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана, $\sigma = 5{,}6697 \cdot 10^{-8}$ Вт$\times$ $\times$м$^{-2}\cdot$К$^{-4}$ или $1{,}354 \cdot 10^{-12}$ кал$\cdot$см$^{-2}\cdot$с$^{-1}\cdot$К$^{-4}$; T_s — температура земной поверхности, К.

Для водной поверхности излучательная способность ε_s обычно принимается равной 0,97 (напр., Anderson, 1954; Davies e. a., 1971). Для других поверхностей значение ε_s не так хорошо известно, но обычно оно тоже близко к единице. Значения ε_s для различных поверхностей, опубликованные в литературе (напр., Van Wijk, Scholte Ubing, 1963; Кондратьев, 1956), приведены в табл. 6.5. На практике часто принимается $\varepsilon_s = 1$. Поскольку величина T_s известна в редких случаях (особенно для суши), в выражении (6.9) вместо нее часто используется температура воздуха T_a.

ТАБЛИЦА 6.5

Значения излучательной способности ε_s некоторых естественных поверхностей

Тип поверхности	ε_s
Почва оголенная	
минеральная	0,95—0,97
органическая	0,97—0,98
Растительность	
травянистая	0,97—0,98
древесная	0,96—0,97
Снег	
старый	0,97
свежий	0,99

Поток длинноволновой радиации при ясном небе, направленный вниз

Для более точного расчета направленного вниз потока длинноволновой радиации при ясном небе R_{ldc} требуются данные о вертикальном профиле влажности и температуры. Однако измерить эти характеристики довольно сложно. В связи с этим были разработаны расчетные методы, основанные чаще всего на формулах типа

$$R_{ldc} = \varepsilon_{ac}\sigma T_a^4, \tag{6.10}$$

где T_a — температура воздуха, обычно это температура, измеренная в метеорологической будке, К; ε_{ac} — коэффициент длинноволнового излучения атмосферы при ясном небе.

Известны формулы для определения величины ε_{ac}. Большинство из них эмпирические, но можно получить соответствующие формулы и на более строгой физической основе. Один такой вывод предложен в работе Братсерта (Brutsaert, 1975d). Согласно Гуди (Goody, 1964), удельный поток направленной вниз длинноволновой радиации вблизи поверхности земли равен

$$R_{ld} = \int_{a(z)=0}^{\infty} \sigma T^4 \frac{\partial \varepsilon_{sl}(a, T)}{\partial a} da, \tag{6.11}$$

где $T = T(z)$ — температура воздуха; ε_{sl} — коэффициент излучения слоя воздуха, равный отношению излучения слоя газа к излучению черного тела. Величина $a = a(z)$ — количество излучающего вещества, в основном водяного пара, в столбе воздуха от поверхности до уровня z с учетом изменения давления. Зависимость от давления часто принимается пропорциональной квадратному корню. Таким образом, количество водяного пара в слое воздуха толщиной dz определяется по формуле

$$da = \rho_v (p/p_a)^{1/2} dz, \tag{6.12}$$

где p_a — давление на поверхности земли.

Заметим, что выражения (6.11) и (6.12) или аналогичные им равенства составляют основу для более точных методов расчета радиационных потоков и для построения радиационных диаграмм.

Решение системы уравнений (6.11) и (6.12) можно получить, задав, во-первых, коэффициент излучения слоя воздуха в виде степенной функции

$$\varepsilon_{sl} = A a^m, \tag{6.13}$$

где A и m — постоянные (если учтено содержание в воздухе CO_2, то $A = 0{,}75$, $m = 1/7$); и, во-вторых, приняв стандартное распределение метеорологических элементов в нижнем 15-километровом слое атмосферы. Это последнее предположение позволяет получить в первом приближении следующие выражения для T, p и ρ_v:

$$T = T_a \exp[-(\gamma/T_a) z], \tag{6.14}$$

$$p = p_a \exp(-k_p z), \tag{6.15}$$

$$\rho_v = (0{,}622 e_a / R_d T_a) \exp(-k_w z), \tag{6.16}$$

где e_a — давление водяного пара вблизи поверхности земли; γ/T_a — параметр затухания, для атмосферы примерно равный

$2{,}26\cdot 10^{-2}$ км$^{-1}$; k_p и k_w — величины, равные соответственно 0,13 и 0,44 км$^{-1}$. Подставляя выражения (6.12) и (6.16) в (6.11) и интегрируя, находим

$$R_{ldc} = \sigma T_a^4 m A \left[\frac{0{,}622 e_a}{k_2 R_d T_a} \right]^m B\left(\frac{k_1}{k_2},\ m\right). \tag{6.17}$$

Здесь $B\left(\frac{k_1}{k_2},\ m\right)$ — полная бета-функция (Abramowitz, Stegun, 1964);

$$k_1 = k_2 + (4\gamma/T_a), \quad k_2 = k_w + (k_p/2).$$

Используя приведенные выше значения постоянных, получаем следующую формулу для коэффициента излучения атмосферы при ясном небе:

$$\varepsilon_{ac} = 1{,}24 \left(\frac{e_a}{T_a}\right)^{1/7}. \tag{6.18}$$

Здесь давление e_a выражено в гектопаскалях, а T — в кельвинах.

Поскольку правая часть (6.18) мало чувствительна к изменениям температуры, можно упростить это выражение, приняв стандартное значение температуры $T_a = 288$ K. В этом случае получается, что

$$\varepsilon_{ac} = 0{,}552 e_a^{1/7}. \tag{6.19}$$

Здесь e_a выражено также в гектопаскалях. Обе формулы — (6.18) и (6.19) — дают хорошие оценки средних суточных величин в умеренных широтах при температуре выше 0 °С (см., напр., Mermier, Seguin, 1976; Aase, Idso, 1978). Последнее обусловлено, вероятно, особенностями характеристик стандартной атмосферы.

Предлагались также чисто эмпирические уравнения, основанные на корреляционных связях. Одна из наиболее известных формул для практических расчетов, предложенная Брентом (Brunt, 1932), имеет вид

$$\varepsilon_{ac} = a + b e_a^{1/2}, \tag{6.20}$$

где a и b — постоянные, определенные по экспериментальным данным, e_a — выражено в гектопаскалях. В табл. 6.6 приведены значения этих постоянных, полученные разными исследователями. Коэффициенты излучения для ясного неба ε_{ac}, вычисленные по формулам (6.18) и (6.20), приведены на рис. 6.6.

Другая эмпирическая формула, применяемая на практике, была предложена Суинбанком (Swinbank, 1963) в двух вариантах: более точном

$$\varepsilon_{ac} = 0{,}398 \cdot 10^{-5} T_a^{2,148}$$

и приближенном

$$\varepsilon_{ac} = 0{,}92 \cdot 10^{-5} T_a^2. \tag{6.21}$$

Хотя выражение (6.21) получено эмпирически, расчеты по нему хорошо согласуются с расчетами по теоретической формуле

ТАБЛИЦА 6.6

Значения постоянных a и b в формуле Брента (6.20)

Пункт	Широта	Высота, м	Период	a	b	Источник
Бенсон (Англия)	52° с.	6	Месяц	0,52	0,065	Брент (Brunt, 1932)
Согласование теоретических расчетов и эмпирических данных, полученных в различных районах			„	0,51	0,066	Ямамото (Yamamoto, 1950)
Девис (Калифорния)	38	14	„	0,66	0,039	Госс, Брукс (Goss, Brooks, 1956)
Озеро Хефнер (Оклахома)	36	369	„	0,68	0,036	Андерсон (Anderson, 1954)
Киншас (Заир)	48	321	Сутки	0,645	0,048	Декостер и Швепп (DeCoster, Schuepp, 1957)

(6.18). Действительно, Дикон (Deacon, 1970) по средним месячным данным для районов с разным климатическим режимом обнаружил, что количество осажденной влаги в атмосфере пропорционально величине $T_a^{16,8}$. Тогда в соответствии с выражением (6.16) получаем $e_a \sim T_a^{17,8}$. Подставляя это в формулу (6.18), получаем зависимость $\varepsilon_{ac} \sim T_a^{2,4}$, которая не слишком сильно отличается от $T_a^{2,148}$. Полтридж и Платт (Paltridge, Platt, 1976) отмечали, что поскольку формула (6.21) основана на данных наблюдений в ночное время, она отражает инверсионные условия. Поэтому для дневного времени они предложили уменьшать ре-

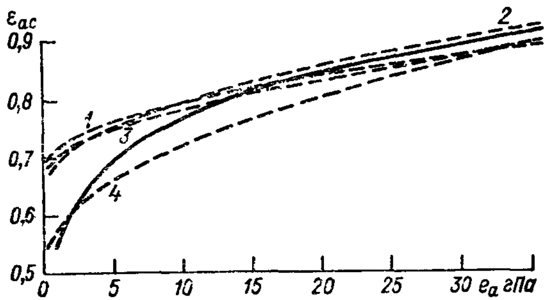


Рис. 6.6. Зависимость эффективной излучательной способности атмосферы ε_{ac} от давления водяного пара e_a вблизи поверхности.

Сплошная линия — расчет по формуле Братсерта (6.18) при T_a=288 К; пунктирные линии — расчет по формуле Брента (6.20): *1* — по данным Андерсона (Anderson, 1954), *2* — по данным Декостера и Швеппа (DeCoster, Schuepp, 1957), *3* — по данным Госса и Брукса (Goss, Brooks, 1956), *4* — по данным Ямамото (Yamamoto, 1950).

зультаты расчетов по указанной формуле в среднем примерно на 2 мВт·см$^{-2}$.

Другое эмпирическое соотношение, основанное также только на значениях температуры, получили Идсо и Джексон (Idso, Jackson, 1969):

$$\varepsilon_{ac} = \{1 - 0,261 \exp[-7,77 \cdot 10^{-4} (273 - T_a)^2]\}. \qquad (6.22)$$

Оно оказалось применимым в более широком диапазоне температур, чем формула (6.21). Однако, Аасе и Идсо (Aase, Idso, 1978) пришли к выводу, что расчет по формуле (6.22) недостаточно точен при температуре ниже точки замерзания. Саттерлунд (Satterlund, 1979) предложил следующее эмпирическое уравнение, которое, подобно (6.18), учитывает температуру и влажность воздуха:

$$\varepsilon_{ac} = 1,08 \left[1 - \exp\left(-e_a^{T_a/2016}\right)\right]. \qquad (6.23)$$

Здесь давление e_a выражено в гектопаскалях, T_a — в кельвинах. Наибольшую ценность в работе Саттерлунда представляет сравнительный анализ всех трех равенств — (6.18), (6.22) и (6.23). Результаты этого сравнения приведены на рис. 6.7. Этот рисунок дает также представление о возможном разбросе данных расчета по уравнениям типа (6.10) с использованием средней суточной температуры.

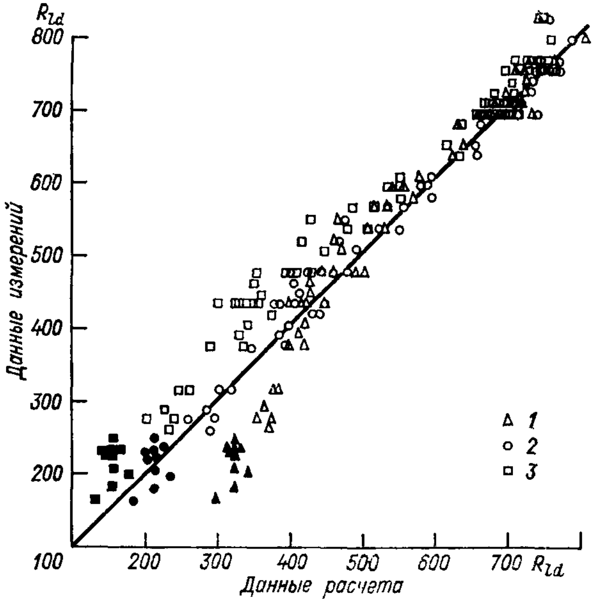


Рис. 6.7. Сопоставление измеренных и рассчитанных потоков длинноволнового излучения (×41,9 кДж× ×м$^{-2}$·сут$^{-1}$) атмосферы. Рисунок заимствован из работы Саттерлунда (Satterlund, 1979).

В расчетах использовались значения ε_{ac}, рассчитанные по формулам: 1 — Идсо-Джексона (6.22), 2 — Саттерлунда (6.23), 3 — Братсерта (6.18); данные измерений при ясном небе взяты из работы Аасе и Идсо (Aase, Idso, 1978) — незачерненные символы и Столла и Харди (Stoll, Hardy, 1955) — зачерненные символы.

Остается нерешенным вопрос, какое из выражений (6.18) — (6.23) следует выбрать для расчета. Вывод формулы (6.18) из основного соотношения (6.11) показывает, что следует по возможности учитывать эффект влажности воздуха. Формула Брента (6.20) наиболее часто применяется для расчетов. Однако следует отметить, что изменчивость входящих в нее констант представляет серьезный недостаток и служит свидетельством того, что рассматриваемая формула не имеет достаточного физического обоснования. Как показывает рис. 6.7, использование выражения (6.18), основанного на определенных физических предпосылках, дает такие же хорошие результаты, как и расчет по эмпирическим соотношениям. Преимущество формулы (6.18) состоит также и в том, что ее можно применять для расчета при необычных условиях стратификации влажности и температуры, используя более подходящие функции в формулах (6.13)—(6.16). Вместе с тем выражение (6.23) лучше согласуется с данными, соответствующими температуре ниже точки замерзания.

Влияние облачности

В отличие от R_{lu} величина R_{ld} зависит от облачности. Из эмпирических методов учета этого эффекта можно выделить следующие: 1) введение поправки к величине R_{ldc} или ε_{ac} непосредственно в формуле (6.10); 2) введение поправки к рассчитанному балансу длинноволновой радиации при ясном небе.

Несколько формул для расчета R_{ld} с учетом поправки первого типа можно объединить в одно выражение следующего вида:

$$R_{ld} = R_{ldc}\left(1 + am_c^b\right), \tag{6.24}$$

где m_c — балл облачности; a и b — постоянные. Значение a обычно зависит от типа облаков. Примером может служить вариант формулы (6.24), предложенный Больцем (Bolz, 1949) при $b=2$ и значениях параметра a, выбираемых из данных табл. 6.7. Это вы-

ТАБЛИЦА 6.7

Значения параметра a в формуле (6.24), рекомендуемые Больцем, при $b=2$ для разных типов облаков

Тип облаков	a
Перистые, Ci	0,04
Перисто-слоистые, Cs	0,08
Высоко-кучевые, Ac	0,17
Высоко-слоистые, As	0,20
Кучево-дождевые Cb	0,20
Кучевые, Cu	0,20
Слоисто-кучевые, Sc	0,22
Слоисто-дождевые, Ns	0,25
Туман	0,25
Средние условия	0,22

ражение характеризует зависимость длинноволновой приходящей радиации от типа облаков. Формулу (6.24), но с другими значениями a и b применили для расчета также Кузьмин и Кириллова (см. Будыко, 1971).

Баланс длинноволновой радиации записывается в виде

$$R_{nl} = \varepsilon_s R_{ld} - R_{lu}{}^{1}. \tag{6.25}$$

[1] В отечественной литературе эту величину с обратным знаком называют эффективным излучением.— *Прим. ред.*

По аналогии с выражением (6.24) некоторые опубликованные в литературе варианты этой формулы с учетом поправки на облачность можно представить в виде

$$R_{nl} = R_{nlc}(1 - a' m_c^{b'}), \tag{6.26}$$

где

$$R_{nlc} = \varepsilon_s R_{ldc} - R_{lu} \tag{6.27}$$

— баланс длинноволновой радиации при ясном небе; a' и b' — постоянные. Если в выражении (6.9) принять $T_s = T_a$ и если предположить, что $b = b'$, то получается следующая приближенная связь между двумя способами введения поправок на влияние облачности:

$$a = a' \left(\frac{1 - \varepsilon_{ac}}{\varepsilon_{ac}}\right). \tag{6.28}$$

Поскольку величина ε_{ac} составляет около 0,75 (см. рис. 6.6), значение a' в формуле (6.26) приблизительно в 3 раза больше значения a в выражении (6.24).

В большинстве случаев формула (6.26) используется при $b' = 1$. Еще 60 лет тому назад Ангстрем нашел, что при $b' = 1$ надо брать $a' = 0{,}9$. Ансворт и Монтейт (Unsworth, Monteith, 1975) использовали формулу (6.26) при значениях $b' = 1$ и $a' = 0{,}84$, найденных на основании простой модели радиации в облаке при $T_a - T_c = 11$ К (T_c — температура нижней границы облака). С другой стороны, в 1960 г. Барашкова (см., напр., Кондратьев, 1969) обнаружила, что можно принять $b' = 2$ и $a' = 0{,}7$. Было сделано несколько попыток связать a' (в основном при $b' = 1$) с количеством облаков m_l, m_m и m_u соответственно на нижнем, среднем и верхнем ярусах. Тогда a' определяется как среднее взвешенное значение:

$$a' = (a'_l m_l + a'_m m_m + a'_u m_u)/m_c, \tag{6.29}$$

где a'_l, a'_m и a'_u — постоянные. Значения этих постоянных, полученные в 1952 г. Т. Берлянд и М. Берляндом (см., напр., Кондратьев, 1956), приведены в табл. 6.8.

ТАБЛИЦА 6.8

Эмпирические коэффициенты в формуле (6.29), предназначенные для определения влияния облачности на баланс длинноволновой радиации по формуле (6.26) при $b' = 1$. По данным Т. Берлянд и М. Берлянда

Широта	Сезон	a'_l	a'_m	a'_u	Среднее a'
$>60°$ с.	Холодный	0,90	0,77	0,28	0,82
	Теплый	0,86	0,72	0,27	0,80
60—50	Холодный	0,86	0,74	0,27	0,77
	Теплый	0,80	0,67	0,24	0,70
50—40	Холодный	0,82	0,69	0,24	0,71
	Теплый	0,78	0,65	0,19	0,69

М. Берлянд (см. Будыко, 1971) рассчитал также средние значения a' (при $b'=1$) для различных широт, учитывая повторяемость облачности на разных уровнях для каждой широты. Несколько другой метод коррекции R_{nlc}, учитывающий не только количество облаков на разных уровнях, но и среднюю влажность воздуха, разработал Кондо (Kondo, 1967, 1976), который применил его для расчета теплового баланса поверхности океана.

В том случае, когда данных по облачному покрову нет, разумным приближением может служить замена величины n/N в формулах (6.24) и (6.26) на m_c, определенную с помощью равенств (6.6) или (6.7). Фактически это используется в уравнении Пенмана (Penman, 1948)

$$R_{nl} = R_{nlc}\,[a + (1 - a)\,(n/N)], \tag{6.30}$$

где a — постоянная, которую он принял равной 0,10. В других исследованиях принято $a=0{,}23$ (Impens, 1963) и $a=0{,}30$ (Fitzpatrick, Stern, 1965). Таким образом, в качестве среднего значения для практических расчетов можно принять $a=0{,}2$.

6.2. Поглощение энергии в процессе фотосинтеза

При изучении теплового баланса потоком углекислого газа F_p обычно пренебрегают за исключением случая, когда его определение является непосредственной целью исследования (напр., Sinclair e. a., 1975). При благоприятных условиях над раститель-

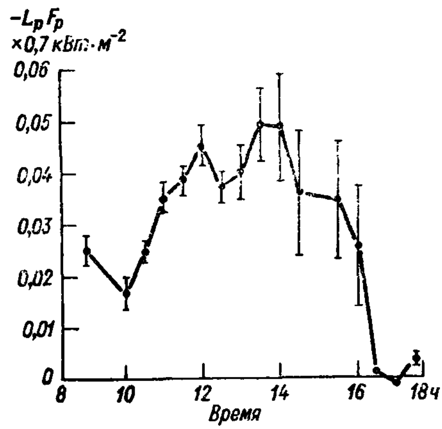


Рис. 6.8. Дневной ход направленного вниз потока углекислого газа $-L_pF_p$, рассчитанного по методу теплового баланса (10.8). По данным наблюдений на кукурузном поле вблизи Итаки (шт. Нью-Йорк) 13 августа 1970 г. (Sinclaire e. a., 1975).

Значения $-L_pF_p$ составили примерно 8 % от затрат тепла на испарение L_eE, суточный ход которых аналогичен; вертикальные линии — разброс рассчитанных значений потока.

ностью величина L_pF_p может достигать 5 % от общей радиации, но обычно она меньше 1 %. Пример суточных колебаний потока энергии за счет фотосинтеза показан на рис. 6.8. Термический эквивалент L_p поглощения или выделения CO_2 составляет приближенно $1{,}05 \cdot 10^7$ Дж·кг$^{-1}$ (или 2500 кал·г$^{-1}$).

6.3. Поток тепла на нижней границе атмосферного пограничного слоя

Природа потока тепла G на нижней границе АПС и оптимальный метод его определения зависят от типа подстилающей поверхности и от вещества, из которого состоит активный подповерхностный слой.

Для тонкого слоя почвы и растительного покрова член G в уравнении теплового баланса (6.1) выражает поток тепла, направленный внутрь слоя. Для водной поверхности G выражает поток тепла, направленный в толщу воды.

6.3. А. Поверхность суши

Над покрытой растительностью почвой среднее суточное значение теплового потока, направленного в почву, обычно на один (или более) порядок меньше, чем главные составляющие теплового баланса, такие как R_n, H, L_eE. Однако в течение коротких периодов он может быть достаточно большим. Существует несколько методов определения потока G. В связи с этим необходимо хотя бы вкратце обсудить основные физические представления, лежащие в их основе.

Перенос тепла в почву

Молекулярная проводимость является главным механизмом переноса тепла в твердых телах, поэтому наиболее характерные особенности переноса тепла в почве можно описать, представив его как явление теплопроводности, т. е. выразив удельный поток тепла по закону Фурье. Для потока тепла, направленного вертикально вниз, этот закон можно записать в виде

$$Q_H = -K_T \frac{\partial T}{\partial z}, \tag{6.31}$$

где z — направленная вниз вертикальная координата; K_T — коэффициент теплопроводности. Поскольку перенос тепла под воздействием температурного градиента связан не только с теплопроводностью, но и с другими механизмами (прежде всего с переносом водяного пара), величину K_T также называют эффективным коэффициентом теплопроводности. Подставляя (6.31) в уравнение переноса тепла, получаем

$$C_s \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(K_T \frac{\partial T}{\partial z}\right). \tag{6.32}$$

Здесь C_s — объемная теплоемкость почвы, $C_s = \rho_s c_s$, где c_s — ее удельная теплоемкость, ρ_s — плотность почвы. В тех случаях, когда K_T принимается независимым от z, выражение (6.32) упрощается и принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \qquad (6.33)$$

где D_T — коэффициент термической диффузии[1], $D_T = K_T/C_s$.

1. Удельная теплоемкость. Знание объемных фракций минеральной почвы θ_m, органического вещества θ_c, воды θ и воздуха θ_a позволяет определить объемную теплоемкость C_s в виде

$$C_s = \rho_m \theta_m c_m + \rho_c \theta_c c_c + \rho_w \theta_w c_w + \rho_a \theta_a c_a, \qquad (6.34)$$

где c и ρ — соответственно объемная теплоемкость и плотность разных фракций; индексы m, c, w и a обозначают соответственно минеральную фракцию почвы, почвенную органику, воду и воздух в почве. Значения этих параметров компонентов почвы, полученные и обобщенные Де Фризом (De Vries, 1963) по данным различных авторов, приведены в табл. 6.9. Согласно данным этой таблицы, объемная теплоемкость почвы (Дж·м$^{-3}$·К$^{-1}$) равна

$$C_s = (1{,}94\theta_m + 2{,}50\theta_c + 4{,}19\theta_w)\,10^6. \qquad (6.35)$$

ТАБЛИЦА 6.9

Свойства почвенных фракций при температуре 293 К

Компоненты почвы	Удельная теплоемкость c_s Дж·кг$^{-1}$·К$^{-1}$	Плотность ρ кг·м$^{-3}$
Минеральная фракция	733	2650
Почвенная органика	1926	1300
Вода	4182	1000
Воздух	1005	1,20

2. Коэффициент теплопроводности. Почвы редко бывают однородными и описать их структуру сложно даже в таких малых образцах, какие используются при лабораторных измерениях. Для гидрологических задач целесообразнее измерять термические свойства почвы в полевых условиях. Полевые методы определения удельной теплопроводности, включая специальные пробы, описаны в литературе (напр., De Vries, Peck, 1958a, b; Janse, Borel, 1965; Fritton e. a., 1974). Однако и они достаточно сложны. Ошибки происходят в результате вовлечения воздуха (Nagpal, Boersma, 1973) и несовершенства методик отбора проб почвы (Hadas, 1974).

Поскольку K_T является параметром уравнений (6.31) и (6.32), его можно определить также с помощью расчетов, если известны значения Q_H и T. Таким методом пользовались, например, Ким-

[1] В отечественной литературе он называется коэффициентом температуропроводности.— *Прим. ред.*

балл и Джексон (Kimball, Jackson, 1975). В дневное время, когда в профиле температуры какого-либо слоя отмечается нулевой градиент, можно рассчитать поток тепла в почву Q_H с помощью калориметрического метода (см. уравнение (6.40)). Если известно значение Q_H, то коэффициент K_T на любом уровне рассчитывается путем деления Q_H на локальный температурный градиент, не равный нулю.

Для расчета K_T были предложены и другие методы. Де Фриз (De Vries, 1963) разработал теоретическую модель теплопроводности, использовав более ранние идеи Бюргера (Burger, 1915). Основное предположение этого подхода состоит в том, что почва представляет собой смесь почвенных частиц и небольших объемов воздуха в воде. Эффект переноса водяного пара, включая возгонку

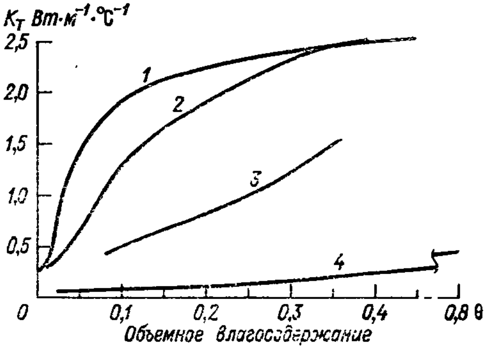


Рис. 6.9. Коэффициент теплопроводности K_T как функция объемного влагосодержания θ для четырех типов почв.

1 — результаты лабораторных данных для кварцевого песка с пористостью 0,43 (De Vries, 1963), *2* — то же для супеска с пористостью 0,38 (Moench, Evans, 1970), *3* — среднее по полевым данным для суглинков со средней пористостью 0,41 (Kimball e. a., 1976a), *4* — лабораторные данные для торфяника с пористостью около 0,8 (Kersten, 1949).

вследствие температурного градиента, учитывался в модели с помощью подхода Кришера и Рохнальтера (Krischer, Rohnalter, 1940). Де Фриз показал, что рассчитанные по такой модели значения K_T обычно соответствовали экспериментальным данным в пределах 10 %. Этот метод проверили Кимбалл и др. (Kimball e. a., 1976a), используя полевые данные по суглинистым почвам. Они пришли к заключению, что перенос тепла в результате только обычной теплопроводности намного важнее любого другого механизма переноса, так как их метод дал лучшие результаты при пренебрежении членом, характеризующим эффект переноса водяного пара. Лабораторные опыты Мёнха и Эванса (Moench, Evans, 1970) также показали, что обычно эффективная теплопроводность лишь на несколько процентов (около 5 %) отличается от реальной.

Для примера на рис. 6.9 показаны экспериментальные данные о теплопроводности как функции содержания влаги для кварцевого песка, песчаных сланцев и торфяника.

3. Коэффициент температуропроводности. При известных значениях C_s и K_T как функций глубины и содержания влаги, решив уравнение (6.32), можно рассчитать профили температуры и теплового потока в почве. Поскольку поток тепла в почву значительно меньше основных составляющих теплового баланса, не всегда требуется высокая точность его расчетов. Поэтому в ряде задач, включающих расчет теплового баланса или распространение годовых температурных волн в почву, достаточно использовать решение линейного уравнения (6.33) при постоянном коэффициенте диффузии D_T. Поскольку значения K_T, C_s, а следовательно, и D_T могут сильно меняться, неясно, каким должно быть типичное значение D_T для получения оптимального результата.

Предлагавшиеся ранее методы определения D_T были основаны на согласовании решений уравнения (6.33) с данными измерений температуры. Можно, например, воспользоваться решением, соответствующим синусоидальной температурной волне на поверхности (Чудновский, 1948; Van Wijk, De Vries, 1963), которое имеет вид

$$T = T_{sa} + a_0 \exp\left[-\left(\frac{\omega}{2D_T}\right)^{1/2} z\right] \sin\left[\omega t - \left(\frac{\omega}{2D_T}\right)^{1/2} z + b\right], \qquad (6.36)$$

где T_{sa} — постоянная осредненная температура поверхности почвы; a_0 — амплитуда синусоидальной волны при $z=0$; ω — частота в радианах, $\omega=2\pi/p$; p — период в тех же единицах измерения, что и время t; b — постоянная часть сдвига фазы. Это решение показывает, что максимум температурной волны все более запаздывает во времени по мере увеличения глубины. Коэффициент диффузии можно вычислить из наблюдений в моменты времени t_1, t_2, ..., когда максимум синусоидальной температурной волны проникает в почву на глубину z_1, z_2, ... Это значение можно также определить, измеряя амплитуду температурной волны на разных глубинах. Методы, основанные на решении (6.36), в принципе, очень просты — ими широко пользовались в течение последних 100 лет (см., обзор, Чудновский, 1948). И все же их применимость в полевых условиях ограничена, так как температурная волна на поверхности редко бывает синусоидальной.

Были предложены методы, основанные на решении уравнения (6.33) для колебаний температуры поверхности более общего вида. Например, Ван Вийк (Van Wijk, 1963) предложил метод, предполагающий известным ход температуры на двух уровнях z_1 и z_2. Суть этого метода можно изложить следующим образом. Преобразование Лапласа для решения уравнения (6.33) при первоначально постоянной температуре T_i имеет вид

$$L\{T - T_i\} = a \exp\left[-z\left(\frac{s}{D_T}\right)^{1/2}\right], \qquad (6.37)$$

где a — постоянная; s — переменная преобразования Лапласа. Данные температурных наблюдений преобразуются, согласно методу Лапласа, посредством умножения $T - T_i$ на $\exp(-st)$ и последующего интегрирования по времени при соответствующим образом выбранной величине s. Коэффициент диффузии D_T получается путем составления отношения двух интегралов, которое равно

$$\exp\left[-(z_1-z_2)(s/D_T)^{1/2}\right].$$

Значение s надо выбрать так, чтобы оно придавало надлежащий вес основной части данных. В самом деле, если s велико, то лишь область малых t вносит решающий вклад, и наоборот. В своем примере измерений в течение 1 ч на глубине 1 см Ван Вийк (Van Wijk, 1963) использовал $s=0{,}001$ с$^{-1}$.

Был также предложен метод, основанный на решении уравнения (6.33) с помощью функций Грина для произвольно заданной (но известной) начальной температуры $T(z_1, t)$ на некотором уровне z_1 (например, на поверхности или вблизи нее). При начальном линейном распределении температуры

$$T(z,\ 0)=T_i(z)=az+b,$$

где a и b — постоянные, это решение можно записать в виде

$$T(z,\ t)-T_i(z)=\frac{x}{2(\pi D_T)^{1/2}}\int_0^t [T(z_1,\ \tau)-$$

$$-T_i(z_1)]\frac{\exp\left[-x^2/(4D_T(t-\tau))\right]}{(t-\tau)^{3/2}}\,d\tau. \qquad (6.38)$$

Здесь $x=z-z_1$. Умножим (6.38) на dx и проинтегрируем от $x=0$ до $x=\infty$. Тогда получим

$$(D_T)^{1/2}=\frac{(\pi)^{1/2}\int\limits_{z=z_1}^{\infty}[T(z,\ t)-T(z,\ 0)]\,dz}{\int\limits_0^t [T(z_1,\ \tau)-T(z_1,\ 0)]\,(t-\tau)^{-1/2}\,d\tau}. \qquad (6.39)$$

Коэффициент температуропроводности можно рассчитать, если имеются измеренные профили температуры за определенный период времени t. Интеграл в числителе выражения (6.39) получается как площадь между кривыми вертикального профиля температуры в начале и конце периода. Глубина, до которой нужно производить интегрирование должна соответствовать глубине, до которой проникают колебания температуры. Знаменатель представляет собой оператор свертки. Если весь период времени разделить на n маленьких интервалов продолжительностью Δt, в течение каждого из которых температуру на уровне $z=z_1$ (вблизи поверхности) можно считать равной средней по времени температуре T_j, то знаменатель вычисляется с помощью его дискретного аналога

$$\sum_{j=1}^{j=n}\left[T_j-T(z_1,\ 0)\right](\Delta t)^{1/2}(n-j+{}^1/_2)^{-1/2}.$$

Методы определения потока тепла в почву

Поток тепла у поверхности почвы можно измерить следующими способами: прямым путем, используя калиброванные пластины для измерения теплового потока; по результатам измерений температуры и влагосодержания и посредством теоретических расчетов.

1. Измерения с помощью специальных пластин. Прибор обычно состоит из тонкой пластины или листа изоляционного материала, который помещается в почву перпендикулярно направлению теплового потока. Разность температур, которая измеряется на обеих сторонах пластины, является прямым следствием переноса тепла через эту пластину, ее — эту разность температур — можно связать с потоком тепла в окружающей почве путем надлежащей калибровки. Хотя такие пластины просты в обращении, их устройства, калибровка и установка требует большой осторожности (см., напр., Deacon, 1950; Philip, 1961; Fuchs, Tanner, 1968; Idso, 1972). Тепловые свойства материала пластины скорее всего отличаются от свойств почвы, которые изменяются в зависимости от содержания влаги. Если это различие велико, или если пластина расположена слишком близко к поверхности, то режим теплового потока в почве существенно нарушается. Кроме того, близость поверхности почвы может вызвать трудности в отборе проб из-за разнородности составляющих ее материалов. Поэтому желательно устанавливать такие пластины на глубине по крайней мере 5—10 см под поверхностью почвы. Если свойства почвы изменяются в очень широком диапазоне, калибровка может оказаться непригодной. Возможны погрешности из-за плохого контакта между пластиной и почвой, а также из-за влияния пластины на движение грунтовых вод.

2. Метод температурного градиента. Значение теплового потока на данной глубине, в принципе, можно вычислить с помощью формулы (6.31), измерив температурный градиент почвы, разумеется, если известна ее теплопроводность. Однако градиент, полученный по разности температур, часто содержит значительные ошибки; кроме того, как было показано выше, определить K_T довольно трудно. Поэтому этот метод не рекомендуется для расчета теплового потока на поверхности и используется лишь для его определения на таких глубинах, где содержание влаги и градиенты температуры не подвержены значительным колебаниям.

3. Калориметрический метод. Тепловой поток в почву можно определить по измерениям запасов тепла в почве. Этот способ основан на интегральной форме уравнений (6.32) и (6.31):

$$Q_{H1} - Q_{H2} = \int_{z_1}^{z_2} C_s(z) \frac{\partial T}{\partial t} dz, \qquad (6.40)$$

где Q_{H1} и Q_{H2} — тепловой поток соответственно на уровне z_1 и z_2. Если z_1 — поверхность почвы, а z_2 — некоторый нижний уровень, для которого известно значение Q_{H2}, то тепловой поток на поверхности Q_{H1} за определенный интервал можно рассчитать путем численного интегрирования уравнения (6.40) по данным измерений температуры и содержания влаги в почве в начале и в конце выбранного промежутка времени. Теплоемкость почвы можно рассчитать по формуле (6.35). Если значение z_2 достаточно велико, то величиной Q_{H2} можно пренебречь. В противном случае тепловой поток Q_{H2} можно определить с помощью следующих методов. Один из них — метод температурного градиента для расчета теплового потока на уровне z_2. Как уже упоминалось, с увеличением глубины величины $\partial T/\partial z$ и θ становятся более однородными и устойчивыми во времени, так что измерения становятся более достоверными. Однако и на такой глубине точное определение K_T, а следовательно, и Q_{H2} затруднительно.

Метод нулевого выравнивания, описанный Кимбаллом и Джексоном (Kimball, Jackson, 1975), заключается в следующем. Нулевые точки в вертикальном профиле температурного градиента являются точками нулевых потоков тепла на соответствующих глубинах. Иными словами, в интервал времени, когда на некотором уровне z_2 наблюдается нулевой градиент температуры, можно определить тепловой поток в почву Q_{H1} с помощью формулы (6.40), причем не только на поверхности, но и на любом уровне z_1, ниже или выше z_2 (где $Q_{H2}=0$). Это, в свою очередь, позволяет определить коэффициент теплопроводности $Q_{H1}/(\partial T/\partial z)$, например, на глубине 20 см, где содержание влаги θ мало меняется и K_T сохраняется примерно постоянным в течение суток. В том случае, когда не наблюдается нулевого градиента температуры, тепловой поток в почву на любом уровне можно определить с помощью (6.40) при известном значении Q_{H2}, вычисленном обычным методом температурного градиента.

При комбинированном подходе, предложенном Таннером, значение Q_{H2} измеряется с помощью пластины, установленной на глубине 5—10 см. Интеграл в уравнении (6.40) определяется тогда с помощью последовательных температурных профилей, измеренных над уровнем пластины. Такая комбинация двух типов измерений исключает некоторые нежелательные свойства обоих отдельно взятых методов — как метода пластины, так и калориметрического метода. Поскольку пластина устанавливается на значительной глубине, режим переноса тепла и влаги у поверхности искажается не так сильно. Исключаются также некоторые неточности стандартного калориметрического метода поскольку, особенно при расчетах за периоды короче суток (напр., Hanks, Tanner, 1972), он требует точных измерений температуры до глубины 1 м и более.

4. *Эмпирические соотношения*. В том случае, когда нет возможности провести необходимые измерения, тепловой поток на поверхности почвы можно рассчитать с помощью эмпирических соотношений. Простейшее предположение состоит в том, что поток на поверхности пропорционален какому-то другому члену уравнения теплового баланса. При определенных условиях в ка-

честве такого члена может быть выбран поток тепла в атмосферу. Тогда

$$G = c_H H, \tag{6.41}$$

где c_H — эмпирический коэффициент пропорциональности, полагаемый постоянным. Для оголенной почвы Касахара и Вашингтон (Kasahara, Washington, 1971) выбрали значение $c_H = 1/3$, предложенное Сасамори (Sasamori, 1970) на основе численного моделирования полевых измерений Леттау и Дэвидсона (Lettau, Davidson, 1957).

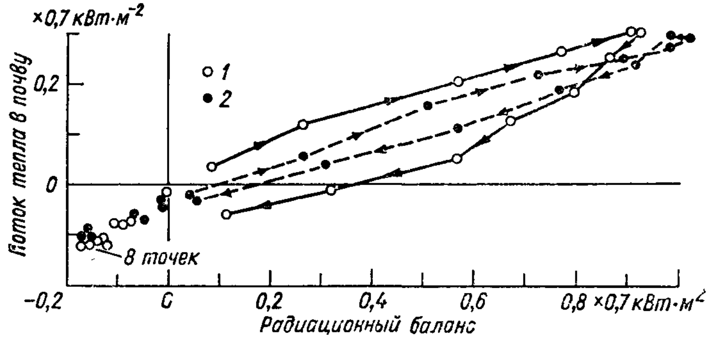


Рис. 6.10. Связь между потоком тепла в почву и радиационным балансом для оголенной лёссовой почвы (Fuchs, Hadas, 1972).

1 — сухая почва, 21—22 июля 1970 г.; 2 — влажная почва, 7—8 июня 1970 г.

Тепловой поток в почву можно также принять пропорциональным радиационному балансу:

$$G = c_R R_n, \tag{6.42}$$

где c_R — другая эмпирическая постоянная. Фукс и Хадас (Fuchs, Hadas, 1972) обнаружили, что в среднем для оголенных почв $c_R \approx 0{,}3$. Как видно из рис. 6.10, выражение (6.42) лучше выполняется для влажной почвы; для сухой почвы обнаруживается некоторый гистерезис. Никерсон и Смайли (Nickerson, Smiley, 1975) на основании данных Леттау и Дэвидсона (Lettau, Davidson, 1957) получили, что днем при $R_n > 0$ $c_R = 0{,}19$, а ночью при $R_n < 0$ $c_R = 0{,}32$. Для кукурузного поля, согласно данным Перье (Perrier, 1975b), $c_R = 0{,}2$ при R_n, измеренном на поверхности почвы. По данным Идсо и др. (Idso e. a., 1975), отмечаются колебания значений c_R в зависимости от содержания влаги; при осреднении всех данных получается приближенное значение $c_R \approx 0{,}4$. Согласно этим исследованиям, выражение (6.42) при $c_R = 0{,}3$ может служить хорошим приближением для оголенных почв и при измерении R_n вблизи земной поверхности. Однако для покрытой растительностью поверхности и при значениях R_n, измеренных на верхней границе растительного покрова, c_R, возможно, будет значительно меньше, так что величиной G в уравнении теплового баланса можно пренебречь (см. рис. 6.1 и 6.2).

Разумеется, выражения (6.41) и (6.42) сильно упрощены, так как поток G связан не с одним, а со всеми членами уравнения (6.1). Поэтому простые связи такого рода должны каждый раз уточняться, а значения постоянных c_H и c_R оказываются константами только для тех условий, для которых они определены. Тем не менее в ряде конкретных приложений выражения (6.41) и (6.42) оказываются весьма полезными.

5. Аналитические решения для упрощенных случаев. При известном ходе температуры или теплового потока на или вблизи поверхности и при известных $K_T(z, \theta)$ и $C_s(z, \theta)$, в принципе, можно рассчитать $T=T(z, t)$ и $Q_H=Q_H(z, t)$ с помощью уравнений (6.31) и (6.32). Однако так как $\theta=\theta(z, t)$, этот расчет неизбежно требует совместного решения задач о переносе влаги (см. параграф 11.1.А). Хотя переносы влаги и тепла в почве фактически являются взаимосвязанными явлениями (см., напр., Philip, De Vries, 1957), во многих случаях их можно рассматривать отдельно. Но даже при этом имеющейся информации о параметрах почвы и граничных условиях обычно недостаточно, чтобы достичь высокой точности расчетов.

Математическая формулировка задачи значительно упрощается, если использовать линеаризированное уравнение (6.33). Этим способом можно получить решения, которые дают правильные порядки величин некоторых характеристик теплового потока, направленного в почву, или по крайней мере иллюстрируют исследуемые явления. Примерами таких решений могут служить выражения (6.36)—(6.38). Самое простое из них — решение (6.36) для гармонического колебания температуры на поверхности. Тепловой поток в почве в этом случае в силу (6.31) выражается в виде

$$Q_H = (K_T C_s \omega)^{1/2} a_0 \exp\left[-\left(\frac{\omega}{2D_T}\right)^{1/2} z\right] \times$$

$$\times \sin\left[\omega t - \left(\frac{\omega}{2D_T}\right)^{1/2} z + \frac{\pi}{4} + b\right], \tag{6.43}$$

а тепловой поток на поверхности

$$G = a_0 (K_T C_s \omega)^{1/2} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4} + b\right). \tag{6.44}$$

Если известны средняя теплопроводность, средняя удельная теплоемкость и амплитуда температуры на поверхности почвы a_0, то выражение (6.44) можно применять непосредственно для расчета суточного или годового хода. Несмотря на то что это решение выведено для идеальных условий, его можно использовать для приближенной оценки величины G, а также запасенного почвой или отданного ею количества тепла. Формула (6.43) дает возможность оценить глубину проникновения температурной волны. Так, например, 95 % амплитуды волны затухает на глубине $z = 3(2D_T/\omega)^{1/2}$.

6.3. Б. Водоемы

В случае мелких прудов или небольших рек с глубиной, не превышающей нескольких метров, величина G может быть значительной. В ряде работ ее измеряли (напр., Brown, 1969) и рассчитывали (напр., Jabson, 1977; Jirka, 1978) с помощью метода температурного градиента, основанного на законе Фурье (6.31). В случае глубокого озера поток G обычно пренебрежимо мал.

6.3. В. Водные поверхности

В том случае, когда тепловой баланс (6.1) рассчитывается для очень тонкого слоя или водной пленки на поверхности океана или озера, при оценке величины G необходимо учитывать такие механизмы переноса тепла, как молекулярную теплопроводность, конвективный вертикальный перенос и проникновение радиации в толщу воды.

Тепловой поток в водные слои, находящиеся под тонким поверхностным слоем, можно определить, измерив профили температуры. Поскольку удельная теплоемкость воды известна (см. табл. 3.4), изменения температуры однозначно связаны с изменениями запаса тепла. Это значит, что для расчета G с помощью последовательных температурных профилей можно применить формулу, аналогичную формуле (6.40) при $\rho_w c_w$ вместо C_s и при условии, что поток тепла на нижней границе столба воды известен или пренебрежимо мал.

Можно также рассчитать перенос тепла в более глубокие слои воды. Но рассмотрение этой проблемы выходит за пределы данной книги. В этой связи мы отсылаем читателя к обзорам Ниилера и Крауса (Niiler, Kraus, 1977) и Шермана и др. (Sherman e. a., 1978). Проникновение радиации в водоемы рассмотрено в работе Ерлова (Jerlov, 1968). Пример расчета профилей температуры в океане приводится в работе Кондо и др. (Kondo e. a., 1979).

6.4. Другие слагаемые

6.4. А. Адвекция тепла

Этот член описывает тепло, которое переносится в результате движения воды, втекающей или вытекающей из системы. Осадки служат источником вертикальной адвекции, расположенным на верхней границе слоя. Дождь может быть особенно важен в случае снежного покрова, а снегопад особенно существенно влияет на баланс тепла в более теплом озере. Горизонтальная адвекция, вероятно, должна учитываться при рассмотрении теплового баланса всего озера. Суммарную интенсивность адвекции на единицу площади озера можно приближенно представить в виде

$$A_h = \rho_w c_w (q_i T_i + P T_p - q_0 T_0), \tag{6.45}$$

где c_w — удельная теплоемкость воды; ρ_w — плотность воды; q_i — суммарная скорость втекания в течение рассматриваемого периода, отнесенная к единице площади озера; q_0 — аналогичная скорость вытекания; P — интенсивность выпадения осадков; T_i, T_p и T_0 — взвешенные температуры соответственно втекающего потока, осадков и вытекающего потока. Для расчета теплового баланса точность определения членов в правой части (6.45), характеризующих втекающий и вытекающий потоки, не очень существенна [1]. По этой причине другими членами, такими, как испарение и фильтрация грунтовых вод, обычно пренебрегают.

6.4. Б. Изменение запасов тепла во времени

В случае тонкого слоя воды, почвы или растительного покрова член $\partial W/\partial t$ в уравнении теплового баланса (6.1) опускается. В случае высокой растительности его надо учитывать. Замечено (напр., Stewart, Thom, 1973), что этот член особенно существен в моменты после восхода и перед заходом солнца, когда он одного порядка с радиационным балансом R_n. Однако при суточном осреднении им обычно пренебрегают. Если рассматривается слой снежного покрова, этот член может оказаться важным (см., напр., Mckay, Thurtell, 1978), так как в равенстве (6.1) учитывается тепловая энергия, которую необходимо затратить на таяние, но определить его непосредственно по параметрам снега очень трудно.

В том случае, если рассматривается озеро, величину $\partial W/\partial t$ можно определить методами, описанными в параграфе 6.3 для G. Экспериментально этот член определяется по данным о последовательных температурных профилях. Кроу и Хотман (Crow, Hottman, 1973) исследовали для оз. Хефнер влияние плотности точек измерения температурных профилей на точность расчета испарения методом теплового баланса и обнаружили, что оптимальное количество таких точек — пять, т. е. одна точка на площади 2,1 км². Увеличение количества точек до 19 увеличивает точность расчета всего на 1 %.

---

[1] Эти члены приобретают большое значение в тепловом балансе подогреваемых водоемов.— *Прим. ред.*

Влияние адвекции при изменении свойств подстилающей поверхности

7.1. Внутренний пограничный слой

До сих пор рассматривалось локальное испарение с поверхности, достаточно однородной и достаточно протяженной, поэтому краевые эффекты, связанные с горизонтальной адвекцией, оставались относительно несущественными. Предположение о наличии горизонтально однородного и стационарного пограничного слоя допускает одномерную трактовку переноса по вертикали вблизи подстилающей поверхности. Однако в естественных условиях, такое положение часто не имеет места. В случае испарения с поверхности ограниченного размера, например, с небольшого озера или с орошаемого участка земли, окруженного сухой пустыней, влияние горизонтальной неоднородности может быть очень существенно.

Рассмотрим ненасыщенную воздушную массу, которая переходит с однородной сухой поверхности суши на водную поверхность. На линии раздела нижние граничные условия скачкообразно меняются. Значительно меняется не только поверхностная влажность, но и шероховатость и температура поверхности. В результате сразу за кромкой воды возникает направленный вверх поток водяного пара, причем заведомо больший, чем над сушей. Резко меняется вертикальная стратификация температуры и водяного пара, что вызывает изменение гидростатической устойчивости атмосферы, в свою очередь влияющей на перенос тепла и влаги. Благодаря этим изменениям стратификации и шероховатости, профиль средней скорости ветра и структура атмосферной турбулентности перестраиваются. Но именно структура турбулентности регулирует вертикальный перенос, и, следовательно, определяет профили температуры и водяного пара. Иными словами, вниз по потоку за скачком свойств поверхности вертикальные профили уже не сбалансированы, как в условиях однородной поверхности суши, и горизонтальные градиенты уже не равны нулю. Лишь по мере удаления от береговой черты профили массовой доли влаги, скорости ветра и температуры стремятся к новому равновесию с изменившимися условиями на поверхности.

Область атмосферы, подверженная влиянию подобных резких изменений условий на подстилающей поверхности, называется внутренним пограничным слоем. В случае испарения его называют «паровым одеялом». Нижняя часть этой области, где устанавливается новое равновесие, может быть названа внутренним равновесным подслоем. Горизонтальный перенос вблизи линии скачка обычно называют локальной адвекцией.

Экспериментальных данных о структуре внутренних пограничных слоев опубликовано сравнительно немного. Наблюдения Райдера и др. (Rider e. a., 1963), Миллера (Millar, 1964), Дайера и Крауфорда (Dyer, Crawford, 1965), Давенпорта и Хадсона (Davenport, Hudson, 1967a), Ланга и др. (Lang e. a., 1974), Бракка и др. (Brakke e. a., 1978) дают примеры внутренних пограничных слоев над сушей, включая данные о переносе водяного пара и тепла. Данные по испарению с водных поверхностей разного размера систематизировались и обсуждались в работах Харбека (Harbeck, 1962) и Братсерта и Ю (Brutsaert, Yu, 1968). Известны экспериментальные исследования, связанные с локальной адвекцией количества движения в атмосфере (Bradley, 1968, Mulhearn, 1978; Lettau, Zabransky, 1968; Panofsky, Peterson, 1972; Petersen, Taylor, 1973; Munro, Oke, 1975).

7.1. А. Уравнения для средних полей

Для того чтобы упростить анализ внутреннего пограничного слоя, рассмотрим ситуацию, когда полностью турбулизированный стационарный поток воздуха ортогонален к линии разрыва свойств поверхности ($x=0$), т. е. что продольная горизонтальная компо-

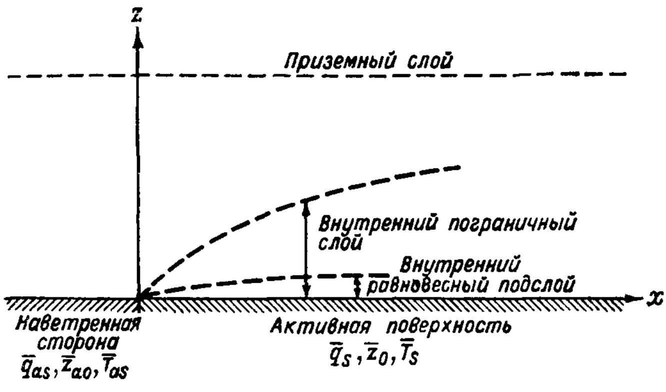


Рис. 7.1. Схема двумерного внутреннего пограничного слоя.

нента ветра направлена вдоль оси x (как это показано на рис. 7.1), z — вертикальная координата, y — поперечная горизонтальная координата. Пока x, т. е. расстояние от точки скачка в направлении ветра, не очень велико, внутренний пограничный слой остается достаточно тонким, и пока он погружен в приземный подслой атмосферы, эффектом Кориолиса можно пренебречь. Для пограничных слоев такого типа можно записать

$$\bar{u} \gg \bar{w},\quad \partial/\partial z \gg \partial/\partial x \text{ и } \bar{v} = \partial/\partial y = 0.$$

Уравнения, описывающие такой пограничный слой, оказываются не столь простыми, как в случае однородного пограничного слоя (см. параграф 3.4). Перейдем к их обобщению.

В рассматриваемых условиях уравнение (3.44) для средней массовой доли водяного пара $\bar{q} = \bar{q}(x, z)$ можно записать в виде

$$\bar{u}\frac{\partial \bar{q}}{\partial x} + \bar{w}\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = -\left[\frac{\partial}{\partial x}\overline{(u'q')} + \frac{\partial}{\partial z}\overline{(w'q')}\right]. \tag{7.1}$$

Соответствующие уравнения осредненного движения, описывающие перенос количества движения, получаются из уравнения Рейнольдса (3.62):

$$\bar{u}\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\overline{(u'u')} - \frac{\partial}{\partial z}\overline{(w'u')}, \tag{7.2}$$

$$\bar{u}\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{w}\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - g - \frac{\partial}{\partial x}\overline{(u'w')} - \frac{\partial}{\partial z}\overline{(w'w')} + g\frac{T_{VD}}{T_a}, \tag{7.3}$$

где ρ — средняя плотность воздуха при температуре T_a; $T_{VD} = (T_V - T_{VS})$ — среднее отклонение виртуальной температуры T_V (см. формулу (3.9)) от ее значения, соответствующего гидростатическому сбалансированному профилю T_{VS}, определяемому по формуле (3.54) (при нейтральных условиях этот член исчезает).

Уравнение для средней потенциальной температуры (3.67), если дивергенция потока радиации незначительна, принимает вид

$$\bar{u}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{w}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} = -\left[\frac{\partial}{\partial x}\overline{(u'\theta')} + \frac{\partial}{\partial z}\overline{(w'\theta')}\right]. \tag{7.4}$$

Наконец, поскольку $\bar{u}$ меняется только по направлению ветра, уравнение неразрывности (3.48) принимает вид

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0. \tag{7.5}$$

Уравнения для внутреннего пограничного слоя иногда дополнительно упрощают полагая, что эффектами градиентов турбулентных потоков и градиентов давления по направлению ветра можно пренебречь. Однако, что касается уравнения (7.1), то имеются аналитические и численные решения (Yeh, Brutsaert, 1970, 1971a, b), свидетельствующие о важности первого члена в его правой части при расчете испарения в случае ступенчатого изменения массовой доли водяного пара q на поверхности с однородной шероховатостью и температурой (так что $\bar{w} = 0$). Используя коэффициент турбулентной диффузии и аналогию Рейнольдса, удалось обнаружить, что эффект этого члена практически неощутим при значениях x больше, чем, скажем, 1 м. Петерсон (Peterson, 1972) оценил относительную значимость разных слагаемых в уравнениях (7.2) и (7.3) с помощью решения задачи со скачком шероховатости подстилающей поверхности. Используя метод замыкания с привлечением уравнения баланса турбулентной кинетической энергии, он пришел к выводу, что за исключением области непосредственной близости к линии ступенчатого изменения шероховатости, первый и второй члены в правой части уравнения (7.2) сравнительно малозначимы. Поскольку эффектом изменения давления можно пренебречь, нет необходимости рассматривать и уравнение для вертикальной компоненты скорости (7.3). Если принять такие предположения, система (7.1), (7.2) и (7.4) принимает вид

$$\bar{u}\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}+\bar{w}\frac{\partial\bar{q}}{\partial z}=-\frac{\partial}{\partial z}\overline{(w'q')}, \tag{7.6}$$

$$\bar{u}\frac{\partial\bar{u}}{\partial x}+\bar{w}\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}=-\frac{\partial}{\partial z}\overline{(w'u')}, \tag{7.7}$$

$$\bar{u}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x}+\bar{w}\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z}=-\frac{\partial}{\partial z}\overline{(w'\theta')}. \tag{7.8}$$

В целом, изменение условий на поверхности влечет изменения испарения, тангенциального напряжения трения и потока тепла. Это означает, что системы уравнений (7.1)—(7.5) или (7.5)—(7.8) должны решаться совместно при надлежащих граничных условиях, определяющих ту или иную конкретную задачу. В параграфе 3.3.В было показано, как возникает проблема замыкания для турбулентного потока. Даже в упрощенной системе уравнений (7.5)—(7.8) на четыре уравнения приходится семь неизвестных, а именно, четыре средних переменных $\bar{q}$, $\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{\theta}$ и три потока $\overline{w'q'}$, $\overline{w'u'}$, $\overline{w'\theta'}$. Если использовать систему уравнений (7.1)—(7.5), задача еще более усложняется. Итак, для замыкания системы необходимо сделать какие-то разумные предположения о турбулентных потока или привлечь дополнительные уравнения.

7.1. Б. Методы замыкания для возмущенных пограничных слоев: краткий обзор

Многочисленные теоретические исследования были посвящены проблеме скачкообразного изменения одного или нескольких свойств подстилающей поверхности, например, шероховатости, массовой доли водяного пара, температуры, соответствующих потоков и их комбинаций. Хотя самое раннее исследование было посвящено резкому изменению именно массовой доли водяного пара у поверхности (Sutton, 1934), большая часть работ посвящена влиянию изменения шероховатости. Однако, поскольку механизмы турбулентного переноса водяного пара и количества движения тепла тесно связаны между собой, удобно рассмотреть применяемые методы расчета этих явлений вместе.

Решения, основанные на предполагаемом существовании автомодельности

Во внутреннем пограничном слое число переменных, обусловливающих явления переноса, значительно больше, чем в горизонтальном однородном пограничном слое. Поэтому трудно учесть все безразмерные переменные и установить отношения подобия между ними. Можно, однако, несколько упростить проблему локальной адвекции с помощью предположения о «самоподобии», или автомодельности, означающего, что некоторые черты подобия у потока сохраняются, хотя характеристики турбулентности меняются. В случае локальной адвекции это относится к ситуациям, когда вертикальные профили средней скорости и средней массовой доли водяного пара, напряжения трения и вертикальный поток водяного пара и т. д. могут быть выражены с помощью функций, в число аргументов которых расстояние x не входит в явном виде, и лишь нормировочные масштабы переменных являются функциями этого расстояния. Иными словами, профили указанных выше физических величин принимаются неизменными по отношению к изменениям x, если их выразить в безразмерной форме в надлежащих локальных масштабах. Одна из главных черт подобия в динамическом или приземном подслое при отсутствии адвекции — это связь между вертикальными потоками и вертикальными градиентами. Хотя это свойство не является главным в гипотезах о самоподобии, в большинстве исследований, основанных на этом подходе, принимается предположение о том, что обычные соотношения между потоками и градиентами достоверны и при наличии локальной адвекции. Это означает, например, что при нейтральных условиях связь между напряжением трения и градиентом средней скорости ветра описывается выражением (4.1), но при величине u_*^2, замененной на локальное напряжение трения $-\overline{u'w'}$.

Имеются разные варианты использования предположения о самоподобии. Так, ряд исследований локальной адвекции был основан на принципе Кармана—Польгаузена (см., напр., Schlichting, 1960) или на его модификациях. В случаях, когда исследуется изменение шероховатости, этот подход предусматривает априорное задание формы профиля ветра. При этом считается, что профиль скорости ветра обладает свойством самоподобия, а неизвестные параметры профиля получаются из граничных условий, а также из следующего уравнения движения в интегральной форме (см. уравнения (7.7) и (7.5)):

$$\frac{d}{dz}\int_0^{\delta_m}\bar{u}^2\partial z-\bar{u}(\delta_m)\frac{d}{dx}\int_0^{\delta_m}\bar{u}\,dz=u_{*a}^2-u_*^2, \qquad (7.9)$$

где $\delta_m = \delta_m(x)$ — толщина внутреннего пограничного слоя для количества движения; u_{*a}^2 — скорость трения при $x<0$; $u_* = u_*(x)$ — скорость трения в однородной области с подветренной стороны. Такой подход был введен Эллиотом (Elliot, 1958) и в дальнейшем развит Пановским и Таунсендом (Panofsky, Townsend, 1964), Плейтом и Хайди (Plate, Hidy, 1967), Леттау и Забранским (Lettau, Zabransky, 1968) и другими при анализе проблемы изменения шероховатости. Итье и Перье (Itier, Perrier, 1976) применили метод Кармана—Польгаузена к исследованию локальной адвекции скалярной примеси. Они предложили априори, что вертикальный профиль потока влаги $\overline{w'q'} = \overline{w'q'}(x, z)$ описывается многочленом невысокого порядка с аргументом z/δ_v, причем коэффициенты этого многочлена удовлетворяют соотношениям, которые вытекают из граничных условий для потока. Функцией от x считалась лишь толщина внутреннего пограничного слоя для примеси $\delta_v = \delta_v(x)$, и принятый профиль тем самым оказывался автомодельным. Толщину δ_i можно получить с помощью скалярного аналога выражения (7.9). В случае водяного пара из уравнения (7.6) при $\bar{w}=0$ (если локальная адвекция количества движения пренебрежимо мала) получаем следующее соотношение:

$$\int_0^{\delta_v} \bar{u}(z) \frac{\partial \bar{q}}{\partial x} dz = E - E_a, \tag{7.10}$$

где E — скорость испарения при $x>0$, $E=E(x)$; E_a — постоянная скорость испарения в невозмущенной области $x<0$. Уравнение (7.10) можно записать в виде

$$\frac{d\delta_v}{dx} = (E - E_a)\left[\int_0^{\delta_v} \bar{u}(z) \frac{\partial \bar{q}(x, z)}{\partial \delta_v} dz\right]^{-1}. \tag{7.11}$$

Итье и Перье (Itier, Perrier, 1976) получили численное решение этого уравнения, дополнительно предположив, что профиль $\bar{u}(z)$ — логарифмический (см. (4.3)) и что $\partial\bar{q}/\partial z$ связано с $\overline{w'q'}$ формулой (7.15) при K_v, заданном в виде линейной функции высоты. Одно из главных приближений метода Кармана—Польгаузена состоит в том, что уравнения сохранения удовлетворяются не при каждом x и z, т. е. не в каждой точке, а лишь в среднем после интегрирования по всему пограничному слою.

Другой способ использования автомодельности предложил Таунсенд (Townsend, 1965a, b; 1966). В задаче об изменении шероховатости он постулировал автомодельность профилей ветра и напряжения трения. При этом уравнение движения (7.7) не приводилось к интегральной форме, а его решение было получено с помощью принципа автомодельности и ряда допущений, подсказанных свойствами подобия пограничного слоя и в отсутствии адвекции. Этот метод был разработан в публикациях Блома и

Вартена (Blom, Wartena, 1969) и Малхерна (Mulhearn, 1977). Последний применил его также в задаче о локальной адвекции скалярной примеси. Малхерн (Mulhearn, 1977) показал, что такой подход хорошо согласуется с данными о температурном профиле в экспериментах Райдера и др. (Rider e. a., 1963) и Дайера и Крауфорда (Dyer, Crawford, 1965). Однако решения, полученные этим методом записываются в неявном виде, что несколько усложняет их использование.

Замыкание первого порядка: метод турбулентной диффузии

Этот подход основан на непосредственной аппроксимации членов турбулентного переноса в уравнениях сохранения (7.6)—(7.8). Его часто называют теорией пути смешения или K-теорией. В нем используются известные зависимости между потоками и градиентами, а в некоторых случаях и предположения о самоподобии, высказанные в предыдущем параграфе. Тем не менее эти подходы лучше рассматривать по отдельности. Подход, связанный с понятием коэффициента турбулентной диффузии, более явно зависит от гипотетической модели турбулентности, вызывающей диффузию или градиентный перенос. Основное, и часто единственное, априорное предположение в этом случае касается функционального вида коэффициента турбулентной диффузии или турбулентной вязкости. Как уже отмечалось в главе 2, идеи K-теории начали применяться по инициативе Буссинеска (Boussinesq, 1877) для исследования переноса количества движения, позднее Шмидт (Schmidt, 1917) применил их к исследованию переноса скалярной примеси. В целом этот подход основан на допущении, что турбулентные потоки линейным образом связаны с градиентами средних концентраций. В случае скалярной примеси типа водяного пара и поток и градиент являются векторами, так что коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом турбулентной диффузии, должен быть тензором. В задаче о внутреннем пограничном слое турбулентные потоки (7.1) в рамках K-теории можно представить следующим образом:

$$u'q' = -\left(K^v_{xx}\frac{\partial\bar{q}}{\partial x} + K^v_{xz}\frac{\partial\bar{q}}{\partial z}\right), \tag{7.12}$$

$$\overline{w'q'} = -\left(K^v_{zx}\frac{\partial\bar{q}}{\partial x} + K^v_{zz}\frac{\partial\bar{q}}{\partial z}\right). \tag{7.13}$$

Здесь верхний индекс v указывает на перенос водяного пара.

Справедливость этих соотношений подтверждается эмпирическими данными, но, по-видимому, не имеет никакого физического обоснования, кроме аналогии между средней длиной свободного пробега молекул и масштабом турбулентности. Ясно, что та же идея о связи потоков с градиентами неявно выражена в формулах подобия для однородного пограничного слоя, приведенных в главе 4. Общее обсуждение моделей, основанных на предположениях пропорциональности переноса величине градиента, типа (7.12) и (7.13), приведено в работе Монина и Яглома (1965); ограничения, свойственные этим моделям, обсуждались в работе Корсина (Corrsin, 1974). О степени анизотропности тензора K известно мало, однако несколько моделей все же было предложено. Одна из них (Brutsaert, 1970) приводит к выражениям

$$K_{xx} = \overline{[(u')^2]}^2/\varepsilon, \quad K_{xz} = K_{zx} = -\overline{(u'w')}^2/\varepsilon,$$

$$K_{zz} = \overline{[(w')^2]}^2/\varepsilon, \tag{7.14}$$

где ε — скорость диссипации турбулентной энергии на единицу массы. Здесь предполагается, что тензор K симметричен, причем

$$K_{xx}/K_{zz} = \left[\overline{(u')^2}/\overline{(w')^2}\right]^2, \quad K_{xz}/K_{zz} = -\left[\overline{u'w'}/\overline{(w')^2}\right]^2.$$

Хотя этот результат не противоречит некоторым экспериментальным данным, все же имеются соображения, свидетельствующие о большой сложности этой проблемы (Яглом, 1972; Yaglom, 1976).

К счастью, для большинства практических задач, относящихся к внутреннему пограничному слою это не столь важно. В случае испарения с локальной адвекцией на основе уравнений (7.1), (7.12) и (7.13), показано (Yeh, Brutsaert, 1970; 1971a, b), что эффект членов, содержащих K_{xz}, K_{zx}, K_{xx}, пренебрежимо мал на расстояниях x, превышающих несколько метров. Во всех опубликованных в литературе исследованиях, посвященных проблеме изменения шероховатости, рассматривалась только величина K_{zz}. В большей части исследований локальной адвекции, основанных на этом подходе, система уравнений (7.6)—(7.8) замыкалась с помощью соотношений

$$\overline{w'q'} = -K_v \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}, \tag{7.15}$$

$$\overline{w'u'} = -K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \tag{7.16}$$

$$\overline{w'\theta'} = -K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \tag{7.17}$$

где индексы v, m и h относятся соответственно к водяному пару, количеству движения и тепла. Индекс zz здесь опущен, поскольку используется лишь один компонент тензора K. Разумеется, вид этих коэффициентов выбирается путем прямого обобщения формул подобия, связывающих потоки и профили в однородном пограничном слое, о которых шла речь в главе 4.

Были выполнены аналитические исследования испарения в горизонтально неоднородных условиях при отсутствии изменений шероховатости, т. е. при равновесном профиле ветра, определенном по формуле (4.18), и при коэффициенте турбулентной диффузии, заданном степенной функцией

$$K_v = bz^n, \tag{7.18}$$

где b и n — постоянные. Обычно эти постоянные определяются с помощью аналогии Рейнольдса, т. е. равенства $K_v = K_m$. Объединяя выражения (7.16) и (4.18) и полагая $-u_*^2 = \overline{w'u'}$, получим

$$n = 1 - m, \quad b = a_v u_*^2 / ma, \tag{7.19}$$

где a и m — параметры формулы (4.18). Физические соображения, лежащие в основе этого выражения, развивались и обсуждались для условий однородного турбулентного пограничного слоя в работах Шмидта (Schmidt, 1917), Прандтля и Толлмиена (Prandtl, Tollmien, 1924), Эртеля (Ertel, 1933) и др. Первую трактовку задачи об адвекции дал Сеттон (Sutton, 1934). Последующие исследования рассматриваются в параграфе 7.2.А. Дмитриев и Соколова (см. Panchev e. a., 1971) получили решение задачи об изменении шероховатости путем использования похожей степенной аппроксимации. Профиль в виде степенной функции не основан на теории подобия. Однако, как уже отмечалось, его можно приблизить к выражениям для профилей, основанным на теории подобия, путем надлежащего выбора параметров a и m. Основное преимущество степенного профиля состоит в том, что математическая формулировка задачи о турбулентной диффузии значительно упрощается.

Первые попытки применить соображения подобия для однородного пограничного слоя при замыкании первого порядка были основаны непосредственно на логарифмическом профиле (4.1) в динамическом подслое. Так, например, в задачах об изменении шероховатости при нейтральных условиях стратификации, рассмотренных в ряде работ (Panchev e. a., 1971; Nickerson, 1968), коэффициент турбулентной диффузии в выражении (7.16) задавался в виде

$$K_m = \varkappa u_* z, \tag{7.20}$$

где u_* — известная и постоянная скорость трения у поверхности при $x<0$. Однако в последнее время большинство K-моделей для внутреннего пограничного слоя формулируются в терминах локальных потоков, а именно:

$$K_v = l\,\overline{(-u'w')}^{1/2}/\varphi_{sv}, \tag{7.21}$$

$$K_m = l\,\overline{(-u'w')}^{1/2}/\varphi_{sm}, \tag{7.22}$$

$$K_h = l\,\overline{(-u'w')}^{1/2}/\varphi_{sh}. \tag{7.23}$$

Здесь l — путь смешения.

Тейлор (Taylor, 1969a) исследовал последствия изменения шероховатости при нейтральной стратификации, задав

$$\varphi_{sm} = 1 \text{ и } l = \varkappa (z + z_0).$$

Затем Тейлор (Taylor, 1969b, c) исследовал уже пограничный слой, используя уравнение движения для y-компоненты скорости и выражение для пути смешения, предложенное Блэкадаром (Blackadar, 1962):

$$l = \varkappa z (1 + \varkappa z \lambda^{-1})^{-1}, \tag{7.24}$$

в котором заменил z на $z + z_0$ для удобства численного решения и принял, что

$$\lambda = aG/|f|,$$

где a — постоянная, равная около 0,0004; G — определено выражением (3.73).

Позднее Тейлор (Taylor, 1970, 1971) исследовал трансформацию воздушного потока в результате изменений и температуры и шероховатости поверхности, использовав формулы (7.22), (7.23) в (7.16), (7.17), (7.7), (7.8), приняв $l = \varkappa(z + z_0)$ и воспользовавшись функциями φ_{sm} и φ_{sv} для стационарного горизонтального однородного приземного слоя. При этом он определял масштаб длины Обухова в терминах локальных потоков, т. е. использовал формулу (7.26), но без учета $\overline{w'q'}$. Аналогичная работа была выполнена Эстоком и Бумралкаром (Estoque, Bhumralkar, 1970), которые применили для замыкания системы (7.21)—(7.23) подход, развитый в работе Ониши и Эстока (Onishi, Estoque, 1968) для исследования поведения всего планетарного пограничного слоя над неоднородной сушей при ступенчатом изменении шероховатости, температуры и влажности. Они включили в модель уравнение движения по горизонтали для компоненты $\bar{v}$, содержащее величину $\overline{w'v'}$, и сохранили члены с ускорением Кориолиса и градиентом давления $\partial p/\partial x$. Все три значения K принимались одинаковыми, а именно

$$K = l^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{1/2} \right] (1 - \beta\,\mathrm{Ri})^{\alpha}, \tag{7.25}$$

где α и β — постоянные; l — задано выражением, подобным (7.24). Хуанг и Никерсон (Huang, Nickerson, 1974a) исследовали стратифицированный поток над неоднородной поверхностью, применив похожую модель с функциями $\varphi_{sm} = \varphi_{sm}(\mathrm{Ri})$ и $\varphi_{sh} = \varphi_{sh}(\mathrm{Ri})$, полученными для однородного приземного слоя. Различные варианты граничных условий исследовались Тейлором (Taylor, 1970, 1971), Эстоком и Бумралкаром (Estoque, Bhumralkar, 1970) и Хуангом и Никерсоном (Huang, Nickerson, 1974a), однако эти работы не касались проблем испарения.

Вейсман и Братсерт (Weisman, Brutsaert, 1973) исследовали испарение с теплого озера без изменения шероховатости. Их модель в своей основе была похожа на модель Тейлора (Taylor, 1970), но включала перенос массовой доли водяного пара, причем l выражалось формулой (7.24). В этой модели, которая обсуждается в параграфе 7.2.Б, функции φ_s в выражениях (7.21)—(7.23) были заданы, согласно уравнениям (4.42)—(4.44), для приземного слоя в состоянии равновесия, но с локальным масштабом длины Обухова $L_a = L_a(x, z)$ (см. формулу (4.25)):

$$L_a = \frac{-\overline{(-u'w')}^{3/2}}{\varkappa g\,[(\overline{w'\theta'}/T) + 0{,}61\overline{w'q'}]}. \tag{7.26}$$

Замыкание более высоких порядков

Суть моделей, основанных на замыкании второго порядка состоит в том, что вторые моменты, а именно напряжения Рейнольдса и потоки скалярных субстанций, не аппроксимируются посредством приближения турбулентной диффузии, т. е. формулами типа (7.12), (7.13), (7.15), (7.16), (7.17), а сохраняются как неизвестные переменные. Для замыкания задачи вводятся уравнения для вторых моментов. Моменты же третьего порядка, которые содержатся в этих уравнениях (см., напр., формулы (3.47), (3.64)), аппроксимируются на основании некоторых предположений подобия. Применяемые в настоящее время модели главным образом основаны на идеях о турбулентности, впервые введенных Колмогоровым (1942), Прандтлем и Вигхардтом (Prandtl, Wieghardt, 1945) и Ротта (Rotta, 1951). Описание деталей имеющихся моделей выходит за рамки данной книги, поэтому мы ограничимся обсуждением лишь главных идей проблемы замыкания.

Большинство предлагавшихся вариантов замыкания кажутся разумными с физической точки зрения. Однако, как и в случае замыканий первого порядка, их теоретическое обоснование встречает большие трудности. Наиболее популярное предположение состоит в том, что моменты третьего порядка считаются линейными функциями градиентов моментов второго порядка. Очевидно, что такое предположение представляет собой обобщение принципа, лежащего в основе модели турбулентной диффузии. Иными словами, принципы K-теории распространяются в данном случае на моменты более высокого порядка. Так, например, в задаче об исследовании внутреннего пограничного слоя, если обозначить через c любую из величин $u'q'$, $w'q'$, q'^2, $u'w'$, $u'\theta'$ и т. д., то в уравнениях для соответствующих вторых моментов можно принять как разумную гипотезу следующие равенства (см. формулы (7.12) и (7.13)):

$$\overline{u'c} = -\left(K^c_{xx}\frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + K^c_{xz}\frac{\partial \bar{c}}{\partial z}\right), \tag{7.27}$$

$$\overline{w'c} = -\left(K^c_{zx}\frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + K^c_{zz}\frac{\partial \bar{c}}{\partial z}\right). \tag{7.28}$$

В этих уравнениях верхний индекс относится к выбранному c.

Главная трудность при использовании этих уравнений состоит в определении значений K. Более того, с точки зрения физики, ограничения, связанные с предположением о пропорциональности переноса соответствующим градиентам, принятом в выражениях (7.27) и (7.28), не менее серьезны, чем в случае формул (7.12) и

(7.13). Неявным оправданием замыканий высокого порядка служат некоторые указания на то, что средние поля и статистика моментов более низкого порядка сравнительно мало чувствительны к приближенному или даже ошибочному моделированию моментов высокого порядка. Трудности замыкания на уровне моментов высокого порядка с учетом экспериментальных данных о структуре турбулентности обсуждал Вингард (Wyngaard, 1973). Меллор и Ямада (Mellor, Yamada, 1974) провели сравнение некоторых альтернативных вариантов упрощения уравнений для определения чувствительности подобного типа моделирования в более или менее полной постановке задачи. Общее обсуждение проблемы замыкания дал Ламли (Lumley, 1978).

1. Замыкание с помощью уравнения баланса турбулентной кинетической энергии

Этот подход, иногда называемый замыканием порядка 1,5 применялся только при решении задач, связанных с изменением шероховатости; попыток использовать его для решения проблем испарения не делалось[1]. При этом методе избыток неизвестных в уравнениях (7.5) и (7.7) компенсируется введением дополнительного уравнения для одного из моментов второго порядка, а именно, уравнения для турбулентной кинетической энергии (3.64). В случае стационарной локальной адвекции это уравнение можно приближенно записать в виде

$$\bar{u}\frac{\partial \bar{e}_t}{\partial x}+\bar{w}\frac{\partial \bar{e}_t}{\partial z}=-\overline{u'w'}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}+\frac{g}{T_a}\left(\overline{w'\theta'}+0{,}61T_a\overline{w'q'}\right)-$$
$$-\frac{\partial}{\partial z}\left(\overline{w'e_t}+\frac{\overline{w'p'}}{\rho}\right)-\varepsilon, \qquad (7.29)$$

где член справа $\overline{\omega'\theta'}$ при нейтральных условиях стратификации равен нулю. Уравнение (7.29) содержит, однако, новые неизвестные, а именно турбулентную энергию $\bar{e}_t$, момент третьего порядка $\overline{w'e_t}$, связанный с ним член $\overline{w'p'}/\rho$ и диссипацию кинетической энергии турбулентности ε. Система замыкается с помощью дополнительных простых связей, в какой-то мере обоснованных для условий горизонтальной однородности, но используемых при наличии адвекции. В опубликованных исследованиях момент третьего порядка $\overline{w'e_t}$ аппроксимируется с помощью обычной модели, согласно которой перенос пропорционален градиенту (см. формулы (7.27) и (7.28)):

$$\overline{w'e_t}=-K_e\frac{\partial \bar{e}_t}{\partial z}. \qquad (7.30)$$

Соответствующим членом для давления обычно пренебрегают.

[1] Решение задачи об изменении испарения при переходе воздушного потока с суши на водную поверхность с использованием уравнения баланса турбулентной кинетической энергии приводится в монографии Вагера и Надежиной, 1979.— *Прим. ред.*

Петерсон (Peterson, 1969a) при численном моделировании атмосферного приземного слоя в нейтральных условиях использовал соотношение (7.30), предположив, что $K_e = K_m$ (см. формулу (7.16)). Дополнительно он ввел гипотезу, использованную также Брэдшоу и др. (Bradshaw e. a., 1967) о том, что напряжение трения пропорционально кинетической энергии турбулентности:

$$-\overline{u'w'} = a\bar{e}_t, \tag{7.31}$$

где a — постоянная, $a = 0{,}16$. Кроме того, он предположил, что скорость диссипации турбулентной энергии ε можно определять обычным способом (см. Taylor, 1935; Монин, 1959) по формуле

$$\varepsilon = \left(-\overline{u'w'}\right)^{3/2}/l_e, \tag{7.32}$$

где $l_e = \varkappa z$.

Шир (Shir, 1972) также использовал замыкание с помощью выражений (7.30) и (7.31). Однако в отличие от Петерсона (Peterson, 1969a) он не пренебрегал членом с градиентом давления в уравнении движения, а избежал учета величины p в явной форме, преобразовав уравнения движения в уравнение вихря. Путь смешения l_e в выражении (7.32) задавался формулой (7.24) при $z > 10$ м.

Хуанг и Никерсон (Huang, Nickerson, 1974b) применили соотношение (7.30) в уравнении для кинетической энергии турбулентности при $K_e = (\bar{e}_t)^{1/2} l_1$. Вместо выражения (7.31) они использовали формулу (7.16) при $K_m = K_e$, а вместо (7.32) — соотношение вида

$$\varepsilon = (\bar{e}_t)^{3/2}/l_2. \tag{7.33}$$

Масштабы длины l_1 и l_2 задавались в виде $l_1 = a_1 z$, $l_2 = a_2 z$, где a_1 и a_2 — эмпирические постоянные. Как указывают Панчев и др. (Panchev e. a., 1971), использование уравнения баланса турбулентной кинетической энергии было предложено еще в 1966 г. Надежиной в задаче о совместной локальной адвекции количества движения и тепла. Математическая формулировка этого подхода была дана Новиковой в 1969 г. Приближенное аналитическое решение для нейтральных условий стратификации получила Надежина в 1969 г.

Ни в одном из упомянутых исследований не рассматривалась специально проблема локальной адвекции атмосферной влаги; однако разработанные модели показали возможности и ограничения применения гипотез замыкания первого порядка для описания процессов турбулентного переноса. Так, например, Петерсон (Peterson, 1969b, 1971) и Хуанг и Никерсон (Huang, Nickerson, 1974b) показали, что комбинация

$$\left[\varkappa z/\left(-\overline{w'u'}\right)^{1/2}\right](\partial u/\partial z)$$

не равна единице при нейтральных условиях в ускоряющемся или испытывающем торможение потоке во внутреннем пограничном слое. Они сочли это очевидным доказательством ограниченности теории пути смешения. Петерсон (Peterson, 1972) обнаружил, что за исключением области, очень близкой к линии скачка, эффект изменения давления, вероятно, мал. С другой стороны, Шир (Shir, 1972), Петерсон и Тейлор (Petersen, Taylor, 1973) пришли к выводу, что пренебрежение давлением может приводить к серьезным ошибкам. Как ни странно, но в работах последнего времени модели замыкания первого порядка дали несколько более точные результаты, чем модели с использованием уравнения для турбулентной кинетической энергии. Хуанг и Никерсон (Huang, Nickerson, 1974b) в результате своих расчетов пришли к выводу, что коэффициент в формуле (7.31) не является постоянным в горизонтально неоднородном потоке.

2. *Замыкание с помощью уравнений для моментов второго порядка*

При этом подходе, который также называется замыканием второго порядка или замыканием для рейнольдсовых потоков, в дополнение к уравнениям для осредненных полей исходных переменных вводятся уравнения для моментов второго порядка. Система уравнений замыкается путем параметризации статистических характеристик турбулентности высокого порядка в некотором разумном приближении.

Рао и др. (Rao e. a., 1974a) моделировали состояние внутреннего пограничного слоя, образующегося в результате скачкообразного изменения шероховатости при нейтральной стратификации. В своей следующей работе (Rao e. a., 1974b) они исследовали задачу о локальной адвекции количества движения, тепла и влаги в условиях горизонтальной неоднородности подстилающей поверхности. В этой работе, которая будет рассматриваться в параграфе 7.2.Б, авторы предложили модель, состоящую из системы 16 рассматриваемых совместно параболических дифференциальных уравнений в частных производных: четыре уравнения для средних полей $\bar{u}$, $\bar{w}$, $\bar{\theta}$, $\bar{q}$ ((7.5)—(7.8)); четыре уравнения для напряжений Рейнольдса для $\overline{(u')^2}$, $\overline{(v')^2}$, $\overline{(w')^2}$, $\overline{u'w'}$; два уравнения для потоков тепла $\overline{\theta'w'}$, $\overline{\theta'u'}$; два уравнения для потоков водяного пара $\overline{q'w'}$, $\overline{q'u'}$; по одному уравнению для дисперсии температуры $\overline{(\theta')^2}$, дисперсии массовой доли водяного пара $\overline{(q')^2}$ и уравнения для ковариации температуры и влажности $\overline{q'\theta'}$ и диссипации энергии ε. Моменты третьего порядка, содержащиеся в уравнениях для моментов второго порядка, аппроксимировались с помощью формул градиентного переноса типа (7.27) и (7.28), причем тензор K был выбран в следующем виде:

$$K_{xx} = a\,\overline{(u')^2}\,\bar{e}_t/\bar{\varepsilon},$$

$$K_{xz} = K_{zx} = a\,(\overline{u'w'})\,\bar{e}_t/\bar{\varepsilon},\quad K_{zz} = a\,\overline{(w')^2}\,\bar{e}_t/\bar{\varepsilon}, \tag{7.34}$$

где a — постоянная, равная около 0,3. Отметим, что выражения (7.34) для моментов третьего порядка весьма похожи на выражения (7.14), предлагавшиеся для моментов второго порядка.

В обсуждаемой работе было получено хорошее согласие между результатами расчетов и широко цитируемыми экспериментальными результатами Брэдли (Bradley, 1968). Рао и его соавторы обнаружили, однако, что большинство ранее применявшихся замыканий более низкого порядка не применимы в переходном слое, порожденном скачком шероховатости, в частности, в неравновесном потоке пути смешения l, l_e, l_2 в формулах (7.22), (7.32), (7.33) не являются просто линейными функциями от z и что коэффициент a в формуле (7.31) не есть постоянная. Оба исследования Рао и др. (Rao e. a., 1974a, b) показали, что методы замыкания моментов высокого порядка могут стать мощным орудием численного анализа проблем испарения в условиях локальной адвекции. Однако ряд характеристик имеющихся моделей, в особенности формулировка необходимых граничных условий в случае растительного покрова над сухой почвой, нуждается в дальнейшей разработке.

7.1. В. Некоторые главные черты локальной адвекции количества движения: условия приспособления

Важный вывод из приведенного выше обзора методов замыкания состоит в том, что решения, полученные при некотором порядке замыкания, нередко опровергают предположения подобия, используемые в замыканиях более низких порядков. Так, например, модель Петерсона (Peterson, 1969b; 1971) с уравнением для турбулентной кинетической энергии не согласуется с гипотезами о турбулентной диффузии или пути смешения в том виде, как их использовали Тейлор (Taylor, 1969a), Вейсман и Братсерт (Weisman, Brutsaert 1973) и другие в моделях замыкания первого порядка. Однако предположения Брэдшоу и др. (Bradshaw e. a., 1967), Петерсона (Peterson, 1969a) и Шира (Shir, 1972), заданные выражениями (7.31) и (7.32), были, в свою очередь, опровергнуты результатами Рао и др. (Rao e. a., 1974a).

Тем не менее, несмотря на скудность экспериментальных данных и известный произвол в выборе физических моделей, некоторые черты внутренних пограничных слоев в настоящее время можно считать надежно установленными. В качестве введения к анализу проблемы испарения рассмотрим локальную адвекцию количества движения в результате резкого изменения шероховатости поверхности.

Изменение высоты внутреннего пограничного слоя можно рассчитать с помощью следующей простой идеи, которую использовал Монин (1959) в связи с исследованием распространения дымового следа. Прежде всего предположим, что скорость распространения по вертикали возмущений, вызванных изменениями шероховатости на линии скачка, прямо пропорциональна стандартному отклонению $\sigma_w = [\overline{(w')^2}]^{1/2}$. Однако известно, что σ_w пропорционально величине u_*, а u_* зависит от ζ. Таким образом, получим

$$dz/dt = au_*, \tag{7.35}$$

где a — постоянная. С другой стороны, скорость распространения возмущений по горизонтали dx/dt равна средней скорости ветра. Таким образом, с учетом уравнения (7.35) наклон траектории возмущения выражается в виде

$$dz/dx = au_*/\bar{u}. \tag{7.36}$$

Это уравнение при заданном профиле ветра, т. е. заданной функции $\bar{u}/u_*$ можно сразу проинтегрировать. Так, например, в случае логарифмического закона (4.3) с помощью (4.4) приближенно получаем

$$\delta_0 (\ln \delta_0 - 1) = bx_0, \tag{7.37}$$

где b — постоянная;

$$\delta_0 = \delta_m/z_0, \quad x_0 = x/z_0.$$

Символ δ_m означает высоту z, до которой распространяется возмущение, т. е. толщину внутреннего пограничного слоя для количества движения. Формула (7.37) при $b = 1$ была введена Пановским и Таунсендом (Panofsky, Townsend, 1964) после опубликования работы Мияки. Позднее Пановский предложил использовать соотношение (7.37) при $b = 0{,}6$, понимая под z_0 параметр более шероховатой поверхности .Уравнение (7.36) можно также проинтегрировать при степенном профиле вида (4.19). В простом случае, когда $d_0 = 0$, получаем

$$\delta_0 = \left[a(m+1)/C_p\right]^{(m+1)^{-1}} x^{(m+1)^{-1}} \tag{7.38}$$

или для условий нейтральной стратификации при $m = 1/7$, $C_p \simeq \simeq 6$ и $a \simeq 1{,}5$

$$\delta_0 = 0{,}334 x_0^{0{,}875}, \tag{7.39}$$

что в грубом приближении согласуется с предшествующими оценками расчета внутреннего пограничного слоя. Фактически в предыдущих исследованиях было обнаружено, что за исключением области вблизи скачка шероховатости (при $x = 0$), толщину внутреннего пограничного слоя можно аппроксимировать степенной функцией расстояния x, а именно

$$\delta_m = c_m x^{b_m}, \tag{7.40}$$

где c_m и b_m зависят от стратификации, а c_m зависит также и от параметра шероховатости как с наветренной, так и с подветренной стороны линии раздела. Для условий нейтральной стратификации $b_m=0{,}7\ldots 0{,}8$, что впервые установил Эллиот (Elliot, 1958). Этот закон скорости роста b_m был подтвержден экспериментально Брэдли (Bradley, 1968) и оказался справедливым и для турбулентного пограничного слоя на плоской пластинке в аэродинамической трубе (Schlichting, 1960). Имеются указания на то, что величина b_m при переходе от шероховатой поверхности к гладкой несколько меньше, чем при обратном переходе, т. е. от гладкой поверхности к шероховатой (Huang, Nickerson, 1974a). Выражение (7.38) показывает, что b_m увеличивается с ростом неустойчивости атмосферы. Так, Рао (Rao, 1975), используя модель замыкания второго порядка, нашел что $b_m=0{,}77$; 0,88 и 1,39 соответственно для $L=-\infty$, -20 и -2 м. Мияки (см. Panofsky, 1973) путем интегрирования уравнения (7.36) показал, что при чрезвычайно неустойчивой стратификации, т. е. при свободной конвекции, $b_m={}^3/_2$.

Некоторые модели, основанные на замыканиях высокого порядка (напр., Peterson, 1969a; Shir, 1972; Rao e. a., 1974a), показали, что внутренний подслой, находящийся в состоянии равновесия, занимает около 10 % внутреннего пограничного слоя при переходе от гладкой поверхности к шероховатой и около 5 % — при переходе от шероховатой поверхности к гладкой. Этот равновесный подслой определяется как область, в которой тангенциальное напряжение трения меняется не более чем на 10 % по сравнению с его значением у поверхности. Согласно выражениям (7.37) и (7.38), на расстояниях от скачка 100—200 м отношение x/δ_m изменяется от 5 до 20. Поэтому в качестве грубой оценки иногда принимают, что условия равновесия устанавливаются при отношении высоты к длине около 0,01 для перехода от гладкой поверхности к шероховатой и около 0,005 для перехода от шероховатой к гладкой поверхности. Естественно, все это относится к тем случаям, когда различия шероховатости не слишком велики. Такие переходы, как трава — лес следует рассматривать не как изменение шероховатости, а скорее как обтекание высокого препятствия. Практически любой метод для определения испарения с однородных поверхностей можно использовать также и для неоднородных поверхностей, если удовлетворяется условие согласования, согласно которому поверхность можно рассматривать как однородную, если измерения выполняются на высоте в 100—300 раз меньшей, чем расстояние по линии разрыва условий на подстилающей поверхности в направлении против воздушного потока.

Напряжение трения у поверхности довольно быстро стремится к новому равновесному значению. В опытах Брэдли (Bradley, 1968) такое достижение нового предела произошло на расстоянии всего нескольких метров от линии скачка шероховатости (рис. 7.2). При нейтральной стратификации приспособление поверхностного напряжения трения к новому равновесному значению можно описать следующим образом. Предположим, что профиль ветра после изменения шероховатости выражается логарифмической функцией.

Нижний и верхний профили пересекаются на границе внутреннего пограничного слоя $\delta_m = \delta_m(x)$. Следовательно,

$$\frac{u_*}{u_{*a}} = \frac{\ln(\delta_m/z_{a0})}{\ln(\delta_m/z_0)}$$

или, если обозначить $\ln(z_{a0}/z_0) = M_0$,

$$\frac{u_*}{u_{*a}} = 1 - \frac{M_0}{\ln(\delta_m/z_0)}. \tag{7.41}$$

Это выражение можно применять совместно с любым из выражений (7.37), (7.39) или (7.40). Формулу (7.41) применяли Логан и Фихтл (Logan, Fichtl, 1975) и Йенсен (Jensen, 1978). Как видно из рис. 7.2, она вполне удовлетворительно согласуется

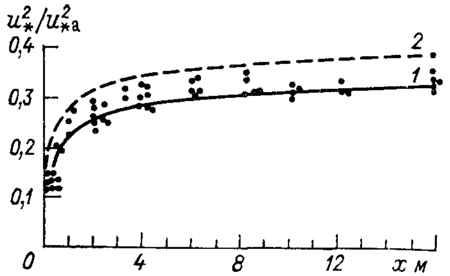


Рис. 7.2. Безразмерное напряжение трения на поверхности как функция расстояния от границы раздела x при переходе с шероховатой на гладкую поверхность при $z_{a0} = 0{,}25$ и $z_0 = 0{,}002$ см.

Экспериментальные данные получены Брэдли (Bradly, 1968), *1* — результаты расчета по формулам (7.41) и (7.37) при $b = 0{,}6$ или по формулам (7.41) и (7.39) (результаты неразличимы); *2* — результат численного решения Рао и др. (Rao e a., 1974a), полученный на основе модели с замыканием второго порядка

с экспериментальными данными Брэдли, а также с результатами расчетов по модели с замыканием второго порядка.

Быстрое «приспособление» u_*, показанное на рис. 7.2, было получено и в других теоретических моделях. Это позволяет считать, что ступенчатое изменение u_* может служить удовлетворительным приближением для больших значений x.

Наконец, за исключением некоторых деталей или локальных «странностей» большинство моделей дает адекватное представление о профилях ветра, которые, как правило, мало отличаются от экспериментальных профилей Брэдли (Bradley, 1968). Даже простые модели, основанные на гипотезах самоподобия, с заданным априорно видом профилей, дают близкое к реальному распределение скорости. И хотя распределение напряжения трения у Таунсенда (Townsend 1965b, 1966), может быть, и неточно, Рао и др. (Rao e. a., 1974a) установили, что его предположение о самоподобии вертикального профиля напряжения трения, вероятно, оправданно.

7.2. Испарение при локальной адвекции

Лишь немногие из гипотез замыкания смогли выдержать испытание с помощью моделей более сложного типа, основанных на гипотезах замыкания для моментов более высокого порядка. Однако, как было показано в предыдущем параграфе, ряд особенностей внутреннего пограничного слоя относительно нечувствителен к уровню сложности модели или конкретному выбору гипотез подобия. Целесообразно любую заданную характеристику рассчитывать при минимальном необходимом для ее определения порядке замыкания. Более того, нельзя с уверенностью утверждать, что более сложная или полная модель всегда даст лучшие результаты. Так, например, Петерсон и Тейлор (Petersen, Taylor, 1973) обнаружили, что модель, основанная на теории пути смешения, дает несколько более точные результаты для профилей ветра, чем модель с уравнением турбулентной кинетической энергии. Меллор и Ямада (Mellor, Yamada, 1973) также пришли к выводу, что вовсе не обязательно применять наиболее полную модель с уравнениями для моментов второго порядка для получения удовлетворительных результатов. К тому же заключению можно придти, рассматривая рис. 7.2. Все это доказывает, что сравнительно простые модели вполне годятся для исследования различных особенностей турбулентного режима с помощью уравнений для моментов низкого порядка.

В настоящем параграфе мы рассмотрим несколько простых моделей испарения. Хотя они представляют частные случаи, полученные результаты помогают понять суть процесса испарения, дают информацию для решения практических задач и позволяют сформулировать рекомендации по параметризации испарения.

7.2. А. Аналитические решения с помощью степенных законов

Главным преимуществом аналитических подходов является возможность получить решение в наиболее четкой и обозримой форме. Это позволяет легче интерпретировать результаты, а также определить рамки, в пределах которых можно осуществлять параметризацию изучаемого явления. К сожалению, выражения для универсальных функций в теории подобия, содержащие логарифмические функции, порождают большие трудности при аналитическом подходе. Поэтому обычно пользуются степенными функциями типа (4.18). Степенные законы, по-видимому, не имеют никакой теоретической основы и их надо рассматривать как простое приближение. Тем не менее в интегралах или других выражениях они обеспечивают довольно точное описание. Оказалось (Yeh, Brutsaert, 1971a), что можно анализировать испарение при нейтральной стратификации с помощью как степенной аппроксимации профиля ветра, так и логарифмического закона. Поскольку степенная функция есть алгебраическая функция, не обладающая особенностями при $z=0$, она вполне подходит для аналитического решения некоторых задач турбулентного переноса.

Заданное ступенчатое изменение влажности на поверхности

Здесь пойдет речь об испарении с равномерно увлажненной поверхности ограниченного размера, типа озера или орошаемого поля, температура и шероховатость которых те же, что и на окружающей более сухой поверхности почвы. При таких простых условиях водяной пар является пассивной примесью, не влияющей на динамику движения или гидрофизическую устойчивость. Поэтому рассматриваемая задача не имеет прямого отношения к динамике или к энергетике воздушного потока; в ней рассматривается лишь пассивный перенос водяного пара. Иными словами, профиль ветра $\bar{u}=\bar{u}(z)$, $\bar{v}=\bar{w}=0$ считается неизменным, в то время как воздух проходит через скачок в поле влажности.

1. Обширная влажная поверхность: задача Сеттона

В том случае, если поверхность достаточно велика, можно пренебречь эффектами горизонтальных градиентов турбулентных потоков, а граничные условия задать для полосы длиной x_f, имеющей бесконечную протяженность в поперечном горизонтальном направлении в обе стороны от начала отсчета.

Основное уравнение, получаемое из выражения (3.44) или (7.1), имеет вид

$$\bar{u}\frac{\partial \bar{q}}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial z}\overline{(w'q')}. \tag{7.42}$$

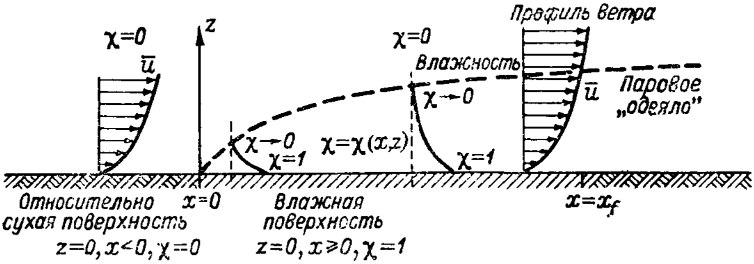


Рис. 7.3. Схема внутреннего пограничного слоя в поле влажности на фоне динамически однородного пограничного слоя.

Левая часть этого уравнения представляет изменения водяного пара в результате локальной адвекции под действием среднего ветра. Эти изменения уравновешиваются правой частью, представляющей изменения по высоте вертикального потока водяного пара, вызванного турбулентным обменом. Этот турбулентный поток можно выразить в терминах градиента массовой доли водяного пара. Тогда с помощью выражения (7.15) уравнение (7.42) преобразуется к виду

$$\bar{u}\frac{\partial \bar{q}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z}\left(K_v\frac{\partial \bar{q}}{\partial z}\right). \tag{7.43}$$

Как показано на рис. 7.3, граничные условия должны характеризовать следующую ситуацию: на влажной поверхности массовая доля водяного пара задана и является постоянной; вдали от этой поверхности и в направлении против ветра от разделяющей кромки эта характеристика влажности известна и не находится под влиянием увлажненной поверхности. Эти условия записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} z=0, &\quad x\geqslant 0, \quad \bar{q}=\bar{q}_s, \\ z\to\infty, &\quad x\geqslant 0, \quad \bar{q}=\bar{q}_a, \\ z>0, &\quad x=0, \quad \bar{q}=\bar{q}_a. \end{aligned} \tag{7.44}$$

где $\bar{q}_a=\bar{q}_a(z)$ — массовая доля влаги в той части атмосферы, на которую влажная поверхность не оказывает влияния. Допустим, что E_a — составляющая испарения с поверхности, окружающей активную влажную поверхность. Тогда для $\bar{q}_a$ можно записать условие

$$E_a=-\rho K_v \frac{\partial \bar{q}_a}{\partial z}=\text{const}. \tag{7.45}$$

Сформулированная таким образом задача может быть решена численным методом, если известны вертикальные профили $\bar{u}$ и K_v, определяемые на основе логарифмического закона или других аппроксимаций для приземного подслоя, согласно изложенному в параграфах 4.1 и 4.2. Аналитические решения с подобными функциями оказываются довольно сложными. Гораздо проще получить аналитическое решение, если воспользоваться приближением в виде степенного закона (4.18) или (7.18). Такое решение при $E_a=0$ впервые предложил Сеттон (Sutton, 1934). Однако из-за его громоздкости и из-за конкретного выбора значений констант a и b в формулах (4.18) и (7.18), характерных для гладких потоков, решение в том виде, как его предложил Сеттон, было трудно использовать. Более приемлемые решения были опубликованы позднее (Jaeger, 1945; Frost, 1946; Calder, 1949; Sutton, 1943; Yih, 1952; Philip, 1959); был проведен и математический анализ задачи (Sutton, 1943). Представляют также интерес исторические комментарии, сделанные Фростом и Калдером.

В большинстве случаев испарением или транспирацией с окружающей суши E_a пренебрегали. Но, как будет показано ниже, ее можно учесть, введя нормированную массовую долю водяного пара

$$\chi=\frac{\bar{q}-\bar{q}_a}{\bar{q}_s-\bar{q}_{as}}, \tag{7.46}$$

где $\bar{q}_{as}$ — значение q_a на поверхности $z=0$ при $x<0$. Это позволяет, комбинируя (7.43), (7.45) и (4.18), преобразовать уравнение (7.18) к виду

$$\frac{\partial \chi}{\partial x}=\frac{b}{a}\, z^{-m}\frac{\partial}{\partial z}\left(z^n \frac{\partial \chi}{\partial z}\right). \tag{7.47}$$

Характер граничных условий (7.44) позволяет ввести автомодельную переменную в виде, предложенном Фростом (Frost, 1946):

$$\xi = \frac{a}{b\,(2+m-n)^2}\,\frac{z^{2+m-n}}{x}. \tag{7.48}$$

Таким образом, уравнение (7.47) при условии $2+m-n>0$ приводится к обыкновенному дифференциальному уравнению вида

$$(2+m-n)\,\xi\,\frac{d^2\chi}{d\xi^2} + [2+m-n)\,\xi + (1+m)]\,\frac{d\chi}{d\xi} = 0 \tag{7.49}$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \chi &= 0 \quad \text{для} \quad \xi \to \infty, \\ \chi &= 1 \quad \text{для} \quad \xi = 0. \end{aligned} \tag{7.50}$$

Интегрируя (7.49) дважды и используя граничные условия (7.50), получаем

$$\chi = \int\limits_{\xi}^{\infty} y^{-(m+1)/(2+m-n)} e^{-y}\,dy/\Gamma\left(-\frac{m+1}{2+m-n}+1\right) \tag{7.51}$$

или

$$\chi = 1 - P(\nu,\ \xi),$$

где $P(a, x)$ — неполная гамма-функция (см. напр., Abramowitz, Stegun, 1964); $\Gamma(n)$ — полная гамма-функция; $\nu = (1-n)/(2+m-n)$.

Отметим, что для гамма-функции имеются ограничения: $\nu>0$ или $n<1$, которые вполне удовлетворяются в атмосферном пограничном слое. Если эффективная шероховатость $\hat{z}_0$ выбрана так, что приближенно выполняется равенство $\hat{z}_0 = z_0 = z_{0v}$, то наличием промежуточного подслоя можно пренебречь. Отметим, что, хотя $z \neq z_{0v}$, близость значений, определенных по формуле (5.11), к значениям, приведенным в табл. 5.3, позволяет считать достаточным приближением приравнивание этих величин в типичных условиях над открытой водной поверхностью. Локальный вертикальный поток водяного пара вблизи увлажненной поверхности можно тогда представить в виде

$$E = -K_v \rho \left.\frac{\partial \bar{q}}{\partial z}\right|_{z\to 0} = E_a - (q_s - q_{as})\,K_v \rho \left.\frac{d\chi}{d\xi}\,\frac{d\xi}{dz}\right|_{z\to 0}, \tag{7.52}$$

а осредненное испарение с увлажненной полосы единичной поперечной ширины и характерной длины в продольном направлении x_f

$$\overline{E} = \int\limits_{0}^{x_f} E\,dx/x_f. \tag{7.53}$$

Это дает окончательный результат

$$\overline{E}=E_a+\rho b\left(\frac{a}{bx_f}\right)^{\nu}\frac{(1-\nu)^{2\nu-2}(m+1)^{1-2\nu}}{\Gamma(\nu)}(\bar{q}_s-\bar{q}_{as}). \quad (7.54)$$

С помощью (4.18), (4.19) и (7.19) при $a_v=1$ и $d_0=0$, получаем

$$a=5{,}5u_*/\hat{z}_0^m, \quad b=u_*\hat{z}_0^m/(5{,}5m). \quad (7.55)$$

Формулу (7.54) можно записать в более удобной форме. При температуре воздуха 20 °С, давлении 1013,2 гПа и плотности воздуха $\rho=1{,}2\cdot10^{-3}$ г·см$^{-3}$ формула (7.54) принимает вид

$$\overline{E}=E_a+N\bar{u}_2(\bar{e}_s-\bar{e}_{as}). \quad (7.56)$$

Здесь $\bar{u}_2$ — средняя скорость ветра на уровне 2 м над поверхностью; N — коэффициент переноса массы (Brutsaert, Yeh, 1970a):

$$N=\frac{7{,}36\cdot10^{-7}\left[1{,}62m(1+2m)^2\hat{z}_0^{2m}\right]^{(m+1)/(1+2m)}}{200^m\Gamma[m/(1+2m)](1+m)}x_f^{-m/(1+2m)}. \quad (7.57)$$

В случае если $\overline{E}$ и E_a выражены в той же системе единиц, что и $\bar{u}_2$, то величины $\hat{z}_0$ и x_f выражены в сантиметрах, а парциальное давление пара соответственно на влажной и на сухой поверхности $\bar{e}_s$ и $\bar{e}_{as}$ — в гектопаскалях. Эту формулу можно использовать для расчета $\overline{E}$, если известно значение параметра шероховатости увлажненной поверхности и параметр профиля ветра m.

Решение задачи Сеттона имеет ряд интересных особенностей. Во-первых, в решении имеет место увеличение толщины внутреннего пограничного слоя. Эта высота может быть определена как геометрическое место точек, где величина χ формулы (7.46) принимает заданное малое значение, например, 0,05 или 0,01. Поскольку χ — функция аргумента ξ, постоянство χ означает постоянство ξ. Поэтому из (7.48) непосредственно получается толщина пограничного слоя как функция длины x, а именно

$$\delta_v=c_v x^{b_v}, \quad (7.58)$$

где $b_v=(2+m-n)^{-1}$; c_v — еще одна постоянная, которую можно рассчитать исходя из формулы (7.51) для любого заданного значения χ. При условиях, близких к нейтральным, имеем $m={}^1/_7\ldots{}^1/_8$, так что в силу первого из соотношений (7.19) получается $b_v=$ $=0{,}78\ldots0{,}80$. Эта оценка близка к показателю степени b_m в формуле (7.40), а справедливость последней подтверждается результатами большинства экспериментальных и теоретических исследований внутреннего пограничного слоя для количества движения.

Другие параметры, а именно величины m и $\hat{z}_0$ интересно сравнить с двумя имеющимися эмпирическими формулами для испарения с поверхности озера и бассейна испарителя. В результате разнообразных измерений, выполнявшихся обычно в течение недели и более на многочисленных специально выбранных резервуарах на Западе США, Харбек (Harbeck, 1962) предложил следующую эмпирическую формулу:

$$\bar{E} = N\bar{u}_2(\bar{e}_s - \bar{e}_a), \tag{7.59}$$

где

$$N = 3{,}367 \cdot 10^{-9} A^{-0{,}05}. \tag{7.60}$$

Здесь $\bar{u}_2$ выражено в той же системе единиц, что и величина $\bar{E}$; $\bar{e}_s$ и $\bar{e}_a$ выражены в гектопаскалях; A — площадь водной поверхности, м². Из рис. 7.4 видно, что площадь поверхности исследованных водоемов колебалась примерно от $4 \cdot 10^3$ до $1{,}2 \times 10^2$ км². Тем не менее, сравнение с данными, полученными методом водного баланса, позволяет предположить, что выражения (7.59) и (7.60) дают разумные оценки средних месячных значений испарения даже для оз. Онтарио, площадь поверхности которого составляет примерно 19 700 км² (Yu, Brutsaert, 1969a, b). Для озер, расположенных в относительно сухой климатической зоне, суммарным испарением с окружающей суши E_a можно пренебречь. По-видимому, это справедливо и для большинства водоемов, данные по которым были использованы при выводе соотношения (7.60).

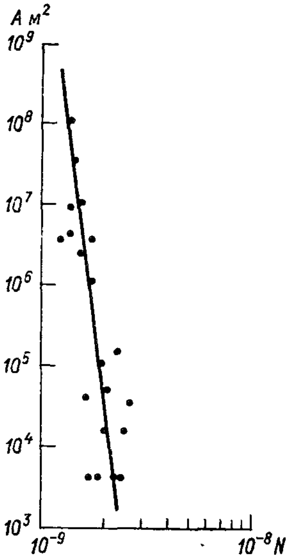


Рис. 7.4. Связь между коэффициентом переноса массы N в формуле (7.59) и площадью поверхности озера A, построенная по экспериментальным данным Харбека (Harbeck, 1962).

Приближенную оценку m можно получить, сопоставляя теоретическую формулу (7.57) с эмпирической формулой Харбека (7.60), а именно приравнивая показатели степени величин $A^{1/2}$ и x_f, т. е. 0,1 и $m/(1+2m)$, откуда следует, что $m = 1/8$. Это значение очень близко к значению, которое получается из профиля скорости в трубе на основании выражения Блазиуса (см. Prandtl, Tollmien, 1924), а именно $m = 1/7$. Это показывает, что экспериментальные данные Харбека для озер и резервуаров отражают в среднем условия атмосферной стратификации, близкие к нейтральным или слегка неустойчивым. Дальнейшее сопоставление (7.57) и (7.60) дает значение шероховатости $z_0 = 0{,}0213$ см. Следует отметить, что эта величина близка к значению $z_{0v} = \hat{z}_0 = 0{,}0228$ см, что соответствует $Ce_{10} = Cd_{10} = 1{,}4 \cdot 10^{-3}$, т. е. типичному значению коэффициента сопротивления морской поверхности, как видно из (5.11) и из данных табл. 5.3. Иными словами, решение задачи Сеттона с учетом степенного закона (7.57) хорошо согласуется с эмпирической формулой Харбека (7.60) для средних недельных и средних месячных данных над водными поверхностями при характерном изменении расстояния x_f от 50 м до 10 км.

Имеется и второй набор экспериментальных данных, пригодных для проверки формулы (7.57). Эти данные были получены при измерении испарения мелких квадратных испарителей площадью 1—64 квадратных футов (1 фут=0,3048 м). В результате регрессионного анализа этих данных было установлено, что среди прочих альтернативных формул эмпирическое соотношение (7.59) выполняется при следующем коэффициенте переноса (Brutsaert, Yu, 1968):

$$N = 7{,}70 \cdot 10^{-9}(A^{1/2})^{-0{,}132}. \qquad (7.61)$$

Здесь A выражено в квадратных сантиметрах. Полученное соотношение справедливо для значений A в диапазоне приблизительно 10^3—$6 \cdot 10^4$ см^2. Значение m, которое получается путем приравнивания показателей степени при x_f и $A^{1/2}$ в формулах (7.57) и (7.61), оказывается равным $^1/_{5,6}$. Это значение несколько завышено, поскольку показатели степенных функций, с помощью которых аппроксимировались наблюдавшиеся профили ветра (Yu, Brutsaert, 1967), изменялись от $^1/_7$ до $^1/_8$. Эти пределы соответствуют показателям степени 0,11 и 0,10 в формуле (7.57) в отличие от 0,132 в (7.61). Возможно это расхождение получается из-за пренебрежения горизонтальными градиентами турбулентных потоков в уравнении (7.42), эффектом шероховатости окружающей суши, а также эффектом краев испарителя. Еще одним источником возможного расхождения может служить пренебрежение величиной E_a, которая вовсе не мала при влажном лете в северной части шт. Нью-Йорк. Если в соответствии с наблюдаемыми профилями ветра значение m принять равным $^1/_8$, то обнаруживается, что выражение (7.57) согласуется с (7.61), если $\hat{z}_0$ принять равным 0,06 см для малых и 0,04 для больших испарителей.

Сравнение соотношений (7.60) и (7.61) с (7.57) и (7.67) показано на рис. 7.5. Ниже излагается другой способ моделирования испарения с очень малых поверхностей.

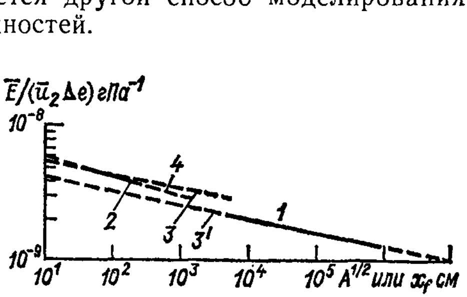


Рис. 7.5. Сравнение результатов расчетов по эмпирическим и теоретическим формулам.

Сплошные линии — расчет по эмпирическим формулам: 1 — по формуле Харбека (7.60), 2 — по формуле Братсерта и Ю (7.61), пунктирные линии — расчет по теоретическим формулам; 3 — по формуле Сеттона (7.57) при $\hat{z}_0$=0,06 см, 3′ — то же при $\hat{z}_0$=0,0213 см, 4 — по формуле Братсерта (7.67); кривая 3′ совпадает с кривой 1 при $m = ^1/_8$ и $\hat{z}_0$=0,0213 см; кривая 4 совпадает с кривой 2 при m=1/7,6 и $\hat{z}_0$=0,05 см.

2. Решения для небольших водных поверхностей

Уравнение (7.43) выведено при условии, что значения градиентов $\partial\overline{u'q'}/\partial x$ и $\partial\overline{v'q'}/\partial y$ в (3.44) ничтожно малы в случае обширных поверхностей. Напротив, в случае малых поверхностей эти градиенты турбулентных потоков относительно велики, а члены, выражающие адвекцию средним ветром не так важны. Это вытекает из масштабного анализа основного уравнения. В рамках описания турбулентной диффузии уравнение (3.44) или (7.1) с учетом выражений (7.12) и (7.13) над поверхностью с однородной шероховатостью и температурой записывается с учетом горизонтального турбулентного переноса в виде

$$\bar{u}\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial x}\left(K^v_{xx}\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}+K^v_{xz}\frac{\partial\bar{q}}{\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(K^v_{yy}\frac{\partial\bar{q}}{\partial y}\right)+$$
$$+\frac{\partial}{\partial z}\left(K^v_{zx}\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}+K^v_{zz}\frac{\partial\bar{q}}{\partial z}\right). \qquad (7.62)$$

Если K^v_{zz} и x_f взять в качестве характерных масштабов соответственно для коэффициентов диффузии и длины, после перехода к безразмерным величинам множитель $\bar{u}x_f/K^v_{zz}$ в левой части уравнения окажется безразмерным параметром. Отсюда следует, что уменьшение длины x_f эквивалентно уменьшению скорости ветра $\bar{u}$, а значит, и относительной значимости левой части уравнения (7.62). Ниже приводятся три конкретных решения, которые позволяют оценить значимость членов уравнения (7.62), опущенных в уравнении (7.42).

Хотя даже в случае малых поверхностей членом в левой части уравнения (7.62) не всегда можно пренебречь,— некоторые свойства течения, являющиеся следствием наличия градиентов турбулентных потоков, удается выяснить, если заменить левую часть нулем. Таким образом, предельный случай испарения с очень малой поверхности можно исследовать с помощью уравнения

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(K^v_{xx}\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(K^v_{yy}\frac{\partial\bar{q}}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(K^v_{zz}\frac{\partial\bar{q}}{\partial z}\right)=0. \qquad (7.63)$$

В этом уравнении K^v_{zz} задается с помощью выражения (7.18) и предполагается выполнение равенства

$$K^v_{xx}=K^v_{yy}=cz^p, \qquad (7.64)$$

где c и p — постоянные.

Обозначив радиальную координату r_f, граничные условия (рис. 7.6) для круглой поверхности радиуса r_f можно записать в виде

$$\begin{array}{lll} z=0, & 0\leqslant r\leqslant r_f, & \bar{q}=\bar{q}_s, \\ z\to\infty, & r\geqslant 0, & \bar{q}=\bar{q}_a, \\ z>0, & r\to\infty, & \bar{q}=\bar{q}_a, \\ z=0, & r>r_f, & E_a=0. \end{array} \qquad (7.65)$$

Последнее условие, в котором E_a обозначает испарение с суши, окружающей водную поверхность, необязательно. Задача не усложнится, если его заменить, как в формуле (7.45) на $E_a = \text{const}$. В результате этого изменения граничных условий в окончательное решение (7.66) добавится член E_a, аналогично (7.54). Записав уравнение (7.63) в цилиндрических координатах, решение для среднего испарения получим в следующем виде (Brutsaert, 1967):

$$\overline{E} = 2^{2\mu} b\,(c/b)^{\mu} \left(\frac{\mu}{1-n}\right)^{2\mu-1} \sin(\mu\pi)\, r_f^{-2\mu} \rho(\bar{q}_s - \bar{q}_a)/\pi(1-\mu), \quad (7.66)$$

где $\mu = (1-n)/(p-n+2)$. Если принять $n = p = 1 - m$ (см. формулу (7.19)), то этот параметр принимает вид $\mu = m/2$ ($\approx 1/14$ при стратификации, близкой к нейтральной).

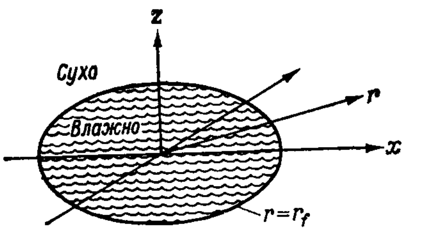


Рис. 7.6. Схема, иллюстрирующая граничные условия (7.65).

Формулу (7.66) можно представить в более удобной для расчетов форме, воспользовавшись выражением (7.55) для b. Представляя $c/b = d$ в качестве меры анизотропности и принимая, что

$$r_f = (A/\pi)^{1/2}, \quad \sin(\mu\pi) \simeq \mu\pi,$$

температура воздуха 20 °С, давление 1013,2 гПа и плотность воздуха $\rho = 1{,}2 \cdot 10^{-3}$ г·см$^{-3}$, для коэффициента переноса массы N из формулы (7.66) получаем следующее выражение, аналогичное (7.56):

$$N = \frac{4{,}87 \cdot 10^{-8}\,(\pi d)^{m/2}\,\hat{z}_0^{2m}}{200^m\,(2-m)} (A^{1/2})^{-m}. \quad (7.67)$$

Здесь $\hat{z}_0$ и $A^{1/2}$ выражены в сантиметрах. Это решение не очень чувствительно к степени анизотропности d тензора K, так что для нашей цели достаточно принять d около 20 (см. (7.14)). Соответствующие значения m и $\hat{z}_0$ можно получить путем сравнения (7.67) с эмпирической формулой испарения из испарителя (7.61). В результате приравнивания показателей степени при $A^{1/2}$ в формулах (7.61) и (7.67) получаем значение $m = 0{,}132 = 1/7{,}6$. Это значение несколько меньше, чем общепринятое при нейтральной стратификации $1/7$. Полученный таким же путем параметр шероховатости $\hat{z}_0$ составляет 0,05 см. Этот результат тоже показателен, поскольку лежит между величинами z_{0v} (см. рис. 4.24) и z_0 (см.

рис. 4.24 и табл. 5.1). Несмотря на то что уравнение (7.63) описывает предельный случай, можно сделать вывод, что его решение не противоречит экспериментальным данным. Более того, решения (7.66) и (7.67) оказались несколько лучшими, чем решения (7.54) и (7.57) в модели Сеттона, предназначенной для описания испарения малых испарителей на уровне почвы.

При вычислении испарения относительный вклад членов, выражающих горизонтальные градиенты турбулентных потоков $\partial\overline{u'q'}/\partial x$ и $\partial\overline{v'q'}/\partial y$, может быть исследован таким же способом. В случае малых водных поверхностей особенно важен поперечный горизонтальный градиент турбулентного потока $\partial\overline{v'q'}/\partial y$. Поэтому в ка-

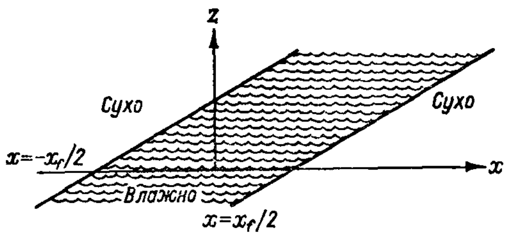


Рис. 7.7. Схема, иллюстрирующая граничные условия (7.69).

честве предельного случая можно рассматривать очень узкую полоску, вытянутую в обе стороны по оси y до бесконечности (полученный результат можно будет затем сравнить с предыдущим случаем чрезвычайно малой поверхности в виде круга). Исходное уравнение для такой задачи можно записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(K^v_{xx}\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(K^v_{zz}\frac{\partial\bar{q}}{\partial z}\right)=0, \tag{7.68}$$

где K^v_{xx} и K^v_{zz} те же, что и в уравнении (7.63). Граничные условия (рис. 7.7) записываются в виде

$$\begin{array}{lll}
z=0, & 0\leqslant|x|\leqslant x_f/2, & \bar{q}=\bar{q}_s,\\
z\to\infty, & |x|\geqslant 0, & \bar{q}=\bar{q}_a,\\
z>0, & |x|\to\infty, & \bar{q}=\bar{q}_a,\\
z=0, & |x|>x_f/2, & z^n\dfrac{\partial\bar{q}}{\partial z}=0 \quad (\text{или } E_a=0),\\
z>0, & |x|=0, & z^p\dfrac{\partial\bar{q}}{\partial x}=0.
\end{array} \tag{7.69}$$

Решение для осредненного по площади испарения имеет вид (Brutsaert, Yeh, 1969):

$$\overline{E}=\pi b\left(\frac{c}{b}\right)^{\mu}\left(\frac{2\mu}{1-n}\right)^{2\mu-1}\frac{\Gamma(1-\mu)}{\Gamma(\mu)\,\Gamma[(^1/_2)-\mu]\,\Gamma[(^2/_3)-\mu]}\times$$
$$\times\left(\frac{x_f}{2}\right)^{-2\mu}\rho(\bar{q}_s-\bar{q}_a), \tag{7.70}$$

где $\mu=(1-n)/(p-n+2)$. Используя (7.55) и принимая $\mu=m/2$, равенство (7.70) можно представить также в виде

$$\overline{E}=\frac{2\pi d^{m/2}\Gamma(1-m/2)\,\hat{z}_0^m\,(x_f/2)^{-m}}{(5{,}5)\,m\,(1-m)\,\{\Gamma[(1-m)/2]\}^2\,\Gamma(m/2)}\,\rho\,(\bar{q}_s-q_a)\,u_*. \quad (7.71)$$

Эффект горизонтального градиента турбулентного потока $\overline{v'q'}$ можно оценить, составив отношение выражений (7.66) и (7.70) при $x_f^2=\pi r_f^2$. Если m близко к $^1/_7$, это отношение составляет примерно 1,13. Иными словами, даже в предельном случае очень малой водной поверхности, когда эффект адвекции осредненным ветром пренебрежимо мал, горизонтальная турбулентность за счет v' вряд ли обеспечивает более 13 % от общего испарения. Поэтому для больших поверхностей этим эффектом заведомо можно пренебречь. Это подтверждает обычное предположение о том, что расчет потока с поверхности во внутренний пограничный слой можно производить в рамках двумерной задачи без учета горизонтальной неоднородности по оси y, как показано на рис. 7.1 и 7.3.

Относительный вклад членов $\bar{u}\,\partial\bar{q}/\partial x$ и $\partial\overline{u'q'}/\partial x$ в уравнении (3.44) или (7.1) в двумерной задаче об испарении может быть выяснен путем анализа следующего уравнения:

$$\bar{u}\,\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial x}\left(K_{xx}^v\,\frac{\partial\bar{q}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(K_{zz}^v\,\frac{\partial\bar{q}}{\partial z}\right), \quad (7.72)$$

где $\bar{u}$, K_{xx}^v и K_{zz}^v — степенные функции, заданные выражениями (4.18), (4.19), (7.18) и (7.64) при $n=p=1-m$. Граничные условия задаются в виде (см. рис. 7.3):

$$\begin{array}{lll} z=0, & 0\leqslant x\leqslant x_f, & q=\bar{q}_s, \\ z\to\infty, & -\infty<x<\infty, & q=\bar{q}_a, \\ z=0, & x\to\pm\infty, & q=\bar{q}_a, \\ z=0, & x>x_f \text{ и } x<0, & \rho K_{zz}^v\,\dfrac{\partial\bar{q}}{\partial z}=0. \end{array} \quad (7.73)$$

Решение можно получить методом разложения по малому параметру ε_p, взятому в качестве коэффициента при первом члене в правой части безразмерного варианта уравнения (7.72). Этот параметр можно представить в виде

$$\varepsilon_p=(c/b)\left(m^m x_f^m C_p/\hat{z}_0^m\right)^{-4/(1+2m)}, \quad (7.74)$$

где b и c заданы выражениями (7.18) и (7.64). Решение нулевого порядка, т. е. решение без учета эффекта горизонтальной диффузии, соответствует решению задачи Сеттона (7.51). Решение первого порядка, выраженное через гипергеометрическую функцию, значительно сложнее. Среднее испарение с точностью до величины порядка ε_p равно (Yeh, Brutsaert, 1970):

$$\overline{E} = \overline{E}_0 + \varepsilon_p \overline{E}_1. \tag{7.75}$$

Здесь $\overline{E}_0$ — решение задачи Сеттона (т. е. второй член в правой части выражения (7.54) или (7.56)); $\overline{E}_1$ — член первого порядка, который записывается в виде

$$\overline{E}_1 = \frac{-\rho u_* (\bar{q}_s - \bar{q}_a)}{(mx_f)^{m/(1+2m)} \left(C_p/\hat{z}_0^m\right)^{1/(1+2m)}} \frac{(\mu - \nu)^2 + \nu - \nu^2/4}{(2\mu - 1 - \nu)(\mu - 1 - 3\nu/2)} \times$$

$$\times \frac{\nu^{1+4\nu-2\mu}\Gamma(\mu + \nu/2)\,\Gamma(\mu - \nu/2)\,\Gamma(\mu - 1 - \nu/2)}{\Gamma(\nu)\,\Gamma(1+\nu)\,\Gamma(2\mu - 1 - \nu)}, \tag{7.76}$$

где $\nu = m/(1+2m)$ и $\mu = (4+m)/(2+4m)$.

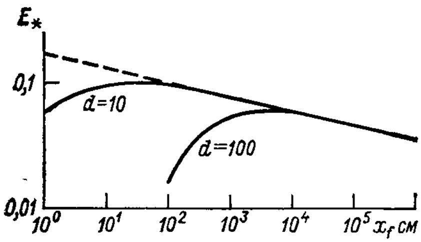


Рис. 7.8. Безразмерная средняя скорость испарения $E_* = \overline{E}/[\rho u_* (\bar{q}_s - \bar{q}_a)]$ как функция расстояния от границы раздела x_f (Yeh, Brutsaert, 1970).

Пунктирная линия — расчет по формуле (7.75) в нулевом приближении (т. е. по (7.54)); сплошная — расчет по (7.75) в первом приближении; расчеты выполнены при типичных значениях параметров $m = 1/7$, $C_p/\hat{z}_0^m = 9$, $c/b = d = 10$ и 100.

Решение уравнения (7.75) для типичных значений параметров представлено графически на рис. 7.8. Очевидно, что $\overline{E}_1$ отрицательно. Это означает, что член, выражающий эффект горизонтального градиента турбулентного потока, снижает интенсивность испарения. Однако рис. 7.8 также показывает, что этот эффект мал и что им можно пренебречь для водных поверхностей с характерной шириной, превышающей несколько метров.

Таким образом, сравнение решений, заданных выражениями (7.54), (7.66), (7.70), (7.75) и (7.76) позволяет оценить относительную важность членов горизонтальной турбулентной диффузии при некоторых специальных условиях. Для большинства практических задач, включая испарение с поверхности озер и резервуаров, но не для малых испарительных бассейнов, этими двумя членами можно пренебречь, как это сделано в решении Сеттона (7.43). Более того, ошибка вследствие пренебрежения одним из них компенсируется, по крайней мере частично, за счет пренебрежения вторым.

Отметим, что в уравнениях (7.63), (7.68) и (7.72) не учтены недиагональные члены тензора коэффициента диффузии K^v_{zx} и K^v_{xz}. Их эффект исследовался численно (Yeh, Brutsaert, 1971b). Оказалось, что указанные члены, вероятно, уменьшают интенсивность испарения с малых поверхностей не более чем на 10 %. Следовательно, для больших поверхностей этот эффект также пренебрежимо мал.

Потоки водяного пара и тепла, связанные уравнением теплового баланса

Рассмотрим снова испарение с влажной поверхности ограниченного размера. В отличие от подхода, рассмотренного в предыдущем параграфе, будем считать массовую долю водяного пара и температуру поверхности неизвестными, а испарение и поток тепла на поверхности связанными между собой уравнением теплового баланса. В аналитических решениях этой задачи шероховатость принимается однородной, т. е. такой же, как и для поверхности окружающей суши. Кроме того, считается, что профили ветра $\bar{u}=\bar{u}(z)$ и коэффициента турбулентной диффузии не изменяются по мере того как воздух движется через границу, на которой влажность и температура поверхности испытывают скачок. Поэтому водяной пар и температура рассматриваются как почти пассивные примеси в том смысле, что если они и влияют на динамику процесса, то лишь при большом осреднении. Такой подход к исследованию различных аспектов локальной адвекции и одновременного переноса пара и тепла в нижних слоях атмосферы был развит в работах Тимофеева (1954), Де Фриза (DeVries, 1959), Райдера и др. (Rider e. a., 1963), Е и Братсерта (Yeh, Brutsaert, 1971c). Ниже излагаются результаты последней из названных работ.

Допустим, что $\bar{u}=\bar{u}(z)$, $\bar{v}=\bar{w}=0$ и потоки заданы формулами (7.15) и (7.17). Для достаточно больших поверхностей такая задача описывается уравнением (7.43), т. е.

$$\bar{u}\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}}=\frac{\partial}{\partial z}\left(K_h\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}\right), \tag{7.77}$$

причем средняя температура $\bar{T}$ может служить хорошей аппроксимацией величины $\bar{\bar{\theta}}$. И хотя задача не усложнится, если сохранить a_v и a_h, предполагается, что $K_v=K_h=K$.

Граничные условия выводятся из следующих соображений. Вдали от увлажненной поверхности атмосфера не испытывает ее воздействия; поступающий воздух характеризуется заданным профилем влажности $\bar{q}_a(z)$, который находится в равновесном состоянии и определяется тепловым потоком и скоростью испарения с наветренной поверхности суши. На активной поверхности массовая доля водяного пара считается насыщающей, поэтому является известной функция температуры (это условие не обязательное). На поверхности сумма всех потоков тепла полагается равной нулю. В уравнении теплового баланса потоки коротковолновой радиации — поток, поступающий на активную поверхность R_d и поток, поступающий на наветренную поверхность суши R_{da} — величины постоянные и не зависят от температуры поверхности; однако между собой они могут различаться в связи с различием альбедо поверхностей. Скорость испарения и потока тепла на поверхности, т. е. E и H, задаются формулами (7.15) и (7.17) как функции от соответствующих градиентов; таким образом, их определение становится частью решения задачи для уравнений (7.43) и (7.77). Поток длинноволновой радиации, направленный от поверхности, определяется из предположения о том, что поверхность представляет собой серое тело с излучательной способностью ε_s при температуре $\bar{T}_s$. Поскольку $\bar{T}_s$ находится из решения, этот поток радиации может изменяться на подветренной стороне. Скорость накопления тепла в подповерхностном слое можно задать двумя способами:

$$G = G_w = \text{const} \tag{7.78a}$$

или

$$G = K_s(\bar{T}_s - T_{rw}), \tag{7.78б}$$

где K_s — коэффициент температуропроводности; T_{rw} — температура на заданной глубине. Граничные условия имеют вид:

$$\begin{gathered}
\bar{q} = \bar{q}_a(z), \quad \bar{T} = \bar{T}_a(z), \quad x = 0, \; z > 0, \\
\bar{q} = \bar{q}_s(\bar{T}), \quad 0 < x < x_f, \quad z = 0, \\
-c_p\rho K \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} - L_e\rho K \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \varepsilon_s\sigma\bar{T}^4 + G = R_d, \quad 0 < x < x_f, \quad z = 0, \\
-c_p\rho K \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = H_a, \quad -\rho K \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = E_a, \quad x > x_f, \quad z = 0,
\end{gathered} \tag{7.79}$$

где x_f — длина (по ветру) увлажненной поверхности; c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении; L_e — удельная теплота парообразования воды; σ — постоянная Стефана—Больцмана; H_a и E_a — соответственно потоки тепла и водяного пара на поверхности суши. Наветренные профили $\bar{q}_a$ и $\bar{T}_a$ считаются находящимися в равновесии, т. е. удовлетворяющими выражению (7.45) и уравнению

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(K \frac{\partial \bar{T}_a}{\partial z}\right) = 0 \tag{7.80}$$

при следующих условиях

$$\begin{gathered}
\bar{q}_a = \bar{q}_{as}, \quad \bar{T}_a = \bar{T}_{as}, \quad z = 0, \\
-c_p\rho K \frac{\partial \bar{T}_a}{\partial z} - L_e\rho K \frac{\partial \bar{q}_a}{\partial z} + \varepsilon_s\sigma T_a^4 + G_a = R_{da}, \quad z = 0, \\
-c_p\rho K \frac{\partial \bar{T}_a}{\partial z} = H_a, \quad -\rho K \frac{\partial \bar{q}_a}{\partial z} = E_a, \quad z = 0,
\end{gathered} \tag{7.81}$$

где G_a — поток тепла в почву на наветренной стороне границы раздела. Отметим, что только одно из значений H_a или E_a может быть произвольным, так как при заданном потоке приходящей радиации и заданной температуре $\bar{T}_{as}$ значение второго потока должно удовлетворять уравнению, записанному во второй строке (7.81). Значение $\bar{q}_{as}$ не обязательно должно равняться насыщающему значению при температуре $\bar{T}_{as}$.

Система (7.43), (7.77), (7.78), (7.79), (7.45), (7.80) и (7.81) может быть решена, если профили ветра и коэффициента турбулентной диффузии задаются соответственно формулами (4.18) и (7.18). По-видимому, впервые это решение было получено для условий (7.78а) и (7.78б) методом интегральных преобразований. Позднее подобное решение получили независимо Е и Братсерт (Yeh, Brutsaert, 1971c) методом функции Грина также для обоих случаев (7.78а) и (7.78б). Обсуждение метода решения выходит за рамки нашего исследования (этот метод изложен в упомянутых выше работах).

Можно показать, что на активной (например, увлажненной поверхности при $z=0$ и $0<x<x_f$, решение имеет следующий вид:

для температуры

$$\bar{T}(\xi,\ 0)=\bar{T}_{as}-\frac{L_e\left(\bar{q}^*_{as}-\bar{q}_{as}\right)}{c_p+\alpha_q L_e}+$$

$$+\frac{\nu^{1-2\nu}\Gamma(\nu)\left\{c_4+c_2c_3c_6/(c_1+c_3c_5)\right\}}{\Gamma(1-\nu)\rho b\left\{a/(bx_f)\right\}^{\nu}(1-n)^{1-2\nu}(c_p+\alpha_q L_e)}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-\omega)^n\xi^{\nu+\nu n}}{\Gamma(1+\nu+\nu n)}, \tag{7.82}$$

для массовой доли водяного пара

$$\bar{q}(\xi,\ 0)=\bar{q}_{as}+\frac{c_p\left(\bar{q}^*_{as}-\bar{q}_{as}\right)}{c_p+\alpha L_e}+$$

$$+\frac{\alpha_q\nu^{1-2\nu}\Gamma(\nu)\left\{c_4+c_2c_3c_6/(c_1+c_3c_5)\right\}}{\Gamma(1-\nu)\rho b\left\{a/(bx_f)\right\}^{\nu}(1-n)^{1-2\nu}(c_p+\alpha_q L_e)}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-\omega)^n\xi^{\nu+\nu n}}{\Gamma(1+\nu+\nu n)}, \tag{7.83}$$

где $\xi=x/x_f$; $\bar{q}^*_{as}$ — насыщающая массовая доля водяного пара при температуре $\bar{T}_{as}$; $\nu=(1-n)(2+m-n)$. Другие члены в выражениях (7.82) и (7.83) имеют вид

$$\omega=\frac{c_2\nu^{1-2\nu}\Gamma(\nu)}{(c_1+c_3c_5)\Gamma(1-\nu)},$$

$$c_1=c_p\rho b\left(\bar{T}_m-\bar{T}_{as}\right)\left(a/bx_f\right)^{\nu}(1-n)^{1-2\nu},$$

$$c_2=4\varepsilon_s\sigma\bar{T}^3_{as}\left(\bar{T}_m-\bar{T}_{as}\right)\ \text{для модели (7.78а)},$$

$$c_2=\left(4\varepsilon_s\sigma\bar{T}^3_{as}+K_s\right)\left(\bar{T}_m-\bar{T}_{as}\right)\ \text{для модели (7.78б)},$$

$$c_3=L_e\rho b\left(\bar{q}_m-\bar{q}_{as}\right)\left(a/bx_f\right)^{\nu}(1-n)^{1-2\nu},$$

$$c_4=R_d-R_{da}-G_w+G_a\ \text{для модели (7.78а)},$$

$$c_4 = R_n - R_{na} + K_s\left(T_{rw} - \bar{T}_{as}\right) + G_a \quad \text{для модели (7.78б)},$$

$$c_5 = \frac{\bar{T}_m - \bar{T}_{as}}{\bar{q}_m - \bar{q}_{as}} \frac{dq^*}{dT}\bigg|_{\bar{T}=\bar{T}_{as}} = \frac{\bar{T}_m - \bar{T}_{as}}{\bar{q}_m - \bar{q}_{as}} \alpha_q,$$

$$c_6 = \frac{\bar{q}^*_{as} - \bar{q}_{as}}{\bar{q}_m - \bar{q}_{as}},$$

где $\bar{T}_m$ и $\bar{q}_m$ — характерные значения температуры и массовой доли водяного пара на активной поверхности.

Среднюю скорость испарения, приходящуюся на полосу единичной поперечной протяженности и длины x_f можно рассчитать, используя выражения (7.52) и (7.53). При этом получается

$$\bar{E} = E_a + c_p\rho b\left(\frac{a}{bx_f}\right)^{\nu} \frac{(1-\nu)^{2\nu-2}(m+1)^{1-2\nu}}{\Gamma(\nu)} \frac{\bar{q}^*_{as} - \bar{q}_{as}}{(c_p + \alpha_q L_e)} + $$
$$+ \frac{\alpha_q}{c_p + \alpha_q L_e}\left[c_4 + \frac{c_2 c_3 c_6}{(c_1 + c_3 c_5)}\right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\omega)^n}{\Gamma(2+\nu n)}. \qquad (7.84)$$

Аналогичное выражение можно получить для осредненного потока тепла.

Выражение (7.84) представляет не только практический интерес, оно позволяет оценить ошибки, к которым приводят некоторые наиболее распространенные предположения. Так, например, из формул (7.82) и (7.83) следует, что массовая доля водяного пара и температура поверхности могут быть постоянными, т. е. могут не зависеть от x, если только второй член в правой части равен нулю. В таком случае, исключая

$$\left(\bar{q}^*_{as} - \bar{q}_{as}\right)/\left(c_p + \alpha_q L_e\right)$$

из этих двух выражений, получаем

$$\frac{\bar{T}_s - \bar{T}_{as}}{\bar{q}_s - \bar{q}_{as}} = -\frac{L_e}{c_p}, \qquad (7.85)$$

где $\bar{q}_s$ и $\bar{T}_s$ — соответственно однородная массовая доля водяного пара и температура испаряющей поверхности. Формула (7.85) аналогична формуле для смоченного термометра.

Таким образом, предположение о средней температуре поверхности в третьем граничном условии (7.79) приводит к выводу о том, что поток скрытого тепла за счет испарения и поток явного тепла в этом случае уравновешивают друг друга. Для орошаемого поля в условиях сухого климата эта ситуация вполне возможна. Такой случай исследовался в работе Райдера и др. (Rider e. a., 1963). Но для глубокого озера, на поверхности которого освобождается значительное количество запасенного тепла, такое допущение нереально, поскольку в этом случае, согласно выражению (7.85), температура поверхности испаряющегося озера должна быть всегда ниже температуры воздуха. Аналогично, последний член справа в уравнении (7.84) отражает влияние неоднородности распределения массовой доли водяного пара на поверхности. Если эта характеристика влажности однородна, этот член исчезает (он отсутствует и в (7.83)).

Далее, если исключить выражение

$$c_p\left(\bar{q}_{as}^* - \bar{q}_{as}\right)/\left(c_p + \alpha_q L_e\right)$$

с помощью формулы (7.83), заменив в ней $\bar{q}_s$ и $\bar{q}(\xi, 0)$, то формула (7.84) примет вид, аналогичный уже рассмотренному решению задачи Сеттона (7.54). В качестве примера на рис. 7.9 показаны изменения температуры поверхности с подветренной стороны для глубокого озера, расположенного в средних широтах северного полушария. Данные рис. 7.9 рассчитаны по формулам (7.82) и (7.78а, б) для мая. Параметры турбулентности a и b определены по равенствам (7.55) при $m = 1/8$ и $\hat{z} = 0{,}02$ см. Тепловой поток G_w принят равным 0,211 кВт·м$^{-2}$. Величина K_s рассчитывалась путем использования измеренных средних температур водной поверхности при заданном значении $T_{rw} = 4$ °С. В качестве других необходимых параметров и переменных использовались характерные значения для оз. Кайуга вблизи Итаки (шт. Нью-Йорк). На рис. 7.10 показано изменение средней скорости испарения с озера, рассчитанной по формуле (7.84) при условии (7.78а). Там же показаны результаты расчета с помощью формулы (7.54), аналогичной (7.84), при исключении последнего члена в правой части. В одном случае однородная температура была получена за счет того, что этот член был принят равным нулю в соответствии с предположением, приводящим к соотношению (7.85). В другом случае однородная массовая доля водяного пара была получена путем интегрирования (7.83) по x. Как и следовало ожидать, для глубокого озера второй вариант лучше согласуется с полным

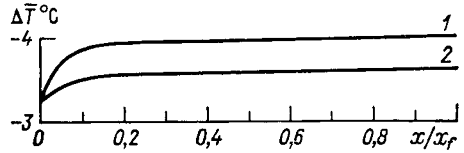


Рис. 7.9. Изменение разности $\Delta\bar{T} = \bar{T}(\xi, 0) - \bar{T}_{as}$ в зависимости от расстояния до берега x/x_f для глубокого водоема (оз. Кайуга, шт. Нью-Йорк, май) (Yeh, Brutsaert, 1971c).

1 — расчет по формуле (7.82) и (7.78а), *2* — по соотношениям (7.82) и (7.78б) при $x_f = 2{,}74$ км.

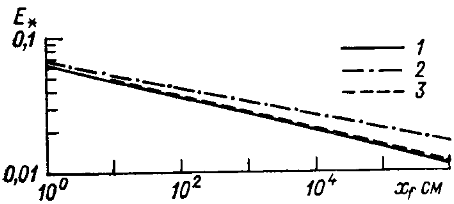


Рис. 7.10. Безразмерная средняя скорость испарения $E_* = \left(\bar{E} - E_a\right)/\left[\rho u_*\left(\bar{q}_{as}^* - \bar{q}_{as}\right)\right]$ как функция расстояния x_f для глубокого водоема в мае (Yeh, Brutsaert, 1971c).

1 — расчет по формуле (7.84), *2* — по (7.54) при однородной температуре, определенной по соотношению (7.85), *3* — расчет по (7.82).

решением и отличается от него не более чем на 1 %. Такие же расчеты можно провести для оценки переноса тепла $\bar{H}$; результаты получаются такие же, как и для скорости испарения $\bar{E}$.

На рис. 7.11 показано изменение отношения Боуэна

$$Bo_n = [(H(x) - H_a)/L_e(E(x) - E_a)]$$

как функции расстояния от разделяющей кромки.

Главный вывод, вытекающий из рассмотренного решения, состоит в том, что ошибка, которая получается в результате использования средней температуры поверхности полученной эксперимен-

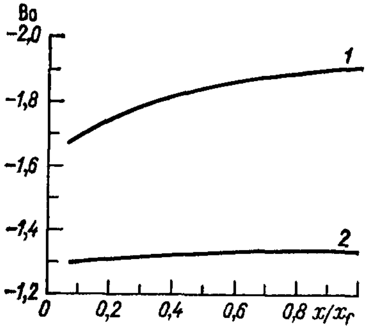


Рис. 7.11. Отношение Боуэна $[H(x) - H_a]/L_e[E(x) - E_a]$ как функция расстояния до берега x/x_f для глубокого водоема (оз. Кайуга, май) (Yeh, Brutsaert, 1971c).

1 — расчет по модели (7.78а), 2 — расчет по модели (7.78б).

тально, при анализе испарения или турбулентного переноса тепла с учетом адвекции чаще всего очень мала, так что для практических целей ею вполне можно пренебречь. Следует добавить, что в случае озер и других водоемов из-за обычного непостоянства скорости и направления ветра, наличия течений и горизонтального перемешивания в воде, а также вследствие эффекта охлаждения или нагревания на мелководье, температура воды, рассчитанная с помощью решения (7.82), редко совпадает с данными наблюдений. Иными словами, потоки тепла и водяного пара часто определяются ранее существовавшим различием температуры и влажности водной поверхности и воздуха. В условиях суши поток G обычно мал и главными компонентами теплового баланса являются радиационные и турбулентные потоки. Поэтому обсуждаемое рашение можно применить к исследованию испарения с участков влажной почвы, окруженных сухими участками. Но в задачах такого типа граничные условия на поверхности растительного покрова обычно не столь просты, как третье равенство (7.79) (см. также параграф 5.2).

7.2. Б. Численные решения

Исследование испарения с озер методом турбулентной диффузии

Этот подход использовали Вейсман и Братсерт (Weisman, Brutsaert, 1973) при численном расчете испарения и охлаждения над относительно теплыми озерами или резервуарами. Задача, в которой учитывается наличие неустойчивой стратификации над водой, имеет большое практическое значение. Явление конвекции часто имеет место, например, над естественными глубокими озерами осенью или ранней зимой или над водоемами с искусственно нагретой водой. В цитируемой работе для простоты анализа шероховатость была выбрана постоянной и одинаковой для воды и суши, так что адвекция количества движения возникала исключительно как результат ступенчатого изменения температуры и влажности на кромке раздела. Было принято, что $z_{0v} = z_{0h} = z_0 = \hat{z}_0$, где $\hat{z}_0$ — эффективная шероховатость. Ввиду близости величин Cd, Ce и Ch для воды, определяемых формулой (5.11) и табл 5.3, это приемлемо для моделирования типичных условий на поверхности озера. Математическая модель была основана на уравнениях (7.5) и (7.8) с учетом параметризации турбулентной диффузии с помощью соотношений (7.15)—(7.17) и (7.21)—(7.24). Функции φ выбирались согласно (4.45), но L_a было принято по формуле (7.26). Величина λ в (7.24) принималась равной $5 \cdot 10^4$ и $7 \cdot 10^4$ см. Принятые граничные условия определялись исходя из следующих соображений:

1. Поступающий воздух стратифицирован нейтрально, профиль влажности находится в равновесии с потоком влаги на наветренной части поверхности суши; нейтральный профиль ветра с наветренной стороны выражается логарифмической + линейной функцией и получен путем интегрирования выражений (7.16), (7.22) и (7.24).

2. Достаточно высоко над водной поверхностью, т. е. значительно выше внутреннего пограничного слоя, метеорологический режим тот же, что и с наветренной стороны. Он не испытывает влияния со стороны водной поверхности.

3. Температура водной поверхности известна и однородна; массовая доля водяного пара насыщена и является функцией температуры.

Все эти условия такие же, как и в задаче Сеттона (7.44) за исключением того, что здесь использован для поступающего воздуха логарифмический + линейный профиль вместо степенной функции.

При переходе к безразмерным переменным в этой задаче возникают два безразмерных параметра, а именно

$$A_* = -\frac{\bar{T}_s - \bar{T}_{as}}{\bar{T}_{as}} \frac{\varkappa g \hat{z}_0}{u_{*a}^2},$$

$$B_* = -0{,}61\,(\bar{q}_s - \bar{q}_{as}) \frac{\varkappa g \hat{z}_0}{u_{*a}^2}, \tag{7.86}$$

где u_{*a} — скорость трения с наветренной стороны; другие переменные определены в параграфе 7.2.А. Эти параметры стратификации необходимо знать для решения задачи. Они же определяют условия скачка на разделяющей кромке.

В рассматриваемом случае основной интерес представляет средняя скорость испарения. Были выполнены численные расчеты для случаев нейтральной стратификации в сухом воздухе. Полученные результаты удобно представить в виде данных о безразмерной скорости испарения, осредненной по расстоянию x_f:

$$E_* = \frac{\bar{E} - E_a}{\rho u_{*a} (\bar{q}_s - \bar{q}_{as})}, \tag{7.87}$$

где $\bar{q}_s$ — массовая доля влаги вблизи водной поверхности; $\bar{q}_{as}$ — та же характеристика на поверхности с наветренной стороны; E_a —

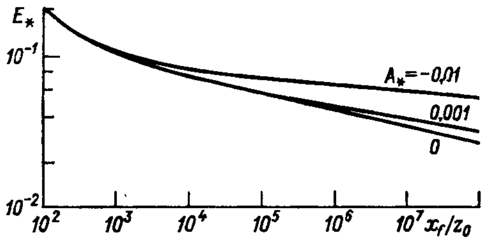


Рис. 7.12. Безразмерная скорость испарения E_*, рассчитанная как функция безразмерного расстояния $x_f/\hat{z}_0$ при неустойчивой стратификации и $B_*=0$ для разных значений параметра устойчивости A_* (Weisman, Brutsaert, 1973).

суммарная скорость испарения на наветренной стороне; $\bar{E}$ — осредненная скорость испарения с водной поверхности.

Для практических целей коэффициент переноса водяного пара можно выразить через параметры течения на наветренной стороне (а именно через скорость ветра на некотором уровне $\bar{u}_{ar}$) и влажности поверхности в виде (см. (4.114)):

$$\overline{\mathrm{Ce}_r} = \frac{\bar{E} - E_a}{\rho \bar{u}_{ar} (\bar{q}_s - \bar{q}_{as})}, \tag{7.88}$$

где индекс r относится к уровню измерения ветра z_r. Этот коэффициент переноса можно выразить с помощью величины E_* и коэффициента сопротивления Cd_{ar} в виде

$$\overline{\mathrm{Ce}_r} = \mathrm{Cd}_{ar}^{1/2} E_*. \tag{7.89}$$

На рис. 7.12 и 7.13 показаны некоторые результаты расчетов E_* как функции безразмерного расстояния $x_f/\hat{z}_0$ для разных значений A_* и B_*. Эти результаты показывают, что эффект изменчивости A_* и B_* может быть существен, особенно в первом случае. Кривые рис. 7.13 показывают, каким образом даже для изотермических условий, т. е. при $A_*=0$, скачок влажности при $x=0$ может вызвать неустойчивость стратификации и локальную адвекцию количества движения, а следовательно, оказать влияние на коэффициент переноса. Если $A_*=B_*=0$, то профиль скорости остается нейтральным и неизменным с подветренной стороны. Этот случай соответствует в целом задаче Сеттона и отличается от нее лишь тем, что логарифмический+линейный профиль ветра применяется вместо степенного закона. Соответствующая задача Сеттона с логарифмическим профилем была исследована численным методом в работе Е и Братсерта (Yeh, Brutsaert, 1971a). Значение m в формулах (7.57), (7.54) и (7.55), необходимое для того, чтобы показатель степени x_f соответствовал наклону кривой (случай $A_*=B_*=0$ для больших значений x_f, см. рис. 7.12), равно $^1/_7$. Заметим, что это и есть общепринятое значение показателя степени в формуле (4.18) при нейтральной стратификации. Численное решение для больших значений x_f также согласуется с эмпириче-

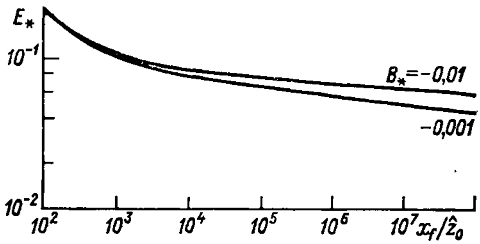


Рис. 7.13. То же, что и на рис. 7.12 для двух значений B_* и постоянной $A_*=-0{,}01$.

ским выражением (7.60) Харбека (Harbeck, 1962). Это соответствие соблюдается при слабо неустойчивой стратификации при значениях A_* и B_* в диапазоне 0... —0,001, а параметр шероховатости составляет около 0,04 см. Эта оценка мало отличается от оценки $\hat{z}_0=0{,}02$ см, полученной ранее при сравнении формулы Харбека (Harbeck, 1962) и формулы (7.57).

Методом турбулентной диффузии можно изучить в первом приближении и влияние скачка температур и влажности на испарение с поверхности озера. Как видно из рис. 7.12 и 7.13, для значений x_f, превышающих несколько метров, величина E_* оказывается степенной функцией расстояния x_f, а именно

$$E_*=a\,(x_f/\hat{z}_0)^{-b}, \tag{7.90}$$

где a и b — постоянные при заданных A_* и B_*. Значения постоянных приведены в табл. 7.1. Как показывают результаты сравнения полученных данных с эмпирической формулой Харбека (7.60) и данными табл. 5.3, формулу (7.90) в случае больших озер, вероятно, разумно использовать при $\hat{z}_0=0{,}03$ см.

Интересной особенностью описанного выше метода турбулентной диффузии является тот факт, что результаты расчетов не очень чувствительны к точности задания функций φ_s, фигурирующих в теории подобия Монина—Обухова, или к точности соблюдения аналогии Рейнольдса. Обнаружено также, что результаты нечувствительны и к выбору постоянной Кармана. Таким образом, в пределах известного в литературе диапазона значений a_v, a_h,

ТАБЛИЦА 7.1

Коэффициенты a и b в формуле (7.90) для разных значений A_* и B_*

$-B_*$	$-A_*$				
	0,1	0,05	0,01	0,001	0
			Коэффициент a		
0,01	—	—	0,121	0,112	0,122
0,003	0,150	0,140	0,120	0,135	0,166
0,001	—	—	0,112	0,152	0,167
0,0	—	—	0,120	0,167	0,210
			Коэффициент b		
0,01	—	—	0,036	0,042	0,045
0,003	0,025	0,034	0,046	0,081	0,089
0,001	—	—	0,042	0,082	0,093
0,0	—	—	0,045	0,093	0,112

β_{sv}, β_{sm}, β_{sh} в формулах (4.42)—(4.44) или при изменении показателя степени в выражении (4.43) от $-1/4$ до $-1/2$ результаты меняются несущественно. Возможно, именно эта нечувствительность объясняет тот факт, что в сравнительно сходных атмосферных условиях получались экспериментальные функции φ_s столь разного вида. При формулировке задачи выяснилось, что необходимо ограничивать диапазон значений коэффициентов турбулентной диффузии на верхней границе приземного подслоя, т. е. на высоте 50—100 м над поверхностью. Одним из способов может служить определение пути смешения по формуле (7.24), предложенной Блэкадаром (Blackadar, 1962).

Исследование локальной адвекции методом замыканий высокого порядка

Совместная адвекция водяного пара, количества движения и тепла в результате резкого изменения в условиях на поверхности была исследована в работах Рао и др. (Rao e. a., 1974b) с помощью модели с замыканием высокого порядка. Как уже указывалось, основными уравнениями модели служат уравнения (7.5)—(7.8) для средних полей и уравнения для каждого из моментов второго порядка

$$\overline{(u')^2},\ \overline{(v')^2},\ \overline{(w')^2},\ \overline{u'w'},\ \overline{\theta'w'},\ \overline{\theta'u'},$$

$$\overline{q'w'},\ \overline{q'u'},\ \overline{(\theta')^2},\ \overline{(q')^2},\ \overline{q'\theta'},$$

а также уравнение для скорости диссипации энергии ε. Моменты третьего порядка аппроксимируются с помощью формул градиентного переноса типа (7.27) и (7.28) при значениях K, заданных с помощью (7.34), а скорости молекулярного ослабления величин $\overline{(\theta')^2}$, $\overline{(q')^2}$, $\overline{q'\theta'}$ с помощью соответствующих гипотез подобия.

Нижние граничные условия с наветренной и подветренной сторон от скачка (где $x=0$) основываются на приближенных соотношениях между турбулентными потоками и градиентами. Предполагается, что при $z=z_0$ осредненные переменные принимают следующие значения:

$$\bar{u}=\bar{w}=0,\quad \bar{\theta}=\bar{\theta}_0,\quad \bar{q}=r_0 q^*(\theta_0),$$

где r_0 — относительная влажность на поверхности; q^* — насыщающая массовая доля водяного пара. Потоки на поверхности выражаются через градиенты по формулам (4.5), (4.11) и (4.15), в которых $z-d_0$ заменено на z_0. Другие моменты второго порядка (кроме потоков) при $z=z_0$ были выражены в терминах потоков на поверхности E, u^* и H в соответствии с результатами измерений турбулентности в горизонтально однородных условиях.

Модель применялась для теоретического воспроизведения ситуации, в которой были получены экспериментальные данные Райдера и др. (Rider e. a., 1963), когда воздух двигался по направлению от чрезвычайно сухой гладкой ($z_0=0{,}002$ см) поверхности к травянистой ($z_0=0{,}14$ см), хорошо орошаемой поверхности. Скорость испарения с наветренной стороны считалась равной нулю, а турбулентные потоки с подветренной стороны при $z=z_0$ считались удовлетворяющими уравнениям баланса тепла и влаги на поверхности. Как показано на рис. 7.14, профили $\bar{q}$ и $\bar{\theta}$, рассчи-

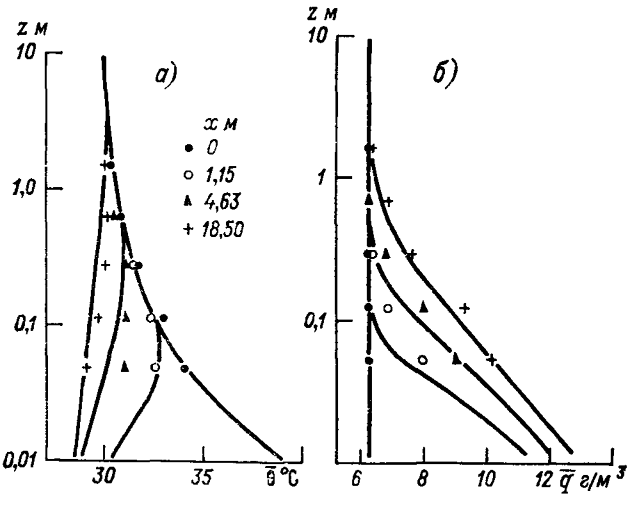


Рис. 7.14. Сравнение профилей средней температуры $\bar{\theta}$ (*а*) и влажности $\bar{q}$ (*б*).

Эмпирические точки — данные Райдера и др. (Rider e. a., 1963), кривые — расчет по модели с замыканием высокого порядка (Rao e. a., 1974b); измерения проводились на разных расстояниях от границы раздела: $x=0$ (начало отсчета), $x=1{,}15$, 4,63 и 18,5 м.

танные для разных x, находятся в хорошем соответствии с данными Райдера и др. (Rider e. a., 1963) при условии, что относительная влажность на влажной поверхности принята равной 60 %. Поскольку других экспериментальных данных не было, модель использовалась главным образом для определения различных эффектов адвекции, которые иллюстрируются на рис. 7.15. Исследовалась также чувствительность модели к разным допущениям относительно граничных условий. Рао и др. (Rao e. a., 1974b) полагают, что результаты этих расчетов являются лишь примером вычислений, которые следует повторять вновь и вновь с помощью моделей замыкания более высокого порядка.

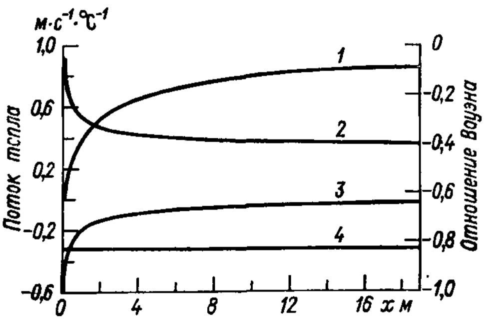


Рис. 7.15. Изменение составляющих теплового баланса (в единицах $\overline{w'\theta'}$) и отношения Боуэна с увеличением расстояния в условиях экспериментов Райдера и др. (Rider e. a., 1963). Расчет по модели с замыканием высокого порядка Рао и др. (Rao e. a., 1974b).

1 — отношение Боуэна; *2* — затраты тепла на испарение; *3* — турбулентный поток тепла в атмосферу; *4* — разность между потоком тепла в почву и радиационным балансом.

Модель Рао и др. (Rao e. a., 1974b), основанная на замыкании высокого порядка в приложении к проблеме турбулентного переноса в нижних слоях атмосферы представляет собой значительный шаг вперед по сравнению с предшествующими подходами. Однако, что касается испарения и транспирации, все еще имеется неопределенность в формулировке нижних граничных условий для поверхностей, покрытых растительностью. В обсуждаемой модели предполагалось, что шероховатость z_0 одна и та же для скорости ветра, температуры и массовой доли водяного пара. В случае больших водных поверхностей такое допущение, т. е. $z_{0v}=z_{0h}=z_0$ (см. табл. 5.3), возможно, не вносит существенных ограничений, но для травянистой поверхности при $z_0=0{,}14$ см, как в эксперименте Райдера и др. (Rider e. a., 1963), оно может повлечь значительную ошибку (см. рис. 4.24). Это и могло быть одной из причин того, почему рассчитанные результаты оказались весьма чувствительными к изменениям шероховатости. Более того, при расчетах относительная влажность на поверхности r_0 была задана априори, тогда как для практических целей ее надо считать неизвестной и находить в ходе решений. Все это заставляет считать, что оптимальная формулировка граничных условий на поверхности $z=0$ или вблизи этой поверхности все еще нуждается в дальнейшем уточнении.

Тем не менее модели, основанные на замыканиях высокого порядка, типа модели Рао и др. (Rao e. a., 1974b), открывают большие возможности при исследовании турбулентного переноса с учетом локальной адвекции. И хотя для практического использования такие модели слишком сложны и требуют громоздких численных расчетов, они, несомненно, полезны при планировании экспериментальных исследований или для проверки достоверности более простых подходов.

ГЛАВА 8

Методы, основанные на измерениях характеристик турбулентности

8.1. Прямой, или пульсационный метод

Уравнения для средних полей типа (3.44), (3.62) и (3.67) составляют основу для прямого, или пульсационного метода. Суть метода состоит в определении турбулентных потоков водяного пара, количества движения, тепла и различных примесей путем прямого определения соответствующих ковариаций. Итак, над однородной поверхностью при стационарных условиях потоки на поверхности E, H и u_* можно определить, соответственно исходя из выражений (3.74), (3.75), (3.76). На практике поток E определяется путем измерения пульсаций w' и q' и последующего расчета их взаимной корреляции по надлежащим образом выбранному периоду осреднения. Тот же метод применим и для расчета u_* и H. Формулы (3.74) и (3.75) для скаляров впервые применили Дайер (Dyer, 1961) и Суинбанк (Swinbank, 1951).

8.1. А. Приборы

Взаимную корреляцию между измеренными флуктуациями w' и q', u', θ' или любого другого c' можно определить путем соответствующего умножения и последующего осреднения на аналоговых или цифровых вычислителях. Измерение флуктуаций осуществляются различными приборами. Флуктуации скорости измеряются общедоступными теперь термоанемометрами, которые в свое время были, вероятно, первыми приборами для такого рода измерений. Среди других приборов следует отметить: акустические анемометры непрерывного или пульсирующего действия (напр., Kaimal e. a., 1968); анемометр с датчиком в виде сферы, реагирующей на изменение давления (напр., Goltz e. a., 1970);

чашечный анемометр (напр., Yap e. a., 1974); разные типы пропеллерных (напр., Hicks, 1972b) и флюгерных анемометров (напр., Wieringa, 1972); анемометры, регистрирующие осевую нагрузку (напр., Smith, 1974).

Методы измерения температурных пульсаций, вероятно, совершеннее, чем методы измерения пульсаций любых других скаляров вследствие доступности разного типа термопар, термисторов и термометров сопротивления (обычно с платиновой проволокой). Для этих датчиков характерна высокая точность и малая инерционность.

Первые попытки измерить возмущения влажности (Dyer, 1961; см. также Hicks, 1970) были предприняты с помощью сухого и смоченного термометров. Этот прибор со временем сменили другие, обладающие большей чувствительностью. Наиболее распространен Лайман-альфа гигрометр с различными методами калибровки (см. Miyake, McBean, 1970; Smith, 1974; Buck, 1976). Среди прочих распространенных приборов отметим гигрометр, основанный на измерении точки росы (напр., Miyake, McBean, 1970), микроволновой рефрактометр-гигрометр (напр., McGavin, 1971; Martin, 1971), гигрометр с датчиком в виде кварцевого осциллятора (напр., Hicks, Goodman, 1971) и инфракрасный однолучевой гигрометр (напр., Hyson, Hicks, 1975; Raupach, 1978). За подробностями отсылаем читателя к этим работам.

Измерения флуктуаций концентрации углекислого газа над растительностью проводились с помощью усовершенствованного инфракрасного анализатора CO_2 (Desjardins, Lemon, 1974).

8.1. Б. Требования к измерительной технике

Теоретическое обоснование пульсационного метода очевидно. За последние одно-два десятилетия наметился существенный прогресс в его применении. Однако требования к измерительным приборам в данном случае довольно высоки, что порождает существенные трудности. Перечислим эти требования: 1) датчик должен обладать достаточной чувствительностью (малой инерцией); 2) период осреднения должен быть достаточно большим; 3) ориентация и местоположение датчиков скорости должны быть репрезентативными, чтобы обеспечить точность определения корреляции с одной, двумя или тремя компонентами скорости.

Инерционность датчика

Если инерционность датчика велика, то высокочастотные возмущения не удается измерить, и турбулентный поток будет недооценен. Спектральные измерения (напр., Miyake, McBean, 1970; McGavin e. a., 1971; Smith, 1974; Wesely, Hicks, 1975) показали, что частотный диапазон, который необходимо охватить при измерениях спектра или ко-спектра для возмущений скорости, температуры и массовой доли водяного пара, должен быть по меньшей мере в следующем интервале:

$$10^{-3} \leqslant \frac{nz}{\bar{u}} \leqslant 5 \text{ (или даже 10)}, \tag{8.1}$$

где z — высота; $\bar{u}$ — средняя скорость ветра; n — частота, Гц. При высокой инерционности датчика дело можно исправить, поместив датчик выше над поверхностью почвы, где энергетически значимые частоты турбулентных флуктуаций снижаются (по сравнению с более низкими слоями). Однако, чем выше расположен датчик, тем труднее удовлетворить условию стационарности пограничного слоя. Считается, что механические измерители скорости, типа пропеллерных анемометров с инерцией датчика 0,3 с, слишком грубы (см., напр., Hicks, 1972b; Tsvang e. a., 1973). Среди приборов для измерения влажности комбинация сухого и смоченного термометров обладает инерцией 0,3 с и уступает по чувствительности некоторым упомянутым выше приборам (напр., Hicks, Coodman, 1971). Вероятно, это же относится и к гигрометру, основанному на измерении точки росы, предел чувствительности которого к частоте возмущений равен 0,1 Гц (Miyake, McBean, 1970).

Период осреднения

В уравнениях турбулентного переноса, таких как (3.44), (3.62) и (3.67) средние значения определены так, что не должны испытывать влияния короткопериодных колебаний; однако они подвержены долгопериодным колебаниям, т. е. тренду. Следовательно, время осреднения должно быть достаточно коротким, чтобы гарантировать стационарность временной серии, но в то же время и достаточно долгим, чтобы охватить возможно больший диапазон возмущений в спектре турбулентности. Нижний предел, заданный выражением (8.1), показывает, что для типичной высоты 5 м и средней скорости ветра 5 м$\cdot$с$^{-1}$ нижняя частота должна быть равной 10^{-3} Гц. Таким образом, период осреднения составляет 34 мин, поскольку при заданном периоде осреднения исключаются возмущения с периодом, превышающим половину этого отрезка времени. Принято считать, что для обеспечения надежных результатов период осреднения должен составлять по меньшей мере 15 мин, а возможно даже и час (Tsvang e. a., 1973). Чаще всего используют период осреднения примерно 30 мин.

Ориентация датчиков скорости

Если датчики вертикальной и горизонтальной скорости не ориентированы должным образом, то часть горизонтальной компоненты u' записывается как вертикальная скорость w'. Над наклонной, но ровной поверхностью под u и w следует понимать соответственно параллельную и перпендикулярную поверхности компоненты. Возникающая при этом ошибка будет наибольшей при расчете напряжения турбулентного трения $\overline{u'w'}$, но она существенна и для турбулентных потоков различных скаляров. В качестве примера рассмотрим систему, в которой датчик вертикальной скорости укреплен под углом α в направлении против часовой стрелки. Тогда измеренный вертикальный поток водяного пара будет определяться по формуле

$$\overline{w'_a q'} = \cos(\alpha)\,\overline{w' q'} - \sin(\alpha)\,\overline{u' q'}, \tag{8.2}$$

в то время как в действительности он должен быть равен $\overline{w'q'}$. Подобные выражения можно записать и для других скаляров. Относительная ошибка в рассматриваемом случае равна

$$\varepsilon_t = (\cos\alpha - 1) - \sin\alpha\,(\overline{u'q'}/\overline{w'q'}). \tag{8.3}$$

Поскольку α мало, а отношение ковариаций при слабо неустойчивой стратификации имеет порядок —2, Уэсли и Хикс (Wesely, Hicks, 1975) аппроксимировали формулу (8.3) в виде

$$\varepsilon_t = 2\sin\alpha,$$

что дает ошибку 3,5 % на 1° наклона. Они же отметили, что при нейтральной стратификации, когда отношение ковариаций составляет примерно —4, ошибка, согласно (8.3), составляет 7 % на каждый градус, а при неустойчивой стратификации, когда отношение ковариации стремится к —1, ошибка равна примерно 1,7 % на 1°. Эти расчеты приближенно согласуются с опубликованными экспериментальными оценками. Так, Виринга (Wieringa, 1972) установил, что для теплового потока один градус дезориентации прибора вызывает ошибку 4±2 %. Яп и др. (Yap e. a., 1974) обнаружили, что ошибка составила 5 % на 1° наклона при неустойчивой стратификации и что она может увеличиться до 11 % при устойчивой стратификации. Для потока CO_2 Дежардинс и Лемон (Desjardins, Lemon, 1974) обнаружили, что ошибка не превышает 10 % на 1° и составляет около 25 % при наклоне 3°.

Лучший способ избежать этих ошибок — тщательно устанавливать и согласовывать приборы. Каймал и Хоген (Kaimal, Haugen, 1971) рекомендуют придерживаться точности установки не меньше 0,1°. Дайер и др. (Dyer e. a., 1970) предложили уменьшить ошибку наклона посредством фильтрации, но высказывали опасение, что фильтрация может приводить к занижению измеряемого потока (Kaimal, Haugen, 1971; Wieringa, 1972). Для измерений с борта судна Митсута и Фудзитани (Mitsuta, Fujitani, 1974) предложили метод, позволяющий исключить влияние движения судна.

8.2. Метод диссипации

Этот метод, называемый иногда методом баланса дисперсий, требует измерения турбулентных пульсаций, но также включает некоторые теоретические результаты, в основном результаты теории подобия. Приборы, необходимые при этом подходе — дорогие и сложные, а некоторые теоретические формулы могут не выполняться, поэтому сам метод находится в стадии развития. И все же опыт, полученный за последние годы, позволяет надеяться, что со временем этот метод будет применяться на практике.

Идея состоит в том, что потоки, которые являются ковариациями, не определять прямым путем, а вычислять по другим измеренным статистическим характеристикам турбулентных пульсаций. В принципе этим методом можно пользоваться всякий раз, когда имеется оборудование для измерения и обработки данных, которое используется при прямом пульсационном методе. Однако, в отличие от прямого метода, метод диссипации не налагает столь жестких требований к точности ориентации и согласованности датчиков. Вероятно, в этом его главное достоинство.

Метод диссипации основан на уравнениях баланса дисперсий. При стационарных условиях над однородной поверхностью эти уравнения имеют вид (3.80) — для дисперсии массовой доли водяного пара и (3.81) — для кинетической энергии турбулентности; аналогичное уравнение имеет место и для дисперсии пульсаций температуры. При необходимости можно добавить аналогичное уравнение баланса для дисперсии любой другой скалярной величины. В приземном подслое, в силу выражений (4.26), (4.27) и (4.28), эти уравнения можно переписать в виде

$$E = \rho\left[\varkappa(z - d_0)\, u_* \varepsilon_q / \varphi_{sv}\right]^{1/2}, \tag{8.4}$$

$$u_* = \left[\varkappa(z - d_0)\, \varepsilon / R_m\right]^{1/3}, \tag{8.5}$$

$$H = \rho c_p \left[\varkappa(z - d_0)\, u_* \varepsilon_\theta / \varphi_{sh}\right]^{1/2} \tag{8.6}$$

и для произвольной скалярной примеси

$$F = \left[\varkappa(z - d_0)\, u_* \varepsilon_c / \varphi_{sc}\right]^{1/2}, \tag{8.7}$$

где ε_θ, ε_q и ε_c — скорости затухания величин $\overline{\theta'^2/2}$, $\overline{q'^2/2}$ и $\overline{c'^2/2}$ за счет молекулярных процессов; ε — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности

$$\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}\right)/2.$$

Формулы (8.4), (8.6) и (8.7) выведены в предположении, что вертикальные дивергенции третьих моментов типа $\overline{w'(q')^2}$, т. е. в случае массовой доли водяного пара $\partial\left(\overline{w'q'^2}\right)/\partial z$ (ср. (3.80)), пренебрежимо малы. Экспериментальные исследования Вингаарда и Котэ (Wyngaard, Coté, 1971) для θ' и Левитта и Паульсона (Leavitt, Paulson, 1975) для q' показывают, что эти дивергенции действительно малы. В уравнении (8.5) вид члена R_m зависит от допущений, которые принимаются при упрощении уравнения для турбулентной кинетической энергии (3.81). Если, как предлагают Буш и Пановский (Busch, Panofsky, 1968), пренебречь вертикальной дивергенцией вертикального потока турбулентной кинетической энергии и ее переносом за счет пульсаций давления, то этот член можно записать в виде

$$R_m = \varphi_{sm} - \left(\frac{z - d_0}{L}\right). \tag{8.8}$$

Другой вариант формулы для R_m, который используется в методе диссипации, основан на эмпирических результатах Вингаарда и Котэ (Wyngaard, Coté, 1971), согласно которым

$$R_m = (1 + 0{,}5\,|(z - d_0)/L\,|^{2/3})^{3/2}. \tag{8.9}$$

Если члены, описывающие диссипацию ε_q, ε, ε_θ известны, то, учитывая формулу (4.25), система (8.4)—(8.6) является системой трех уравнений с тремя неизвестными E, u_* и H. Если нужен поток какого-либо другого скаляра, то следует дополнительно включить уравнение (8.7) с четвертой неизвестной F. Решение системы (8.4)—(8.6) получается методом итераций. Например, за начальное приближение принимается условие, что $\varphi_{sv} = \varphi_{sm} = \varphi_{sh} = 1$. Это дает первое расчетное значение каждого из потоков, из которых с помощью выражения (4.25), находится значение L. Новые величины функции φ дают второе приближение для потоков и т. д. Хикс и Дайер (Hicks, Dyer, 1972) и Шампань и др. (Champagne e. a., 1977) построили вспомогательные функции для облегчения этой процедуры.

Методы определения ε_θ, ε_q, ε рассматриваются в двух ниже следующих параграфах.

8.2. А. Прямой метод определения скорости диссипации

Диссипация турбулентных возмущений за счет вязкости и молекулярной диффузии происходит в вихрях самого малого масштаба, для которых турбулентность обычно считается изотропной. Это позволяет (Taylor, 1935) аппроксимировать формулу (3.82) следующим выражением:

$$\varepsilon = 15\nu\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2}. \tag{8.10}$$

Если к тому же использовать гипотезу Тейлора (Taylor, 1938) $t = x/\bar{u}$, связывающую пространственную и временную координаты, то члены диссипации в уравнениях (3.80) (ср. (3.47) и (8.10)) можно выразить в виде

$$\varepsilon_q = \frac{3k_v}{(\bar{u})^2}\overline{\left(\frac{\partial q'}{\partial t}\right)^2}, \tag{8.11}$$

$$\varepsilon = \frac{15\nu}{(\bar{u})^2}\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial t}\right)^2}, \tag{8.12}$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{3k_h}{(\bar{u})^2}\overline{\left(\frac{\partial \theta'}{\partial t}\right)^2}. \tag{8.13}$$

Таким образом экспериментальная задача сводится к определению средней скорости ветра и дисперсий производных по времени от измеренных пульсаций θ', q' и u'. Как показали Шампань и др. (Champagne e. a., 1977), для этих измерений нужны датчики с пространственной разрешающей способностью вплоть до колмогоровского микромасштаба $(\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$, имеющего в атмосфере порядок 1 мм, а также приборы с очень малой инерцией, способные измерять флуктуации с частотой около 10^3 Гц и с низким уровнем шума. Эти же авторы указали, что скорости диссипации, получаемые с помощью гипотезы Тейлора, в случае очень интенсивной турбулентности завышены, и предложили метод введения соответствующих поправок на основе работ Хескестада (Heskestad, 1965) и Ламли (Lumley, 1965). Этот метод определения ε и ε_θ исследовался в работах Бостона и Берлинга (Boston, Burling, 1972) и Стигена и др. (Stegen e. a., 1973). Значение ε_q таким способом, по-видимому, еще не определялось.

8.2. Б. *Метод диссипации (или спектральной плотности в инерционном интервале)*

Это второй метод, при котором требования к приборам не столь высоки, как при прямом методе, основан на гипотезе Колмогорова (см., напр., Tennekes, Lumley, 1972), согласно которой в области волновых чисел k, называемой инерционной подобластью, спектры турбулентных пульсаций имеют вид

$$F_q(k) = \beta_q \varepsilon^{-1/3} \varepsilon_q k^{-5/3}, \tag{8.14}$$

$$F_{uu}(k) = \alpha_u \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \tag{8.15}$$

$$F_\theta(k) = \beta_\theta \varepsilon^{-1/3} \varepsilon_\theta k^{-5/3}, \tag{8.16}$$

где β_q, α_u и β_θ — постоянные Колмогорова; k — волновое число (измеряемое в радианах на единицу длины), которое связано с круговой частотой n с помощью гипотезы Тейлора (Taylor, 1938) так, что

$$k = 2\pi n/\bar{u} \quad \text{или} \quad k = 2\pi f_n/z, \quad f_n = nz/\bar{u},$$

где β_q, α_u и β_θ — постоянные Колмогорова; k — волновое число волны. Спектры $F(k)$ определяются так, что их интегралы по всему диапазону k дают соответственно дисперсию величины q', т. е. $2\bar{m}$ в уравнении (3.46), и дисперсии величин u' и θ'. Спектры влажности показаны на рис. 8.1 и 8.2.

Были проведены многочисленные опыты по нахождению значений постоянных Колмогорова, однако значения этих постоянных все еще неопределенны (табл. 8.1). Постоянная α_u обычно считается близкой к 0,55. Есть основания, однако, считать, что 0,55 — завышенная оценка, и что величина α_u имеет значение около 0,50 (см., напр., Frenzen, 1977; Champagne e. a., 1977). Значения β_q и β_θ равны примерно 0,80 (см. табл. 8.1).

Таким образом, диссипации ε, ε_θ и ε_q можно получить, применяя соотношения (8.14)—(8.16) для одного или многих волновых чисел k и используя измеренные спектральные плотности $F(k)$

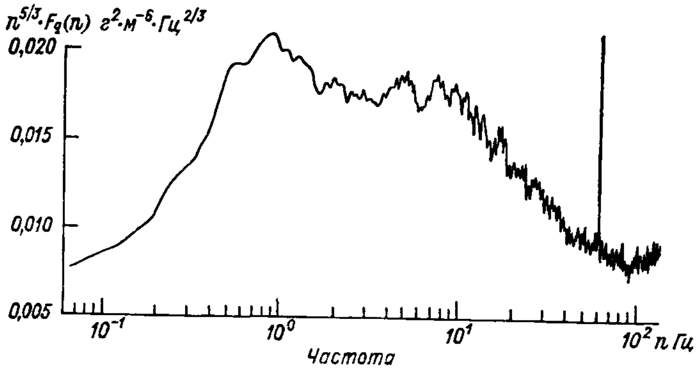


Рис. 8.1. Спектр пульсаций влажности над пашней в Миннесоте (сентябрь, 1973 г.) в полулогарифмических координатах (Champagne e. a., 1977).

Инерционный интервал проявляется как горизонтальное плато между частотой 1 и 8 Гц; спад в области более высоких частот объясняется особенностями измерителя влажности лаймен-альфа; пик при n=60 Гц обусловлен линейным шумом.

в инерционном интервале (например, при частоте 1 Гц; см. рис. 8.1). Возможно, более надежная методика (поскольку она оперирует со средними значениями) основана на интегрировании спектра по диапазону волновых чисел от k_2 до k_1 в инерционном интервале, получении таким образом вклада указанного интервала в общую дисперсию и последующем сравнении этой величины с измеренной дисперсией по этому же спектральному интервалу.

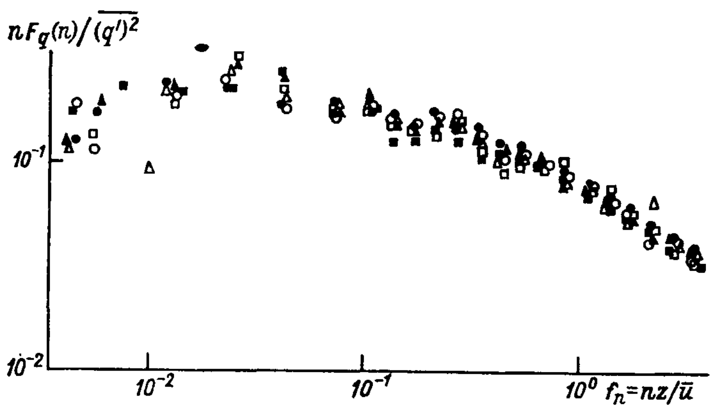


Рис. 8.2. Нормированный спектр пульсаций массовой доли водяного пара, измеренный с помощью инфракрасного гигрометра (Raupach, 1978).

Инерционный интервал проявляется как прямолинейный участок кривой с наклоном —$^2/_3$; точки соответствуют разным классам гидростатической устойчивости ζ для шести интервалов (от —0,07 до —1,0).

ТАБЛИЦА 8.1

Значения постоянных Колмогорова по данным разных источников

Постоянные Колмогорова			Источник
α_u	β_q	β_θ	
$0{,}54 \pm 0{,}09$	—	—	Макбин и др. (McBean e. a., 1971)
$0{,}57 \pm 0{,}10$	$0{,}80 \pm 0{,}17$	$0{,}83 \pm 0{,}13$	Пакен, Понд (Paquin, Pond, 1971)
$0{,}54 \pm 0{,}03$	—	$0{,}71 \pm 0{,}04$	Хикс, Дайер (Hicks, Dyer, 1972)
—	—	$0{,}79 \pm 0{,}10$	Вингаард, Котэ (Wyngaard, Coté, 1971)
—	—	$0{,}82 \pm 0{,}04$	Шампань и др. (Champagne e. a., 1977)
—	$0{,}58 \pm 0{,}20$	—	Смедман-Хёгстрём (Smedman-Högström, 1973)
—	$0{,}81 \pm 0{,}31$	—	Левитт (Leavitt, 1975)
—	$0{,}88 \pm 0{,}26$	—	Раупах (Raupach, 1978)

Возможна также эквивалентная процедура определения диссипации по измерениям не спектров, а структурных функций в инерционном интервале возмущений. Она была использована Пакеном и Пондом (Paquin, Pond, 1971) для обратной задачи — задачи об определении постоянных Колмогорова. Метод диссипации в инерционной подобласти предложил Дикон (Deacon, 1959), а Тейлор (Taylor, 1961) впервые продемонстрировал его возможности.

В заключение отметим, что и сегодня еще не вполне ясно, как следует применять изложенный метод для получения точных результатов. Несомненно, этот вопрос требует дальнейших исследований.

ГЛАВА 9

Методы, основанные на измерениях средних профилей метеоэлементов

Эти методы основаны на изложенной в главе 4 теории подобия для атмосферного пограничного слоя над однородной поверхностью. В данной главе дается краткий обзор использованных выражений для профилей и излагаются рекомендации по применению соответствующих этим выражениям коэффициентов переноса.

9.1. Метод, основанный на формулах подобия для средних профилей

Зная функции, связывающие потоки с профилями тех или иных характеристик пограничного слоя (см. главу 4), можно рассчитать значения потоков на поверхности исходя из измерений средних концентраций переносимой субстанции на двух или более уровнях. Термин средний отражает то обстоятельство, что значения $\bar{q}$, $\bar{u}$ и $\bar{\theta}$, которые в данном случае используются в качестве эмпирической информации, получаются осреднением за определенный период времени. Период осреднения, согласно рекомендациям, изложенным в параграфе 8.1, следует принимать равным приблизительно 30—60 мин. Можно использовать и отдельные градиентные измерения, однако предпочтение следует отдавать осредненным профилям. Конкретный вид функций, описывающих профили, разумеется, зависит от высоты над поверхностью, т. е. от того подслоя, в котором производятся измерения. Различные подслои атмосферного пограничного слоя (АПС) показаны на рис. 3.1.

9.1. А. Измерения в приземном подслое

Приземный подслой является полностью турбулизированным, причем его нижняя граница расположена значительно выше элементов шероховатости подстилающей поверхности — на высоте примерно в три раза превышающей высоту препятствий h_0, а верхняя граница не превышает 50—100 м над поверхностью. Профили в этом подслое задаются формулами (4.33) — (4.35), а если измерения выполняются на низких уровнях вблизи поверхности, то формулами (4.33′) — (4.35′). Функции Ψ, фигурирующие в этих выражениях, описаны в разделе 4.2.Б. Отметим, что индексы 1 и 2 в формулах (4.33) — (4.35) относятся соответственно к нижнему и верхнему уровням, на которых проводятся измерения величин $\bar{q}$, $\bar{u}$, $\bar{\theta}$. Эти высоты не обязательно должны быть одни и те же во всех трех формулах. Разумеется, это относится и к равенствам (4.33′) — (4.35′). Отметим также, что приповерхностное значение потока F любой другой скалярной примеси (помимо водяного пара или тепла) можно рассчитать с помощью аналогичного выражения

$$F = a_c \varkappa u_* \rho (\bar{c}_1 - \bar{c}_2) \left[\ln \left(\frac{z_2 - d_0}{z_1 - d_0} \right) - \Psi_{sc}(\zeta_2) + \Psi_{sc}(\zeta_1) \right]^{-1}, \quad (9.1)$$

где a_c и Ψ_{sc} — аналогичны величине a_v и функции Ψ_{sv}, а c — средняя концентрация рассматриваемой скалярной примеси. Вероятно, хорошим приближением могут служить равенства $a_c = a_v$ и $\Psi_{sc} = \Psi_{sv}$. Разумеется, если нижний уровень соответствует подстилающей поверхности, то формула для определения турбулентного потока рассматриваемой субстанции принимает вид:

$$F = a_c \varkappa u_* \rho (\bar{c}_s - \bar{c}) \left[\left(\frac{z - d_0}{z_{0c}} \right) - \Psi_{sc}(\zeta) \right]^{-1}, \qquad (9.1')$$

где $\bar{c}_s$ и $\bar{c}$ — концентрации соответственно на поверхности и на уровне z; z_{0c} — шероховатость для рассматриваемой субстанции (см. главу 5).

Любой из потоков E, u_* или H нельзя рассчитать по измерениям лишь одной соответствующей ему субстанции, так как каждая из формул (4.33)—(4.35) содержит поток количества движения или динамическую скорость u_*, а также масштаб длины Обухова L, определяемый выражением (4.25), которое, в свою очередь, содержит все три потока: u_*, H и E. На практике используются два альтернативных подхода к расчету потоков по данным о средних профилях.

Расчеты, основанные на данных о средних профилях

Первый вариант расчета состоит в совместном решении уравнений (4.33)—(4.35) или (4.33′)—(4.35′) относительно трех неизвестных u_*, H, E, когда измерены средние значения массовой доли водяного пара, скорости ветра и температуры по крайней мере на двух уровнях. Численное решение можно получить разными способами. Наиболее простой — итерационный: сначала принимается $L = \infty$, и первое приближение для E, u_* и H находится без учета членов с Ψ_s в уравнениях (4.33)—(4.35). Это позволяет по формуле (4.25) найти первое приближение для величины L, которая затем подставляется в (4.33)—(4.35) для получения E, u_* и H во втором приближении. В свою очередь, это дает возможность произвести расчет второго приближения для L и т. д. Итерации прекращаются, как только последовательно вычисленные значения перестают заметно различаться. Когда величины $\bar{q}$, $\bar{u}$, $\bar{T}$ измерены более чем на двух уровнях, значения E, u_* и H на каждой итерации можно получать с помощью формул (4.33)—(4.35) методом наименьших квадратов.

Несколько другая процедура совместного решения уравнений (4.33)—(4.35) состоит в применении интегрального числа Ричардсона. Если $\bar{q}$, $\bar{u}$ и $\bar{T}$ измеряются на двух уровнях z_1 и z_2, то это число можно выразить в виде (ср. (4.39)):

$$\mathrm{Ri}_B = -\frac{g(z_2 - z_1)\left[(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2) + 0{,}61 T_a (\bar{q}_1 - \bar{q}_2)\right]}{T_a (\bar{u}_2 - \bar{u}_1)^2}. \qquad (9.2)$$

Если далее допустить, что $a_v = a_h$ и $\Psi_{sv} = \Psi_{sh}$, то из формулы (9.2) для приземного подслоя получаем

$$\mathrm{Ri}_{Bs} = \frac{(\zeta_2 - \zeta_1)\left[\ln(\zeta_2/\zeta_1) - \Psi_{sh}(\zeta_2) + \Psi_{sh}(\zeta_1)\right]}{a_h \left[\ln(\zeta_2/\zeta_1) - \Psi_{sm}(\zeta_2) + \Psi_{sm}(\zeta_1)\right]^2}. \qquad (9.3)$$

Поскольку при градиентных измерениях значения z_2, z_1 и d_0 можно считать известными и фиксированными, правая часть (9.3) является функцией только от L. Эту функцию можно рассчитать с помощью выражений, приведенных в параграфе 4.2.Б. Обращение этой функции дает зависимость $L=L(\mathrm{Ri}_{Bs})$, выражающую L в терминах характеристик профилей $\bar{q}_1$, $\bar{q}_2$, $\bar{u}_1$, $\bar{u}_2$, $\bar{T}_1$ и $\bar{T}_2$. Обращение формулы (9.3) можно представить графически или в виде аналитической аппроксимации полученной кривой. Поскольку L определено с помощью обращенной формулы (9.3), можно непосредственно по формуле (4.34) рассчитать u_*, а затем по формулам (4.33) и (4.35) найти E и H. Если нижний уровень отнести к поверхности, то процедура вычислений с помощью формул (4.33′)—(4.35′) в основном остается той же, но в качестве интегрального числа Ричардсона берется

$$\mathrm{Ri}_{Bs}=\frac{\zeta\{\ln[(z-d_0)/z_{0h}]-\Psi_{sh}(\zeta)\}}{a_h\{\ln[(z-d_0)/z_{0m}]-\Psi_{sm}(\zeta)\}^2}, \tag{9.4}$$

причем предполагается, что $a_v=a_h$, $\Psi_{sv}=\Psi_{sh}$ и $z_{0v}=z_{0h}$. Отметим, что в выражении (9.4) z_{0h} как функция от u_* заранее неизвестна. Однако, поскольку это выражение используется только для расчета параметра стратификации, вероятно можно ограничиться в нем приближенным значением z_{0h}. Последнее можно найти, например, используя приближенное значение u_*, полученное с использованием логарифмического профиля (4.6) или, что еще проще, предположив, что z_{0h} является некоторой частью z_{0m} (см. главу 5).

Если требуется определить поток какой-нибудь примеси, то уравнение для профиля примеси (9.1), или (9.1′), добавляется в качестве четвертого уравнения с четвертой неизвестной.

Уравнения для потоков иногда записывают в терминах коэффициентов переноса, определениями которых служат формулы (4.114), (4.115) и (4.117). Коэффициент переноса водяного пара в приземном подслое задается формулой (4.119); аналогично выражается и коэффициент переноса тепла. Совершенно ясно, что разница здесь только в форме,— для стратифицированного приземного подслоя уравнения (4.114), (4.115) и (4.117) включают все три потока E, u_*, H, так что решать их нужно совместно, как и уравнения (4.33)—(4.35).

Расчеты, основанные на данных о средних профилях и о потоке добавочной примеси

Этот метод состоит в совместном использовании измерений среднего профиля рассматриваемой скалярной величины, среднего профиля и турбулентного потока другой близкой по свойствам примеси. Требование подобия сводится в этом случае к совпадению функций Ψ_s в формулах для профилей (4.33)—(4.35).

Возможно, первым вариантом этого подхода является использование отношения Боуэна (Bowen, 1926), определяемого равенством (1.3). Это отношение, используемое обычно в рамках метода теплового баланса (см. параграф 10.1.А), можно записать в виде

$$\mathrm{Bo} = \frac{c_p(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2)}{L_e(\bar{q}_1 - \bar{q}_2)}. \tag{9.5}$$

Считается, что в приземном подслое в формулах (4.33) и (4.35) $a_v = a_h$ и $\Psi_{sh} = \Psi_{sv}$. Над водной поверхностью, используя формулу (9.5), обычно вместо $\bar{\theta}_1$ и $\bar{q}_1$ берут значения $\bar{\theta}_s$ и $\bar{q}_s$ на поверхности, как и в уравнениях (4.33′) и (4.35′). Поскольку z_{0v}, вообще говоря, не равно z_{0h} (см. главу 5), эта процедура не совсем правильна. Но коэффициенты молекулярной диффузии для тепла, водяного пара и большинства других газов в воздухе довольно близки друг к другу, так что указанной погрешностью практически можно пренебречь. Использование отношения Боуэна дает следующее простое выражение для скорости испарения через поток тепла и данные измерений средней удельной влажности и средней температуры в приземном подслое:

$$E = \frac{H(\bar{q}_1 - \bar{q}_2)}{c_p(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2)}. \tag{9.6}$$

Точно так же, согласно (4.33) и (9.1), поток любой другой скалярной примеси на поверхности можно выразить через измеренные значения средней массовой доли водяного пара и концентрации примеси при известном значении скорости испарения E:

$$F = \frac{E(\bar{c}_1 - \bar{c}_2)}{(\bar{q}_1 - \bar{q}_2)}. \tag{9.7}$$

9.1. Б. Измерения в динамическом подслое

Вблизи поверхности в нижней части приземного подслоя профили средних концентраций имеют логарифмический характер. При нейтральных условиях стратификации эти профили являются логарифмическими во всем приземном подслое вплоть до высот порядка 50—100 м. При неустойчивости, даже очень сильной, но не при устойчивой стратификации, Брэдли (Bradley, 1972) обнаружил, что профиль ветра над травой имеет логарифмический характер вплоть до 1 м над поверхностью. Вероятно, это справедливо и для скалярной примеси.

Отсутствие зависимости от L очень упрощает определение потоков путем измерений в зоне логарифмических профилей. Так, например, скорость испарения, получаемую непосредственно путем комбинирования при $L \to \infty$ выражений (4.33) и (4.34), можно представить в виде

$$E = \frac{a_v \varkappa^2 \rho (\bar{u}_2 - \bar{u}_1)(\bar{q}_1 - \bar{q}_2)}{\{\ln[(z_2 - d_0)/(z_1 - d_0)]\}^2}. \tag{9.8}$$

Эта формула при $d_0 = 0$ была впервые выведена Торнтвейтом и Гольцманом (Thornthwaite, Holzman, 1939). На протяжении многих лет она была предметом многочисленных исследований.

В виде (9.8) она была предложена Пасквилем (Pasquill, 1949b) и использована Райдером (Rider, 1957) для расчета суммарного испарения с поверхностей, покрытых разными злаками.

Когда нижний уровень измерений приходится на подстилающую поверхность, уравнения для профилей включают параметры шероховатости, а для скорости испарения вместо (9.8) получаем после объединения (4.33′) и (4.34′) следующее выражение:

$$E=\frac{a_v \varkappa^2 \rho \bar{u}_1 (\bar{q}_s-\bar{q}_2)}{\ln[(z_2-d_0)/z_{0v}] \ln[(z_1-d_0)/z_{0m}]}, \tag{9.9}$$

где z_2 — уровень измерения $\bar{q}_2$; z_1 — уровень измерения $\bar{u}_1$. Подобные выражения получаются и для H и для F из формул (4.35′), (9.2). Выражение, аналогичное (9.9), впервые вывел Свердруп (Sverdrup, 1937) при $d_0=0$ и при $z_{0m}=z_{0v}$, пропорциональном ν/u_*, исходя из предположения о наличии над гладкой поверхностью вязкого подслоя. Позднее в 1946 г. он исследовал и взволнованную морскую поверхность, для которой предложил это же выражение при $d_0=-z_0$, $z_{0v}=z_{0m}=z_0$.

9.1. В. Измерения в верхних слоях воздуха: метод, основанный на измерениях профилей в АПС

При стационарных условиях над однородной подстилающей поверхностью можно рассчитать турбулентные потоки с помощью формул суммарного переноса для АПС в целом, используя данные аэрологического зондирования или данные радиозондирования. В параграфе 4.3.Б было показано, что, располагая данными измерений на некотором уровне $z=z_1$, в приземном подслое и вблизи уровня $z=\delta$, соответствующего верхней границе пограничного слоя, потоки на поверхности можно рассчитать с помощью формул (4.74), (4.76), (4.77) и (4.78). Если нижние измерения делаются непосредственно на подстилающей поверхности, то потоки рассчитываются с помощью формул (4.75)—(4.77) и (4.79).

Как уже упоминалось в параграфе 4.3.А, имеется несколько подходов к описанию и определению толщины АПС. Тем не менее было установлено, что для практических расчетов скорости испарения и турбулентного потока тепла наиболее пригодной оказывается высота АПС, получаемая непосредственно по измерениям средних профилей. При неустойчивой стратификации эта высота служит верхней границей слоя конвективного перемешивания, лежащей непосредственно под уровнем инверсии. При устойчивой стратификации ее определить не так легко. Она может быть выбрана как верхняя граница слоя приземной инверсии, т. е. как уровень, до которого распространяется значительное выхолаживание воздуха, или как высота нижнего максимума в профиле ветра.

Как и в случае приземного подслоя (см. параграф 9.1.А), невозможно рассчитать какую-либо из величин E, u_* или H исходя из измерений лишь одного соответствующего метеоэлемента. Каждая из формул (4.74)—(4.79) содержит величину L, косвенно зависящую от E, u_* и H. Поэтому все три потока должны находиться одновременно, например, с помощью приемов, рассмотренных для приземного подслоя в параграфе 9.1.А. Для определения испарения один из таких методов предложили Модсли и Братсерт (Mawdsley, Brutsaert, 1977). Однако их исследование было завершено лишь частично в основном потому, что в то время не была определена функция $D=D(\delta/L)$. Позднее эта функция была найдена в работе Братсерта и Чена (Brutsaert, Chan, 1978). Отметим, что из-за возможных различий между функциями C и D при расчете скорости испарения по данным измерений в верхнем слое воздуха метод отношения Боуэна (см. (9.6)) применять нельзя.

Чтобы применить излагаемый метод, необходимо располагать данными о распределении средней скорости ветра, температуры и массовой доли водяного пара в нижнем и двухкилометровом слое атмосферы. На многих метеорологических станциях земного шара дважды в сутки, в 0 и 12 ч гринвичского времени запускается шар-зонд как раз для определения таких профилей. В одних лишь США имеется более 70 станций с радиоветровым зондированием. Эти данные регулярно публикуются.

Уже отмечалось, что формулы подобия (4.74)—(4.79) основаны на предположении о стационарности течения над однородной ровной поверхностью. Естественно, что это вносит ряд ограничений. Основанный на этих предположениях метод не применим для побережья или других мест со значительной локальной адвекцией. Нельзя им пользоваться и в случае резкого изменения погодных условий или фронтальной активности. Более того, публикуемые в настоящее время данные радиозондирования не всегда достаточно точны, а интервалы по вертикали между измерениями слишком велики. К счастью, техника этих измерений все время совершенствуется, и можно рассчитывать, что в будущем измерительная сторона проблемы будет решена. Другой затрудняющий фактор — существующая неопределенность значений функций A, B, C, D. Разброс экспериментальных данных об этих функциях все еще велик (см. параграф 4.3.Б).

Несмотря на указанные ограничения, этот метод очень привлекателен ввиду доступности исходных данных и простоты формулировок теории подобия. Интересной особенностью метода является возможность получения региональных характеристик АПС. Действительно, влияние скачка в условиях на поверхности прослеживается на протяжении десятков километров с подветренной стороны до тех пор, пока его влияние не распространится до верхней границы пограничного слоя. Поэтому наблюдаемый профиль, как правило, отражает свойства поверхности на всем пути адвективного переноса. Для введения в широкую практику изложенный метод требует дальнейших уточнений. Тем не менее при определенных условиях им можно пользоваться уже сейчас в качестве вспомогательного средства для проверки результатов, полученных другими методами.

9.2. Коэффициенты суммарного переноса

При этом подходе применяются формулы суммарного переноса, такие как (4.114), (4.115) и (4.117). Коэффициенты Ce_r, Cd_r и Ch_r можно определить теоретическим или эмпирическим путем. Для определения испарения по формуле (4.114) необходимо знать массовую долю водяного пара $\bar{q}_s$, поэтому обсуждаемый метод особенно удобен при измерениях над водной поверхностью, где $\bar{q}_s$ равно насыщающей влажности при температуре водной поверхности $q^*(T_s)$. Поскольку в воздухе $\bar{q}$ и $\bar{u}$ не всегда измеряются на одном и том же уровне, формулу (4.114) можно обобщить следующим образом:

$$E = \mathrm{Ce}\rho\bar{u}_1(\bar{q}_s - \bar{q}_2). \tag{9.10}$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к уровням, на которых произведены измерения скорости ветра и массовой доли водяного пара. Основное преимущество метода (обычно с постоянными значениями коэффициентов переноса) состоит в доступности данных о средней скорости ветра, температуре водной поверхности и влажности воздуха.

9.2. А. Однородная поверхность

Метод суммарного переноса чаще всего применяется при измерениях, производимых в приземном подслое, для которого хорошо известны вытекающие из теории подобия выражения для профилей (4.33′)—(4.35′) и теоретические выражения коэффициентов суммарного переноса (5.21), (5.10). Однако эти формулы показывают, что эмпирические коэффициенты переноса в приземном подслое могут оставаться постоянными лишь тогда, когда сохраняются постоянными параметры шероховатости, а атмосфера стратифицирована нейтрально, или эффект стратификации, выраженный отношением $(z-d_0)/L$, пренебрежимо мал или постоянен. Так, например, при нейтральных условиях коэффициент переноса водяного пара, согласно (9.9) и (9.10), выражается в виде

$$\mathrm{Ce} = \frac{a_v\varkappa^2}{\ln[(z_2-d_0)/z_{0v}]\,\ln[(z_1-d_0)/z_{0m}]}. \tag{9.11}$$

При нормальных скоростях ветра указанные условия, как правило, выполняются над океаном или над морем, где, в самом деле, часто наблюдается постоянная шероховатость и нейтральная стратификация атмосферы. Некоторые недавно полученные результаты измерений и эмпирические соотношения рассматривались в параграфах 5.1.Б и 5.2.Б. Тем не менее разброс данных о коэффициентах переноса весьма велик. Поэтому следует иметь в виду, что в тех случаях, когда требуются точные результаты, пользоваться средними коэффициентами нельзя, а следует применить рассмотренный в параграфе 9.1.А профильный метод, учитывающий влияние атмосферной стратификации, шероховатости, и, возможно, состояния морской поверхности.

Формула (9.9), в известном смысле, представляет собой вариант формулы испарения (2.5), которую предложил еще Штеллинг (Shtelling, 1882). Как видно из (3.2), (3.5) и (3.6), парциальное давление водяного пара e почти пропорционально массовой доле водяного пара $\bar{q}$, поэтому введение дополнительной постоянной A_s можно рассматривать как средство уточнения корреляции между средней скоростью ветра и интенсивностью испарения. Несмотря на слабое теоретическое обоснование, формула Штеллинга (2.5) оказалась пригодной для описания испарения с водных или увлажненных поверхностей. Исследованию этих вопросов посвящены работы Пенмана (Penman, 1948, 1956), Братсерта и Ю (Brutsaert, Yu, 1968), Шуляковского (1969) и Нейвирта (Neuwirth, 1974) и др.

9.2. Б. *Испарение с озер*

Озера и другие водоемы, в силу ограниченной протяженности, редко удовлетворяют требованиям, принятым в параграфе 7.1. В. В подобных условиях коэффициенты суммарного переноса, выведенные для однородной поверхности, часто оказываются неприемлемыми, поэтому возникает необходимость рассмотреть влияние локальной адвекции. Единого подхода к этой проблеме до сих пор нет, однако имеются некоторые частные решения.

Определение коэффициента переноса для конкретного озера путем калибровки

Любому озеру или резервуару присущи свои особенности обмена с окружающей средой в связи с его геометрией, топографией и климатом. Кроме того, метеорологические данные очень часто получаются по измерениям на участках, которым присущи свои особенности. Трудно поэтому получить универсальные выражения для коэффициентов переноса водяного пара и тепла, которые годились бы для любого озера и при любых условиях. Наибольшая точность получается при применении коэффициентов, полученных путем калибровки для конкретного исследуемого озера. В простейшем виде калибровка состоит в установлении связи между $\bar{u}_r$ и $\bar{E}/(\bar{q}_s-\bar{q}_a)$ или $\bar{E}(\bar{e}_s-\bar{e}_a)$, которая выражается формулами вида

$$\overline{E}=\mathrm{Ce}\rho\bar{u}_r(\bar{q}_s-\bar{q}_a) \tag{9.12}$$

или

$$\overline{E}=N\bar{u}_r(\bar{e}_s-\bar{e}_a), \tag{9.13}$$

где $\bar{E}$ — испарение, осредненное по всей поверхности озера; q_s и $\bar{e}_s$ — соответственно массовая доля водяного пара и давление, соответствующие средней температуре поверхности озера или некоторой репрезентативной температуре водной поверхности; $\bar{q}_a$ и $\bar{e}_a$ — соответственно массовая доля водяного пара и его давление в воздухе; $\bar{u}_r$ — репрезентативная средняя скорость ветра; Се и N — коэффициенты переноса для всего озера. Необходимые для калибровки значения $\bar{E}$ получаются с помощью других независимых методов, например, метода теплового баланса, с помощью более детальных измерений профилей, пульсационных измерений флуктуаций над поверхностью озера или посредством детального анализа водного баланса. Ясно, что значения Се и N будут зависеть от местности, где происходят измерения величин $\bar{u}_r$, $\bar{q}_a$, $\bar{e}_a$, и от других факторов, таких как направление ветра, характер и размеры озера, стратификация воздуха. Эффектом последнего фактора при расчетах за длительные интервалы времени можно пренебречь. Большинство исследователей все же предпочитают использовать формулу Штеллинга (2.5). Некоторые исследователи пытались усовершенствовать выражения (9.12) и (9.13), вводя значение $\bar{u}_r$ в степени, отличной от единицы. Однако это, по-видимому, не улучшает точность расчетов, так что выражения (9.12) и (9.13) в их простейшем виде обычно считаются вполне удовлетворительными. Примеры применения такого подхода опубликовали Харбек и Мейерс (Harbeck, Meyers, 1970), Нейвирт (Neuwirth, 1974), Хой и Стефенс (Hoy, Stephens, 1979).

В их исследованиях значения $\bar{E}$ для калибровки определялись с помощью метода теплового баланса.

Если размеры озера не превышают нескольких километров, то уже использование данных только по одному пункту измерений может дать вполне удовлетворительные результаты. Но на больших озерах в результате мезомасштабных процессов создаются различные условия в разных частях озера; поэтому здесь необходимо использовать более совершенные методы. Так, Филипс (Philips, 1978) предложил следующий эмпирический метод определения коэффициентов переноса для расчета испарения с оз. Онтарио на основании наблюдений по нескольким наземным станциям, расположенным с подветренной стороны озера. Во всех 88 узлах сетки, на которую было разбито озеро, производились измерения средней суточной температуры водной поверхности с помощью установленных в воздухе радиационных термометров. Для каждого узла определялась устойчивость пограничного слоя по данным о температуре водной поверхности и температуре воздуха на наветренном берегу. По данным о средней суточной влажности и скорости ветра были выделены пять классов стратификации, и для этих классов построены регрессионные формулы, связывающие испарение с влажностью и скоростью ветра в каждом из 88 узлов сетки; затем для каждой точки были рассчитаны коэффициенты локального испарения. Такого рода методы для озер большого размера несомненно будут применяться все чаще по мере внедрения дистанционных методов измерения температуры водной поверхности.

Вычисление коэффициента суммарного переноса по данным измерений на берегу

Если отсутствуют данные, необходимые для калибровки, то для вычисления коэффициентов переноса можно воспользоваться теоретическими моделями или результатами экспериментальных исследований на других озерах.

Как показано в параграфе 7.2.А, при не очень ограничительных допущениях можно получить теоретическое решение задачи об испарении или переносе тепла с влажной поверхности ограниченного размера, в том числе и с поверхности озера. Вполне пригодно здесь решение Сеттона (Sutton, 1934) (7.56) и (7.57) или эмпирические формулы (7.59) и (7.60), полученные Харбеком (Harbeck, 1962), разумеется, если для определения испарения с озера за период в несколько недель или месяц нет другой информации. В качестве исходных при этом необходимы следующие данные: размеры озера, скорость ветра (желательно над водной поверхностью), средняя температура водной поверхности, давление водяного пара в воздухе до его поступления на водоем, т. е. измеренное на местности, расположенной с наветренной стороны озера. Для иллюстрации в общих чертах влияния стратификации атмосферы на испарение с озера можно воспользоваться численными результатами Вейсмана и Братсерта (Weisman, Brutsaert, 1973). Эти результаты можно интерпретировать с помощью формул (7.89), (7.90) и данных табл. 7.1 и 7.2. Необходимые для расчета данные в этом случае те же, что и при использовании формул Харбека для расчета коэффициентов A_*, B_*, которые приближенно выражаются в виде

$$A_* = -\frac{(\overline{T}_s - \overline{T}_{as})}{\overline{T}_{as}} \frac{\varkappa g \hat{z}_0}{\bar{u}_r^2 \mathrm{Cd}_r}, \tag{9.14}$$

$$B_* = -0{,}61\,(\bar{q}_s - \bar{q}_{as}) \frac{\varkappa g \hat{z}_0}{\bar{u}_r^2 \mathrm{Cd}_r},$$

где $\mathrm{Cd}_r = u_*^2/\bar{u}_r^2$ — коэффициент сопротивления, характерный для озера и его окрестностей.

Вычисление коэффициента суммарного переноса по данным измерений над водной поверхностью

Для озер средних размеров, когда длина «пробега» воздуха над озером составляет 1—10 км, размеры озера сравнительно мало сказываются на коэффициенте суммарного переноса, если давление водяного пара e_a измерено в центральной части озера. В этом легко убедиться, рассмотрев аналитическое решение (7.51), а также путем сравнения эмпирических коэффициентов переноса для разных озер. Действительно, если пункт измерений удален от линии берега на значительное расстояние, то внутренний пограничный слой и погруженный в него слой постоянных потоков успевают распространиться до высоты, на которой происходит измерение e_a. В таких условиях вполне можно применить профильный метод расчета, описанный в параграфе 9.1. А, или, при расчетах за длительные интервалы времени, формулу переноса типа (4.114) с характерными значениями коэффициентов $Ce_{10} = Ch_{10} = 1{,}4 \cdot 10^{-3}$ (см. табл. 5.2), полученными по измерениям над океаном.

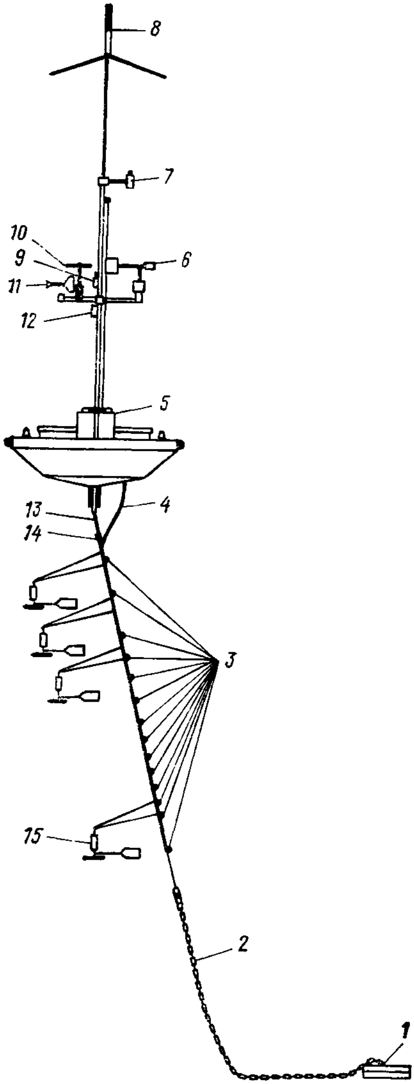


Рис. 9.1. Буй, применявшийся на оз. Онтарио во время международного года исследований Великих озер в 1972—1973 гг. (Foreman, 1976).

1 — якорь, *2* — цепь, *3* — датчики температуры воды, *4* — кабель, *5* — баллон с пропаном, *6* — регистратор направления ветра, *7* — навигационный огонь, *8* — антенна; датчики приборов: *9* — точки росы, *10* — скорости ветра, *11* — температуры воздуха, *12* — атмосферного давления; *13* — цепь, *14* — кабель-трос, *15* — измеритель течений; датчики для измерения метеоэлементов устанавливались на высоте 3 м над поверхностью воды; источником энергии для буя служил пропан.

В инженерной практике испарение с озер обычно рассчитывается с помощью формулы суммарного переноса водяного пара (9.13), причем в случае измерения $\bar{u}_r$ и e_a на середине озера значение N берут то же, что и для оз. Хефнер (Marciano, Harbeck, 1954), а именно

$$N = 1{,}215 \cdot 10^{-2}, \tag{9.15}$$

если E выражено в миллиметрах в час (мм·ч$^{-1}$); $\bar{u}_r$ и e_a измерены на высоте 8 м над водой соответственно в метрах в секунду (м·с$^{-1}$) и гектопаскалях (гПа). Учитывая выражения (3.2), (3.5) и (3.6), соотношение между коэффициентами в (9.12) и (9.13) можно приближенно представить в виде

$$N = 0{,}622\rho p^{-1}Ce. \tag{9.16}$$

Таким образом, при плотности воздуха $\rho = 1{,}2 \cdot 10^{-3}$ г·см$^{-3}$ и давлении 1013,25 гПа с учетом (9.15) получается, что $Ce_8 = 1{,}527 \times$

$\times 10^{-3}$. При нейтральной стратификации и $d_0=0$, полагая в (9.11) $\hat{z}_0=z_{0m}=z_{0v}$, получаем эффективный параметр шероховатости $\hat{z}_0=0{,}0287$ см. Следовательно, формула (9.15) приближенно эквивалентна $Ce_{10}=1{,}463\cdot 10^{-3}$, что вполне соответствует диапазону значений, наблюдаемых над морской поверхностью (см. табл. 5.3).

Необходимые для применения этой методики данные можно получить с неподвижной платформы, плота или буя в центре озера. Для озер очень большого размера или неправильной формы следует устанавливать не одну, а несколько измерительных станций. Буй, используемый для такой цели, показан на рис. 9.1.

Аппроксимация применительно к условиям подогреваемой воды

Главная цель исследований процессов, протекающих в прудах-охладителях, резервуарах и потоках, предназначенных для сброса излишков тепла, состоит обычно в описании внутренних процессов переноса тепла в воде. Пространственная изменчивость температуры и скорости в таких водоемах значительно превышает изменчивость этих элементов в воздушном потоке над поверхностью воды. В соответствии с этим в существующих в настоящее время моделях (напр., Jirka e. a., 1978) локальной адвекцией в атмосфере обычно пренебрегают. Расчет теплоотдачи и испарения производится обычно с помощью формул суммарного переноса, а условия на водной поверхности, т. е. величины e_s и T_s считаются функциями горизонтальных координат и определяются процессом переноса в воде; условия же в воздухе считаются постоянными над всей поверхностью водоема.

В некоторых инженерных моделях (напр., Edinger e. a., 1968; Yotsukura e. a., 1973; Jobson, 1973) были использованы эмпирические формулы для переноса водяного пара (9.12), (9.13) и (2.5). Однако такие формулы с коэффициентами, полученными для водоемов при нейтральной стратификации или по данным, определенным за большие промежутки времени, не всегда пригодны для описания испарения и переноса тепла с поверхности нагретых вод.

Над теплой водной поверхностью воздух стратифицирован неустойчиво, так что интенсивность переноса увеличивается под воздействием конвективной турбулентности. Если эффекты локальной адвекции не слишком резко выражены, то влияние неустойчивости атмосферной стратификации вполне удовлетворительно определяется с помощью профильных методов, описанных в параграфе 9.1. Более эвристический подход предложил Шуляковский (1969) (см. также Hicks e. a., 1977). Он предположил, что эффекты вынужденной и свободной конвекции можно объединить путем простого сложения эмпирических формул для скорости испарения в этих двух крайних случаях. Испарение в условиях вынужденной конвекции — достаточно исследованное явление,— его можно описать с помощью любой из имеющихся формул переноса (9.12), (9.13), (2.5), выведенных для нейтрально стратифицированной атмосферы.

Процессу испарения в условиях свободной конвекции не уделялось такого внимания; но обычно предполагается, что этот процесс подобен конвективному переносу тепла. Этим допущением пользовались Ямамото и Миура (Yamamoto, Miura, 1950), но их исследование ограничивалось ламинарным течением. Шуляковский использовал также и это предположение и получил следующее выражение, в котором учитываются как вынужденная, так и свободная конвекция:

$$E = \left[A + B\bar{u}_2 + C\left(T_{Vs} - T_{V2}\right)^{1/3}\right]\left(e_s^* - \bar{e}_2\right). \qquad (9.17)$$

Здесь коэффициенты A и B для вынужденной конвекции (см. (2.5)) согласно Б. Д. Зайкову, принимались равными соответственно 0,15 и 0,11, а коэффициент C для свободной конвекции, согласно формуле Григулля для конвективного теплового переноса, принимался равным 0,094. Другие параметры выражены: E — в миллиметрах за сутки ($мм \cdot сут^{-1}$), скорость ветра $\bar{u}_2$ на высоте 2 м — в метрах в секунду ($м \cdot с^{-1}$), давление пара $\bar{e}_2$ на уровне 2 м — в гектопаскалях (гПа); T_{Vs} и T_{V2} — виртуальная температура соответственно на водной поверхности и в воздухе на высоте 2 м — в кельвинах. Райан и др. (Ryan e. a., 1974), использовавшие формулу Шуляковского (9.17), обнаружили, что предложенные им коэффициенты завышают потери тепла на испарение с охлаждающего бассейна; они предложили следующие значения коэффициентов: для вынужденной конвекции $A=0$, $B=3{,}2$ $Вт \cdot м^{-2} \times гПа^{-1} \cdot мс^{-2}$, что соответствует значениям коэффициентов, принятым в формуле Зайкова, но в других единицах; для свободной конвекции $C=2{,}7$ $Вт \cdot м^{2} \cdot гПа^{-1} \cdot К^{-1/3}$, согласно формуле свободного конвективного переноса тепла, приведенной в работе Фишендена и Саундерса. Райан и др. (Ryan e. a., 1974) получили хорошее совпадение с экспериментальными данными. Вейсман (Weisman, 1975) сравнил результаты, полученные по методу Шуляковского, с результатами, полученными методом турбулентной диффузии Вейсманом и Братсертом (Weisman, Brutsaert, 1973), которые использовали выражение (7.90). Поскольку последние результаты обнаруживали зависимость от размеров бассейна, Вейсман применил формулу (9.17) при $A=0$ и величине C, принятой по Райану и др. (Ryan e. a., 1974), но при значении $B=N$, согласно формуле (7.60) (Harbeck, 1962). Ему удалось добиться согласования между результатами расчетов по модели турбулентной диффузии и по модифицированной формуле Шуляковского, но при условии, что в модели значение шероховатости $\hat{z}_0=0{,}09$ см. Это эквивалентно коэффициенту переноса водяного пара в нейтральных условиях, равному примерно $Ce_{10}=1{,}84 \cdot 10^{-3}$, т. е. несколько большему, чем опубликованные оценки для протяженной водной поверхности, приведенные в табл. 5.2. Модели турбулентной диффузии, описанные в главе 7, показали хорошую согласованность с экспериментальными данными лишь при $\hat{z}_0=0{,}02\ldots 0{,}04$ см. Это означает, что предложенная Шуляковским суперпозиция формул для свободной и вынужденной конвекции, вероятно, приводит к завышению величины E. Это подтверждают результаты Джирки и др. (Jirka e. a., 1978), которые использовали формулу (9.17) с коэффициентами Райана и др. (Ryan e. a., 1974) в расчетах для нескольких охлаждающих бассейнов с сильными термическими стоками. Они отметили завышение расчетных величин на 15—20 %. Таким образом, из вышеизложенного следует, что гипотеза о суперпозиции требует дальнейшей проверки и уточнения.

9.3. Интервалы осреднения

В идеальном случае данные, используемые в методе средних профилей, основанном на теории подобия, и методе суммарного переноса, должны представлять собой средние значения метеоэлементов. Как было показано в параграфе 8.1.Б, при анализе структуры турбулентности около земной поверхности эти средние значения можно получать путем интегрирования по времени с периодом от 20 мин до 1 ч. Следовательно, для использования методов, обсуждаемых в этой главе, необходимы данные получасовых или часовых средних значений наблюдаемых переменных. Средние потоки за бóльшие интервалы времени должны получаться осреднением именно этих непосредственно получаемых значений потоков.

Возможность получить метеорологические данные с часовым периодом осреднения представляется довольно редко. Поэтому важно знать, какова будет ошибка, если пользоваться в расчетах значениями температуры, массовой доли водяного пара и скорости ветра, осредненными за бóльшие интервалы времени.

Что касается метода суммарного переноса в случае водных поверхностей, то целый ряд исследований показал, что использование суточных средних обычно дает приемлемые результаты, но средние месячные значения $\bar{q}$, $\bar{T}$ и $\bar{u}$ могут привести к существенным ошибкам. Джобсон (Jobson, 1972) проанализировал данные для оз. Хефнер и обнаружил, что значение коэффициента переноса N в выражении (9.13) мало зависит от интервала осреднения метеорологических данных при условии, что этот интервал не больше суток. В то же время осреднение за месяц приводило к систематической ошибке. В результате анализа данных, полученных с научно-исследовательского судна, Кондо (Kondo, 1972b) пришел к выводу, что средние суточные значения E и H можно рассчитать с достаточным приближением, применяя средние суточные значения $\bar{u}$, $\bar{T}_s - \bar{T}_a$ и $\bar{q}_s - \bar{q}_a$. Коэффициент переноса для трехмесячного периода осреднения оказался в 1,3 раза, а коэффициент переноса для недельного периода в 1,2 раза больше, чем коэффициент, характерный для краткосрочных наблюдений. В этих исследованиях коэффициент переноса выбирался независимо от стратификации атмосферы.

Чувствительность профильного метода (с учетом стратификации атмосферы) к периоду осреднения данных исследована мало. Однако неопубликованные расчеты автора этой книги позволяют считать, что для водной поверхности использование суточных средних значений $\bar{q}$, $\bar{T}$, $\bar{u}$ в приводном подслое дает значения E и H, близкие к средним, рассчитанным с помощью средних часовых профилей. И хотя этот вопрос требует дальнейшего изучения, результаты, полученные для водной поверхности не случайны, так как суточный цикл испарения над водоемами обычно выражен слабо.

Напротив, испарение с суши имеет ярко выраженный суточный ход (см. рис. 1.5, 6.1 и 6.2). Поэтому в общем случае вряд ли существует удовлетворительная замена формул, пригодных для расчетов по часовым или получасовым средним значениям.

ГЛАВА 10

Тепловой баланс и связанные с ним методы определения испарения

Эти методы предусматривают либо прямое вычисление, либо некоторую аппроксимацию членов уравнения теплового баланса. Одну из форм записи этого уравнения представляет собой выражение (6.1), но в большинстве случаев оно значительно упрощается. Общей чертой большинства методов теплового баланса является необходимость определения радиационного баланса R_n. Метод теплового баланса позволяет определить один из членов выражения (6.1), если известны все остальные члены, определяемые с помощью других независимых методов.

Поскольку наша главная задача — определение скорости испарения E или потока тепла H, удобно переписать уравнение (6.1) в виде

$$L_e E + H = Q_n, \tag{10.1}$$

где Q_n — сумма потоков тепла

$$Q_n = R_n + L_p F_p - G + A_h - \partial W/\partial t. \tag{10.2}$$

Физический смысл слагаемых равенства (10.2) был объяснен в главе 6. В гидрологии принято записывать уравнение (10.1) в виде

$$E + H_e = Q_{ne}, \tag{10.3}$$

где $H_e = H/L_e$; $Q_{ne} = Q_n/L_e$. Отметим, что в большинстве случаев, особенно над поверхностью суши, члены $L_p F_p$, A_h и $\partial W/\partial t$ мало существенны, поэтому (10.2) принимает вид $Q_n = R_n - G$. Как уже отмечалось в главе 2, впервые применил метод теплового баланса, вероятно, Гомен (Homén, 1897). Шмидт (Schmidt, 1915) использовал его для определения величины E с поверхности океана, но он не располагал методами определения всех членов в уравнении теплового баланса для коротких периодов времени. Лет через десять Боуэн (Bowen, 1926) предложил использовать уравнение теплового баланса (10.1) вместе с отношением (9.5), которое названо теперь его именем (см. 10.4)), для определения испарения с озера. Эффективность этого метода подтвердили Каммингз и Ричардсон (Cummings, Richardson, 1927), также применившие отношение Боуэна в уравнении теплового баланса для расчета испарения с озера. Свердруп (Sverdrup, 1935) использовал метод теплового баланса для определения снеготаяния. Значения H и E были получены им путем измерения градиентов температуры и массовой доли водяного пара при задании коэффициентов турбулентной диффузии в виде степенной функции. Последняя определялась по результатам измерений скорости ветра с использованием аналогии Рейнольдса. В другой работе (см. Albrecht, 1937) он предложил использовать отношение Боуэна в виде (9.5) для определения скорости испарения по формуле (10.4).

10.1. Стандартные приложения

Если известна величина Q_n или любая из величин H или E, то формула (10.1) позволяет определить оставшийся неизвестным поток. Однако обычно неизвестны оба потока: и H, и E, поэтому приходится прибегать к косвенным оценкам. С методической точки зрения, косвенные методы аналогичны методу среднего профиля, описанному в параграфе 9.1. В обоих случаях применяются, как правило, три соотношения, содержащие E, u_* и H. Так, при расчетах по градиентным измерениям применяются формулы, связывающие вертикальные профили $\bar{q}$, $\bar{u}$ и $\bar{\theta}$ с турбулентными потоками, тогда как в методах теплового баланса применяется равенство (10.1) в сочетании с формулами, выражающими профили $\bar{q}$ и $\bar{\theta}$ (см. параграф 10.1.А), либо с формулами, определяющими $\bar{u}$ и $\bar{\theta}$ или $\bar{u}$ и $\bar{q}$ (см. параграф 10.1.Б) через соответствующие потоки.

10.1. А. Определение скорости испарения с помощью уравнения теплового баланса и отношения Боуэна (метод ТБОБ)

При известном Q_n с помощью уравнения теплового баланса (10.3) и выражения (1.3), определяющего отношение Боуэна Bo, получаем

$$E = \frac{Q_{ne}}{1 + \mathrm{Bo}}. \tag{10.4}$$

Аналогичным образом получаем выражение для потока тепла:

$$H = \frac{\mathrm{Bo}Q_n}{1+\mathrm{Bo}}. \tag{10.5}$$

Как видно из (9.5), значение Во можно определить по данным о профилях массовой доли водяного пара и температуры в приземном подслое. В соответствии с рекомендациями, изложенными в параграфе 8.1.Б, эти данные должны выбираться как средние значения за период от 30 мин до 1 ч. Из формулы (10.4) следует, что метод теплового баланса с учетом отношения Боуэна (ТБОБ) дает наиболее точный результат при определении E, когда величина Во мала. Выражения (10.4) и (10.5) имеют особую точку при $\mathrm{Bo}=-1$. Но, как отметил Тэннер (Tanner, 1960), в случае растительности это несущественно, так как подобная ситуация возникает только при малом значении H при восходе и заходе солнца, а иногда и ночью. Чаще она имеет место над холодной водной поверхностью; в этом случае, чтобы избежать трудностей, связанных с очень малым значением знаменателя в выражениях (10.4), (10.5) при $-1<\mathrm{Bo}<-0{,}5$, необходимо применять какой-нибудь иной метод. В качестве такового Таннер (Tanner, 1960) рекомендовал метод коэффициентов переноса. Другой подход состоит в применении средних значений Во, скорректированных по данным измерения ветра, как это изложено в работе Вэбба (Webb, 1960, 1964). Этот подход особенно удобен в тех случаях, когда некоторые члены в выражении для Q_n известны только в виде суточных или еще более долгопериодных средних.

Метод ТБОБ имеет то преимущество, что в расчетных формулах явно не использованы функции теории подобия, а также не требуются измерения характеристик турбулентности или средней скорости ветра, а основные формулы (10.4) и (9.5) не зависят от стратификации атмосферы. К тому же, если число Боуэна мало, то метод ТБОБ, хотя и чувствителен к длине пути, проходимой воздушной массой после линии скачка (см., напр., рис. 7.11, 7.16), но менее, чем метод средних профилей, при котором эффект горизонтальной неоднородности проявляется гораздо более резко.

Точность метода ТБОБ существенно зависит от подобия профилей температуры и влажности. В условиях приземного подслоя для этого подобия требуется совпадение членов в квадратных скобках формул (4.33) и (4.35). Обычно предполагается, что $\Psi_{sv}=\Psi_{sh}$. Однако недавние экспериментальные исследования показали, что это выполняется не всегда. Верма и др. (Verma e. a., 1978) обнаружили, что в условиях региональной (т. е. не локальной) адвекции метод ТБОБ систематически занижает скорость испарения с хорошо увлажненной растительности, если в качестве эталона принять данные, полученные с помощью испарителя. Отсюда делается вывод, что φ_{sv} не совпадает с φ_{sh} при устойчивой стратификации. Однако этот результат следовало бы подтвердить независимыми экспериментами (см. также Brost, 1979; Hicks, Everett, 1979). Разница в распределении стоков или источников тепла и водяного пара, характерная для подстилающей поверхности, покрытой лесом, видимо, должна проявляться в отсутствии подобия соответствующих универсальных профилей. Эти различия затухают, вероятно, только на некоторой высоте над растительностью, где оказываются справедливыми формулы (4.33) и (4.35). Анализ экспериментальных данных, выполненных Гарратом (Garratt, 1978a), показал, что такая минимальная высота равна трем-пяти характерным высотам элементов шероховатости. Это означает, что над лесным покровом высотой 10 м и более уровень затухания различий выходит за пределы слоя, для которого вообще имеет смысл разговор о подобии профилей. Как заметил Тэннер (Tanner, 1976, личное сообщение), измерение Bo вблизи верхней границы растительного покрова в рамках метода ТБОБ может привести к серьезным ошибкам, особенно над лесным покровом. Чтобы избежать этих ошибок, следует провести проверку подобия профилей и постоянства Bo по мере изменения высоты, измерив $\bar{q}$ и $\bar{\theta}$ более чем на двух уровнях. Для большинства других поверхностей, таких как вода, почва или низкая растительность, это обстоятельство не столь важно. Рис. 6.2 дает представление о точности, которую обеспечивает метод ТБОБ по сравнению с показаниями лизиметра.

Другие аспекты метода ТБОБ и оценки его точности изложены в работах Фукса и Тэннера (Fuchs, Tanner, 1970), Синклера и др. (Sinclair e. a., 1975) и Ревфейма и Джордана (Revfeim, Jordan, 1976) и др. Примеры его использования для условий озера приведены в работах Андерсона (Anderson, 1954), Марингера (Mahringer, 1970), Кейджмана (Keijman, 1974), Хоя и Стефенса (Hoy, Stephens, 1979); для условий низкой растительности и злаков — у Фричена (Fritschen, 1966), Лоуренса и Прютта (Lourence, Pruitt, 1971), Перрье и др. (Perrier e. a., 1976), Верма и др. (Verma e. a., 1978); для условий леса — у Макнотона и Блэка (McNaughton, Black, 1973), Тома и др. (Thom e. a., 1975). Для условий снежной поверхности Маккей и Тертелл (McKay, Thurtell, 1978) обнаружили, что применение этого метода встречает трудности в основном в связи с необходимостью независимо определять запасы тепла в плотном снеге. Марингер (Mahringer, 1970) также столкнулся с трудностями при использовании этого метода для определения испарения с озера, покрытого льдом и снегом.

Идею использования отношения Боуэна можно применить к определению потоков других примесей (см. (9.6) и (9.7)). Так, Синклер и др. (Sinclair e. a., 1975) применили ее к определению потока CO_2. Для этой цели, помимо отношения Боуэна (1.3), можно ввести второе отношение, связывающее поток тепла с потоком энергии фотосинтеза

$$\mathrm{Bo}_p = \frac{H}{-L_p F_p}. \qquad (10.6)$$

Снова полагая, что в формулах (4.35) и (9.1) $a_h = a_s$ и $\Psi_{sh} = \Psi_{sc}$ применительно к CO_2 при $F = F_p$, из отношения (10.6) получаем

$$\mathrm{Bo}_p = \frac{c_p(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2)}{L_p(\bar{c}_2 - \bar{c}_1)}. \tag{10.7}$$

Подставляя выражения (9.5) и (10.7) в уравнение теплового баланса (6.1) и полагая A_h и $\partial W/\partial t$ пренебрежимо малыми, получаем поток энергии фотосинтеза в виде

$$-L_p F_p = \frac{R_n - G}{1 + \mathrm{Bo}_p + (\mathrm{Bo}_p/\mathrm{Bo})}. \tag{10.8}$$

На рис. 6.8 приведен пример расчетов, проведенных по этому методу.

10.1. Б. Определение турбулентного потока с использованием профилей ветра и скалярной примеси (метод ТБ ВСП)

Если при использовании метода теплового баланса недостает данных о профилях средней температуры или средней массовой доли водяного пара, то вместо них можно использовать профиль средней скорости ветра. Фактически такая процедура более эффективна, чем метод отношения Боуэна, так как дает возможность получить не только E и H, но и u_*.

Чтобы иллюстрировать этот метод, предположим, что измерений массовой доли водяного пара нет. Тогда можно воспользоваться уравнением (10.1), наряду с выражениями для профилей (4.34) (или (4.34′)) и (4.35) (или (4.35′)), в качестве системы трех уравнений с тремя неизвестными E, u_* и H. Такую систему нетрудно решить, считая заданными данные измерений Q_n, $\overline{\theta}_1 - \overline{\theta}_2$ (или $\overline{\theta}_s - \overline{\theta}$) и $u_2 - u_1$ (или $\bar{u}$ и z_0). Этот метод не слишком чувствителен к точности задания d_0, так что этот параметр можно задать приближенно, если нет возможности определить его более точно. Точно так же, если данные измерений температуры недоступны, то в (10.1), (4.33) или (4.33′), (4.34) или (4.34′) используются данные измерения Q_n и профили средней скорости ветра и средней массовой доли водяного пара. Полученная таким образом система трех уравнений решается относительно потоков E, u_* и H.

Еще в 1938 г. Альбрехт (Albrecht, 1950) применил общую идею этого метода в климатологических расчетах испарения. Значение E было получено с помощью выражения (10.1), в котором R_n рассчитывалось по эмпирическим формулам. Значение G было рассчитано по данным о профилях температуры в почве, а значение H — с помощью формулы теплопередачи типа $H = (T_s - T_a) f_h(\bar{u})$, причем функция скорости ветра $f_h(\bar{u})$ принималась постоянной для данной местности. Влияние гидростатической устойчивости

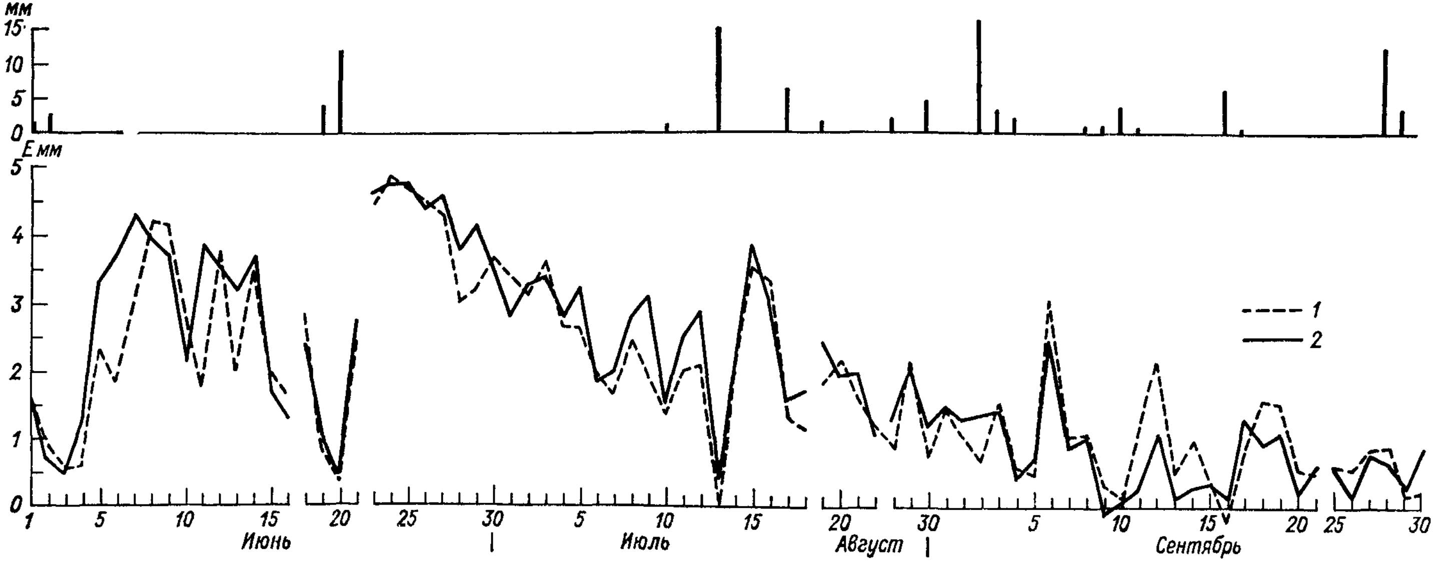


Рис. 10.1. Временные серии средних суточных значений испарения E с июня по сентябрь 1976 г. (Brutsaert, Stricker, 1979).

1 — расчет по методу теплового баланса с учетом средних профилей ветра и температуры для относительно засушливого периода в Гелдерланде; 2 — расчет по формуле (10.43); верхний график — количество осадков, мм.

было впервые рассмотрено Фуксом и др. (Fuchs e. a., 1969). Испарение с высыхающей почвы было рассчитано на основе формул (10.1) и (4.35′), в которых u_* задавалось выражением (4.34′). В расчетах допускалось, что $z_{0h}=z_0$ и $\Psi_{sh}=\Psi_{sm}$, а функции Ψ считались зависящими от интегрального числа Ричардсона.

Совсем недавно метод теплового баланса применили Стрикер и Братсерт (Stricker, Brutsaert, 1978) для определения суммарного испарения с травяного покрова. Они использовали результаты измерений часовых средних значений радиационного баланса, средней температуры на уровнях 0,10, 1,50 и 3,0 м и средней скорости ветра на высоте 2,0 м. Значения E, u_* и H, рассчитанные путем итерационного решения системы уравнений (10.1), (4.35) и (4.34′), затем осреднялись за сутки. Потоком тепла в почву G пренебрегалось. Рассчитанные значения E показаны на рис. 10.1. Полученные результаты оказались нечувствительны к точности задания функций Ψ_{sm} и Ψ_{sh}, но сам по себе эффект стратификации атмосферы был вполне заметен. Также заметен был и вклад стратификации водяного пара в суммарную гидростатическую устойчивость атмосферы. Этот эффект описывается членом $0{,}61E$ в уравнении (4.25).

В отличие от метода ТБОБ, применение метода ТБВСП не ограничивается одним лишь приземным подслоем атмосферы, так как в нем не предполагается подобия профилей температуры и влажности. Этим методом можно пользоваться также и в случае измерений метеорологических элементов на верхних уровнях. Например, если данные о массовой доле водяного пара недоступны или ненадежны, то, используя (10.1) совместно с (4.76), (4.77) и (4.78) (или (4.79)), можно рассчитать E, u_* и H по данным о разности температур $\overline{\theta}_1-\overline{\theta}_\delta$ (или $\overline{\theta}_s-\overline{\theta}_\delta$) и средней скорости ветра $(\bar{u}^2_\delta+\bar{v}^2_\delta)^{1/2}$ при $z=\delta$. Методы ТБВСП и их простейшие модификации (см. параграф 10.2.Б) иногда называют комбинированными методами на том основании, что в них учитываются и тепловой баланс и гидродинамические аспекты испарения. Однако следует иметь в виду, что подход, основанный на отношении Боуэна, не в меньшей мере зависит от законов гидродинамики, в частности, от формул (4.33)—(4.35), чем сами формулы для профиля средней скорости ветра.

10.2. Упрощенные методы для влажных поверхностей

10.2. А. Замечания по поводу потенциального испарения

Поскольку некоторые простые модификации метода теплового баланса, рассматриваемые в этом разделе, часто применяются для оценки меры так называемой потенциальной эвапотранспирации, следует высказать ряд замечаний по поводу этого понятия. Термин потенциальная эвапотранспирация, вероятно, впервые ввел Торнтвейт (Thorntwaite, 1948) при классификации климатов. Сейчас под этим термином понимают максимальную скорость испарения с большой площади, имеющей сплошное и однородное покрытие в виде достаточно увлажненной растительности. Площадь должна быть большой во избежание возможных эффектов локальной адвекции. Хотя это понятие широко используется, оно вызывало некоторые недоразумения, так как не оговаривает всех возможных условий и может поэтому приводить к некоторой нечеткости. Иными словами, термин потенциальная эвапотранспирация нуждается в уточнении.

Так, например, транспирация и даже ее возможная интенсивность зависят от таких биологических эффектов, как сопротивление устьиц по отношению к диффузии водяного пара и стадии развития растений. По этой причине термин потенциальное испарение, возможно, будет предпочтительнее. Он относится к испарению с любой большой однородной поверхности, достаточно увлажненной для того, чтобы находящийся в контакте с нею воздух стал насыщенным. Такие условия обычно имеют место после выпадения осадков и росы. Разница между потенциальной эвапотранспирацией и потенциальным испарением, как обнаружилось, весьма велика над высокой растительностью (напр., McNaughton, Black, 1973; Stewart, Thom, 1973). Над низкой и неувлажненной растительностью потенциальная эвапотранспирация часто близка к испарению с открытой водной поверхности при тех же условиях. Можно объяснить это тем обстоятельством, что устьичное сопротивление для диффузии водяного пара может компенсироваться большой шероховатостью растительного покрова, что приводит к большим коэффициентам переноса.

Другой фактор нечеткости заключается в том, что потенциальное испарение часто рассчитывают с помощью метеорологических данных, полученных в условиях, далеких от реализации всех потенциальных возможностей. Ясно, что при этом получается не та интенсивность, какая получилась бы, если бы поверхность была достаточно снабжена водой. Естественно, что часть энергии, поступающей к поверхности, затрачивается на испарение, но эта же часть энергии оказывает воздействие также на температуру, влажность и другие параметры атмосферы. Это обстоятельство следует иметь в виду при использовании обсуждаемого понятия.

10.2. Б. Метод ТБВСП при измерениях на одном уровне

Если поверхность увлажнена, то массовая доля водяного пара на поверхности считается насыщающей при температуре поверхности, т. е. принимается $q_s = q^*(T_s)$. Это позволяет исключить измерения $\bar{q}$, $\bar{u}$ и $\bar{\theta}$ на двух уровнях как в профильных методах (см. главу 9), так и в стандартных методах теплового баланса (см. параграф 10.1). В этом случае достаточно измерений на одном уровне, что и предложил впервые Пенман (Penman, 1948).

Подход Пенмана

Полученное Пенманом (Penman, 1948) выражение предназначалось для открытой водной поверхности. Ниже мы приведем это выражение в несколько обобщенном виде, в котором оно применимо к любой влажной поверхности.

Поскольку здесь используется уравнение Клаузиуса—Клапейрона (см. (3.21) и (3.24)), предпочтительнее начать с отношения Боуэна (9.5) в терминах парциального давления водяного пара. Если измерения производятся у поверхности, так что $e_s = e^*(T_s)$, то отношение Боуэна равно

$$\mathrm{Bo} = \gamma\left(\frac{\bar{T}_s - \bar{T}_a}{\bar{e}_s - \bar{e}_a}\right), \qquad (10.9)$$

где $\bar{e}_a$ и $\bar{T}_a$ — соответственно парциальное давление водяного пара и температура воздуха на определенном уровне; коэффициент пропорциональности γ, согласно равенствам (3.2), (3.5) и (3.6), выражается в виде

$$\gamma = \frac{c_p p}{0{,}622 L_e}. \qquad (10.10)$$

Этот коэффициент носит название психрометрической постоянной. При 20 °С и $p = 1013{,}25$ гПа она составляет $\gamma = 0{,}67$ гПа·К$^{-1}$. Отметим, что θ здесь заменено на T, поскольку в приземном подслое обе температуры — потенциальная и абсолютная — практически одинаковы.

Основную роль в выводе Пенмана играет допущение

$$\frac{e_s^* - e_a^*}{\bar{T}_s - \bar{T}_a} = \Delta, \qquad (10.11)$$

где $\Delta = de^*/dT$ — наклон кривой, выражающей давление насыщенного водяного пара $e^* = e^*(T)$ как функцию температуры T в точке $T = T_a$; $e_a^* = e^*(T_a)$ — давление насыщенного пара при температуре T_a; $e_s^* = e_s^*(T_s)$ — давление пара на влажной подстилающей поверхности. Поскольку для насыщенной влагой поверхности

ТАБЛИЦА 10.1

Значения γ/Δ при $p = 1000$ гПа (γ определяется по формуле (10.10), Δ — по формуле (3.24б))

T_a °С	γ/Δ	T_a °С	γ/Δ
—20	5,864	20	0,4549
—10	2,829	25	0,3505
0	1,456	30	0,2731
5	1,067	35	0,2149
10	0,7934	40	0,1707
15	0,5967		

$e_s = e_s^*$, отношение Боуэна, выражаемое формулой (10.9), примерно равно

$$\mathrm{Bo} = \frac{\gamma}{\Delta}\left(1 - \frac{e_a^* - \bar{e}_a}{\bar{e}_s - \bar{e}_a}\right). \tag{10.12}$$

Значения γ/Δ для разных температур при $p = 1000$ гПа приведены в табл. 10.1 и на рис. 10.2. Они получены с помощью выражения (10.10) и величин Δ и L_e из табл. 3.4.

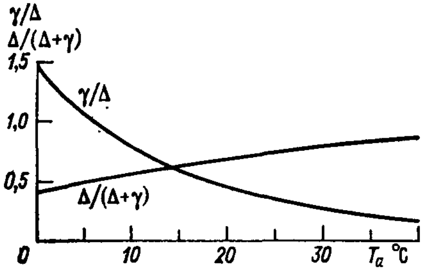


Рис. 10.2. Зависимости γ/Δ и $\Delta/(\Delta+\gamma)$ от температуры при давлении 1000 гПа. Величина γ рассчитана по формуле (10.10), значения Δ взяты из табл. 3.4 или рассчитаны по формуле (3.24б).

Подставляя (10.12) в (10.4), получаем

$$Q_{ne} = \left(1 + \frac{\gamma}{\Delta}\right)E - \frac{\gamma}{\Delta}\left(\frac{e_a^* - \bar{e}_a}{\bar{e}_s - \bar{e}_a}\right)E. \tag{10.13}$$

Во втором члене правой части выражения (10.13) можно использовать формулу переноса

$$E = f_e(\bar{u}_r)(\bar{e}_s - \bar{e}_a), \tag{10.14}$$

определяющую ветровую функцию $f_e(\bar{u}_r)$. Это и дает уравнение Пенмана (Penman, 1948):

$$E = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} Q_{ne} + \frac{\gamma}{\Delta + \gamma} E_A, \tag{10.15}$$

где E_A — показатель осушающего воздействия воздуха

$$E_A = f_e(\bar{u}_r)(e_a^* - \bar{e}_a). \tag{10.16}$$

Заметим, что при выводе формул Пенмана предполагалось, что $Q_{ne} = R_n/L_e$, а все остальные члены уравнения (10.2) мало значимы. Формула (10.15) стала предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований (напр., Penman, 1956; Tanner, Pelton, 1960; Monteith, 1965, 1973; Van Bavel, 1966; Thom, Oliver, 1977).

Как уже отмечалось, основная особенность формулы (10.15) состоит в том, что она предусматривает измерения средней массовой доли водяного пара, скорости ветра и температуры только на одном уровне. Такая формула очень удобна, если нет возможности осуществить измерения на нескольких уровнях.

Формула (10.15) широко используется, но все еще нет общепризнанного выражения для ветровой функции $f_e(\bar{u})$ в выражении для E_A. Из (10.14) следует, что для ее определения можно воспользоваться коэффициентом переноса (см. параграф 9.2). Наиболее простой подход состоит в использовании эмпирической ветровой функции. Первоначально Пенман предложил уравнение типа Штеллинга (2.5) следующего вида:

$$f_e(\bar{u}_2) = 0{,}26\,(1 + 0{,}54\bar{u}_2), \tag{10.17}$$

где $\bar{u}_2$ — средняя скорость ветра на высоте 2 м над поверхностью, $м \cdot с^{-1}$; постоянные подобраны так, чтобы E_A в формуле (10.16) было выражено в миллиметрах в сутки ($мм \cdot сут^{-1}$), а давление пара — в гектопаскалях (гПа). Согласно некоторым данным (Thom, Oliver, 1977), выражение (10.17) дает хорошие результаты для естественных поверхностей с шероховатостью от малой до умеренной. Пенман (Penman, 1956) предложил уточненный вариант формулы (10.17), в котором единица в скобках заменялась на 0,5. И хотя позднее Пенман убедился, что выражение (10.17) предпочтительнее своего второго варианта (см. Thom, Oliver, 1977), в гидрологической практике все еще широко пользуются последним. Совсем недавно на основании измерений с помощью испарителей Доренбо и Прютт (Doorenbos, Pruitt, 1975) предложили в случае орошаемых зерновых заменить постоянную 0,54 в формуле (10.17) на 0,86.

С помощью коэффициента переноса водяного пара, определяемого, например, выражением (9.10), получаем в силу (3.2), (3.5) и (3.6) следующую ветровую функцию:

$$f_e(\bar{u}_1) = 0{,}622\rho p^{-1} C e \bar{u}_1. \tag{10.18}$$

Ветровую функцию можно определить теоретически при помощи функции подобия для профилей, рассмотренных в главе 4.

При нейтральной стратификации с помощью (9.9) и (10.14) получаем

$$f_e(\bar{u}_1) = \frac{0{,}622 a_v \varkappa^2 \bar{u}_1}{R_d T_a \ln\left[(z_2 - d_0)/z_{0v}\right] \ln\left[(z_1 - d_0)/z_{0m}\right]}, \tag{10.19}$$

где, как и прежде, z_1 — уровень измерений скорости ветра; z_2 — уровень измерений парциального давления водяного пара. Если эти давления e^*_a и e_a выражены в гектопаскалях, T_a — в кельвинах, а $\bar{u}_1$ — в тех же единицах, что и E_A, то приближенно можно принять

$$0{,}622/R_d = 2{,}167 \cdot 10^{-4}.$$

В тех случаях, когда формула Пенмана (10.15) применяется для расчета средних значений E за периоды порядка суток и более, вполне пригодны такие выражения для ветровой функции, как (10.17)—(10.19). Однако, когда требуется определить средние часовые значения, необходимо принимать во внимание эффект атмосферной стратификации, который меняется в течение суток. Ниже описывается метод, учитывающий этот эффект.

Влияние атмосферной стратификации

Хотя в формуле (10.15) используются результаты измерений только на одном уровне, влияние стратификации можно учесть в выражении для ветровой функции. Для этого формулу (10.16) следует переписать в виде, аналогичном (4.33):

$$E_A = a_v \varkappa u_* \rho (q_a^* - q_a) \left[\ln \left(\frac{z_a - d_0}{z_{0v}} \right) - \Psi_{sv} \left(\frac{z_a - d_0}{L} \right) \right]^{-1}, \qquad (10.20)$$

где q_a и q_a^* — соответственно массовая доля водяного пара в воздухе и ее насыщающее значение при температуре воздуха. Задача при этом решается методом итераций. Исходное значение E рассчитывается обычным способом по формуле (10.15), в которой E_A определяется по эмпирическим данным или рассчитывается для нейтральных условий по формулам (10.16), (10.17) или (10.19). Можно также использовать формулу (10.20) при $\Psi_{sv}=0$, а u_* рассчитывать по формуле (4.34′) при $\Psi_{sm}=0$. Найденное таким образом первоначальное значение E используется для получения H с помощью выражения (10.1). Эти исходные значения E, u_* и H используются для определения в первом приближении масштаба длины Обухова L по формуле (4.25). Далее рассчитывается второе приближение для u_* по формуле (4.34′) и второе приближение для E_A по формуле (10.20), что, в свою очередь, позволяет определить величину E по формуле (10.15) и т.д. Эта процедура легко программируется на вычислительных машинах и может быть прекращена, как только последовательные значения E или L достаточно сблизятся.

10.2. В. Безадвективное испарение с влажной поверхности

Испарение в равновесных условиях

Структура формулы (10.15), содержащей два члена в правой части, допускает следующую интерпретацию, которая помогает понять эффект региональной или крупномасштабной адвекции. Если воздух находился в контакте с влажной поверхностью на очень большом участке своего движения, то он приближается к состоянию насыщения, так что E_A стремится к нулю. В соответствии с этим Слатьер и Макилрой (Clatyer, McIlroy, 1961) пришли к выводу, что первый член в выражении (10.15) можно рассматривать как нижний предел скорости испарения с влажных поверхностей, который они назвали скоростью испарения в равновесных условиях. Итак, по определению, она выражается в виде

$$E_e = \frac{\Delta Q_{ne}}{\Delta + \gamma}. \qquad (10.21)$$

Второй член выражения (10.15) можно интерпретировать как меру отклонения от равновесного состояния в атмосфере. При отсутствии конденсации или дивергенции радиационного потока тепла такое отклонение происходит из-за эффектов крупномасштабной или региональной адвекции, включающей горизонтальную неоднородность поверхности или атмосферных условий. Пристли (Priestley, 1959) также пришел к выражению (10.21), но на основании метода ТБОБ. Он предположил, что поскольку воздух, проходящий над влажной поверхностью, становится насыщенным, а диапазон изменений температуры и массовой доли водяного пара по высоте z и во времени t мал, зависимость $q^* = q^*(T)$ можно линеаризировать. И тогда отношение Боуэна в приземном подслое можно считать либо константой

$$\mathrm{Bo}_e = c_p / L_e \, (dq^*/dT),$$

либо задавать выражением (см. (10.9) и (10.10))

$$\mathrm{Bo}_e = \gamma/\Delta, \tag{10.22}$$

т. е. считать функцией температуры (см. табл. 10.1 и рис. 10.2). Индекс e в обозначениях E_e и Bo_e указывает на условия равновесия. Подставляя (10.22) в (10.4), получим соотношение (10.21).

Средние условия минимальной адвекции

Над влажными поверхностями условия равновесия встречаются крайне редко. Это происходит потому, что атмосферный пограничный слой никогда не является однородным пограничным слоем, как это имеет место в случае течения в канале. Атмосферный пограничный слой постоянно реагирует на крупномасштабные вариации погоды, включающие процессы конденсации и нестационарные трехмерные движения, которые способствуют сохранению дефицита влажности даже над океаном. В реальной обстановке всегда присутствует некоторая степень адвекции. Тем не менее идея, лежащая в основе формулы (10.21), имела дальнейшее развитие. Пристли и Тейлор (Priestley, Taylor, 1972) избрали скорость равновесного испарения в качестве основы для установления эмпирического соотношения, позволяющего рассчитать испарение с влажной поверхности E_{pe} в условиях минимальной адвекции. Они провели анализ данных, полученных над океаном и над увлажненными участками суши, и определили коэффициент пропорциональности α_e в равенстве $E_{pe} = \alpha_e E_e$, с учетом которого можно записать

$$E_{pe} = \alpha_e \frac{\Delta Q_{ne}}{\Delta + \gamma}. \tag{10.23}$$

Это эквивалентно отношению Боуэна вида

$$\mathrm{Bo}_{pe} = \alpha_e^{-1} (\gamma/\Delta) + (\alpha_e^{-1} - 1), \tag{10.24}$$

которое зависит от температуры (см. рис. 10.3). Для больших увлажненных участков суши и водных поверхностей «без адвекции» Пристли и Тейлор (Priestley, Taylor, 1972) получили в качестве оптимального значения $\alpha_e = 1,26$. Позднее Дейвис и Аллен (Davies, Allen, 1973) — для хорошо орошаемой травы, Стьюарт и Роуз (Stewart, Rouse, 1976) — для мелких озер и прудов, а позднее и для увлажненных лугов, поросших осокой (Stewart, Rouse, 1977) — все пришли к единому заключению: $\alpha_e = 1,26$. Однако есть основания считать, что величина α_e может быть чуть больше, а именно приближаться к 1,28. Если из данных, проанализированных Пристли и Тейлором (Priestley, Taylor, 1972), исключить один

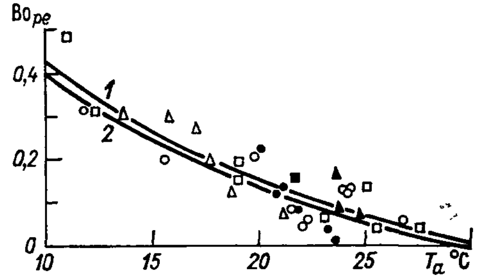


Рис. 10.3. Зависимость отношения Боуэна Bo_{pe} для влажной поверхности от температуры воздуха, определенная по формуле (10.24).

1 — для $\alpha_e = 1,26$; *2* — для $\alpha_e = 1,28$; точки — суточные данные — собраны Дейвисом и Алленом (Davies, Allen, 1973) из разных источников.

ряд, который сильно отличался от всех других, давая $\alpha_e = 1,08$, то среднее значение α_e получилось бы у них равным 1,28. Дейвис и Аллен (Davies, Allen, 1973) для злаков типа ржи получили значения $\alpha_e = 1,27 \pm 0,02$, Джури и Тэннер (Jury, Tanner, 1975) для картофеля — $\alpha_e = 1,28$, Мукаммал и др. (Mukammal e. a., 1977) для травы — $\alpha_e = 1,29$.

Тот факт, что значения α_e для влажной поверхности составляют 1,26—1,28, показывает, что «безадвективные» условия, как их понимают Слатьер и Макилрой (Slatyer, McJlroy, 1961), вряд ли существуют. Иными словами, это показывает, что над океаном и над большими увлажненными участками суши второй член в формуле (10.15), т. е. член, описывающий крупномасштабную адвекцию, составляет примерно 21—22 % суммарной скорости испарения. Разумеется, это — среднее значение. Как показали исследования Де Брюна и Кейджмана (De Bruin, Keijman, 1979) на примере большого озера площадью 460 км² и глубиной 3 м, величина α_e может варьировать в зависимости от условий. Сравнивая средние суточные значения E_e (см. (10.21)) с данными определения скорости испарения по методу ТБОБ, они получили для лета и ранней осени $\alpha_e = 1,25 \pm 0,01$ при коэффициенте корреляции $r = 0,991$. Однако значения α_e изменялись от месяца к месяцу, что отражено в табл. 10.2. Более того, как показано на рис. 10.4, значения α_e, определенные по трехчасовым средним в летний период, менялись в суточном ходе от 1,15 (рано утром) до 1,42 (во второй половине дня). Среднее за сутки значение α_e, найденное осреднением вышеупомянутых трехчасовых средних, для лета составило

ТАБЛИЦА 10.2

Сезонные изменения значений коэффициента α_e для большого мелкого озера (De Bruin, Keijman, 1979)

Месяц	α_e	Коэффициент корреляции
Апрель	1,50	0,98
Май	1,28	0,98
Июнь	1,25	0,99
Июль	1,21	0,99
Август	1,20	0,99
Сентябрь	1,25	0,99
Октябрь	1,49	0,98

примерно 1,29. Эти колебания α_e обусловлены скорее всего крупномасштабной адвекцией.

Примечательно, что многие участки суши, покрытые сравнительно низкой растительностью типа травы, которая хотя и не является влажной, но достаточно снабжена влагой, имели то же значение α_e, что и открытая водная поверхность, $\alpha_e = 1,26 \ldots 1,28$. Как отмечалось в параграфе 10.2. А, это происходит в результате удачной компенсации пониженной массовой доли водяного пара на поверхности невлажной листвы (она всегда ниже предела насыщения) эффектом повышенной эффективной шероховатости и, следовательно, повышенным коэффициентом переноса для растительного покрова. И все же в некоторых работах были получены существенно различные значения α_e. Так, например, Макнотон и Блэк (McNaughton, Black, 1973) получили $\alpha_e = 1,05$ для молодого хвойного леса с высотой деревьев около 8 м, если он хорошо обеспечен

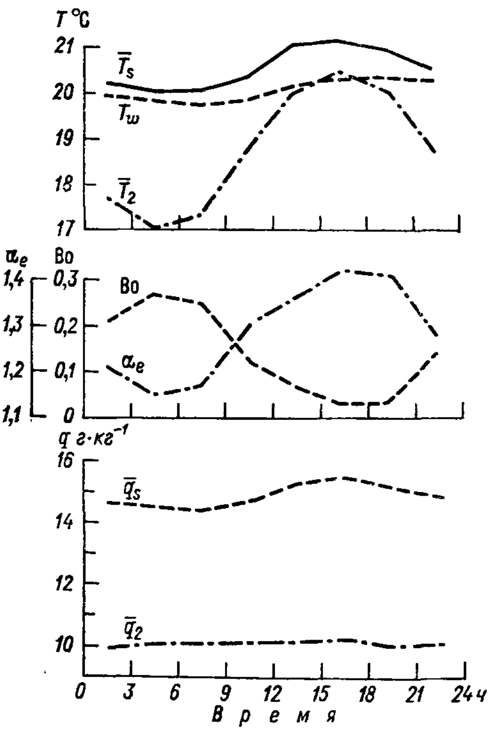


Рис. 10.4. Суточный ход коэффициента α_e, отношения Боуэна Bo, температуры водной поверхности $\overline{T}_s$, осредненной по глубине температуры воды T_w, температуры воздуха $\overline{T}_2$, массовой доли водяного пара на водной поверхности $\overline{q}_s$ и на высоте 2 м $\overline{q}_2$ над большим неглубоким озером в Нидерландах (июль 1967 г.) (De Bruin, Keijman, 1979).

влагой, но не сырой. Однако сразу после дождя значение α_e для этого леса возросло до 1,18, т. е. приблизилось к значению для открытой водной поверхности. Бартон (Barton, 1979), изучавший испарение с почвы, также получил $\alpha_e = 1{,}05$ при условии достаточного увлажнения. Ясно, что изменчивость α_e нужно продолжать исследовать, чтобы объяснить такого рода отклонения.

Предпринимались попытки усовершенствовать формулу Пристли и Тейлора (10.23). Де Брюн и Кейжман (De Bruin, Keijman, предположили линейную связь с аддитивной константой. Однако эта константа в их линейной формуле оказалась порядка 10 $Вт \cdot м^{-2}$, что очень мало по сравнению с обычными значениями L_eE, по крайней мере летом (наклон составил 1,17). Поэтому они пришли к выводу, что разница между моделью с одним параметром (10.23) и моделью с двумя параметрами несущественна. Хикс и Хесс (Hicks, Hess, 1977) изучали связь между осредненным за 10—20 суток значением отношения Боуэна и температурой морской поверхности и предложили линейную формулу следующего вида:

$$\mathrm{Bo}_{pe} = a_e(\gamma/\Delta) + b_e. \tag{10.25}$$

По данным восьми серий наблюдений над морской поверхностью, значения постоянных составили: $a_e = 0{,}63$, $b_e = -0{,}15$. Из формул (10.4) и (10.25) получается следующее выражение для скорости испарения с влажной поверхности в типичных условиях минимальной адвекции:

$$E_{pe} = \frac{Q_{ne}}{a_e(\gamma/\Delta) + (1 + b_e)}. \tag{10.26}$$

Формулы (10.23) и (10.26) дают одинаковые результаты, если $\alpha_e = 1{,}26$ при 25 °C и $\alpha_e = 1{,}28$ при 20 °C. Хотя в выражении (10.25) нельзя использовать то же α_e, что и в (10.24), следует все же отметить, что (10.24) при $\alpha_e = 1{,}28$ дает хорошую аппроксимацию данных Хикса и Хесса (Hicks, Hess, 1977).

Методы, связанные с тепловым балансом, обычно требуют знания члена Q_{ne} в выражении (10.2). Для случаев, когда данных о величине Q_{ne} нет, Де Брюн (De Bruin, 1978) предложил производить расчет испарения с влажной поверхности в условиях минимальной адвекции по формуле

$$E_{pe} = \left(\frac{\alpha_e}{\alpha_e - 1}\right)\left(\frac{\gamma}{\Delta + \gamma}\right) f_e(\bar{u})\left(e_a^* - \bar{e}_a\right). \tag{10.27}$$

Преимущество этой формулы, полученной путем комбинирования формулы Пристли и Тейлора (Priestley, Taylor, 1972) (10.23) с формулой Пенмана (Penman, 1948) (10.15), состоит в том, что измерения $\bar{u}$, $\bar{T}_a$ и $\bar{e}_a$ нужны здесь только на одном уровне. Хотя формула (10.27) весьма чувствительна к небольшим изменениям α_e, Де Брюн добился довольно хорошего согласия с эмпирическими данными, полученными по методу ТБОБ для большого озера, при $\alpha_e = 1{,}26$. Для суточных средних коэффициент корреляции составил $r = 0{,}85$, но для периодов осреднения в 10 и 20 дней он увеличился до $r = 0{,}97$.

Некоторые эмпирические формулы

В литературе предложено много эмпирических формул для расчета потенциального суммарного испарения с поверхности хорошо орошаемых активно растущих культур. Некоторые из них представляют интерес в настоящем контексте, поскольку они либо непосредственно выводятся с использованием идеи равновесного испарения, либо так или иначе с ней связаны. Так, например, Маккинк (Makkink, 1957) отметил, что расчеты по формуле

$$E = a \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} R_{se} + b \tag{10.28}$$

хорошо согласуются с результатами средних месячных данных наблюдений в Нидерландах. Здесь $R_{se} = R_s / L_e$ — поток суммарной коротковолновой радиации, выраженный в единицах испарения; a и b — постоянные; $a = 0{,}61$, $b = -0{,}12$ мм·сут$^{-1}$. Они определены по данным о потенциальной эвапотранспирации с покрытого травой испарителя при уровне грунтовых вод, расположенном на 0,5 м ниже поверхности почвы. Если $b = 0$, то постоянная a равна 0,58. Недавно Стюарт и Роуз (Stewart, Rouse, 1976) отметили, что выражение (10.28) дает хорошие результаты при определении испарения с поверхности мелких озер и прудов. По суточным средним, полученным на небольшом (10^5 м^2) мелком (0,6 м) озере на севере шт. Онтарио, они получили: $a = 0{,}9265$; $b = 1{,}624$ МДж$^{-2}\times$ $\times$сут$^{-1}\cdot$м$^{-2}$.

Йенсен и Гэйзе (Jensen, Haise, 1963) и Стефенс и Стюарт (Stephens, Stewart, 1963) предложили еще более простую формулу:

$$E = (aT_a + b) R_{se}, \tag{10.29}$$

где a и b — постоянные, для которых были получены разные оценки. Путем анализа примерно 1000 измерений средних значений скорости испарения за период более 5 дней на орошаемых участках с разными злаками на западе США Йенсен и Гэйзе (Jensen, Haise, 1963) получили, что $a = 0{,}025\,°C^{-1}$ и $b = 0{,}078$ при коэффициенте корреляции $r = 0{,}86$. Для хорошо орошаемой, но не влажной, травяной поверхности во Флориде, используя средние месячные температуры, Стефенс и Стюарт (Stephens, Stewart, 1963) нашли: $a = 0{,}015\,°C^{-1}$, $b = 0{,}072$, $r = 0{,}81$. Аналогично Стефенс (Stephens, 1965) получил $a = 0{,}016\,°C^{-1}$, $b = 0{,}087$, $r = 0{,}986$ по данным измерений в Северной Каролине и $a = 0{,}019\,°C^{-1}$, $b = 0{,}12$, $r = 0{,}967$ по данным измерений в Калифорнии.

Формулы (10.28) и (10.29) можно вывести, используя понятие о состоянии равновесия, заложенное в выражениях (10.21) и (10.23). Как видно из рис. 10.2, отношение $\Delta/\Delta+\gamma$ можно аппроксимировать линейной функцией температуры, а R_s часто хорошо коррелирует с R_n, т. е. с главной составной частью суммы потоков Q_n за суточный или более длительный период. Однако поскольку R_s — только один из членов теплового баланса, такая корреляция может быть достоверна только для того типа поверхности и местности, для которых она рассчитана.

10.3. Упрощенные методы оценки эвапотранспирации

Рассматриваемые в этом параграфе методы связаны с методом теплового баланса, поскольку в них в качестве исходной информации предполагается знание суммарного потока энергии Q_n, или, в качестве примерной его оценки,— радиационного баланса R_n. Если поступление влаги уменьшается так, что испаряющая поверхность уже не увлажнена в достаточной мере, то обычно и тепловой баланс претерпевает существенные изменения. Хотя поглощенная лучистая энергия $R_s(1-\alpha_s)+\varepsilon_s R_{ld}$ вряд ли значительно меняется (разве что из-за воздействия степени увлажненности на альбедо), часть энергии (см. уравнение (10.1)), которая теперь не расходуется на испарение E, перераспределяется прежде всего между H, R_{lu} и G. В настоящее время не существует простого и точного метода для расчета такого перераспределения. Ниже излагаются некоторые приближенные способы расчетов.

10.3. А. Поправка к методу Пенмана с учетом устьичного сопротивления

Если даже растительность хорошо снабжается влагой на поверхности почвы или возле корней, она не может считаться в целом влажной за исключением случаев, когда выпадает дождь или роса. По-видимому, массовая доля водяного пара на поверхности элементов листвы меньше насыщающей при соответствующей температуре, так что формула Пенмана (10.15) и ей подобные становятся не пригодными. Чтобы учесть это обстоятельство, Пенман и Скофилд (Penman, Schofield, 1951), а позднее на более формальной основе Монтейт (Monteith, 1963), Том (Thom, 1972) и другие вводили разные параметры сопротивления для характеристики переноса между предположительно паронасыщенными устьичными полостями растительного покрова и атмосферой. Следует отметить, что при использовании этого подхода в применении к эвапотранспирации с сухой почвы учитывается также сопротивление всего верхнего слоя почвы.

Суммарное устьичное сопротивление, определением которого служит выражение (4.163), можно включить в метод Пенмана следующим образом. Согласно (3.5), (3.2), (3.6) и (10.10), массовая доля водяного пара выражается через его парциальное давление в виде

$$q = c_p e/\gamma L_e. \qquad (10.30)$$

Если растительность не увлажнена, то парциальное давление водяного пара на поверхности e_s не равно насыщающему давлению e^*_e. Однако эти величины связаны между собой в силу соотношений (4.168), (4.169) и (10.30). Эта связь выражается следующей формулой:

$$(\bar{e}_s - \bar{e}_a) = \left(\frac{r_{av}}{r_{st} + r_{av}}\right)(e^*_s - \bar{e}_a), \qquad (10.31)$$

где $\bar{e}_a$ — фактическое парциальное давление водяного пара в воздухе, соответствующее значению $\bar{q}_r$ на уровне $z = z_r$ в приземном подслое. Следовательно, в силу (10.11) и (10.31), вместо выражения (10.12) для отношения Боуэна (10.9) будет иметь место следующее соотношение:

$$\mathrm{Bo} = \frac{\gamma}{\Delta}\left(\frac{r_{st} + r_{av}}{r_{av}}\right)\left(1 - \frac{e^*_a - \bar{e}_a}{e^*_s - \bar{e}_a}\right). \qquad (10.32)$$

Подставляя (10.32) в (10.4), получаем вместо (10.13):

$$Q_{ne} = \left[1 + \frac{\gamma}{\Delta}\left(\frac{r_{st} + r_{av}}{r_{av}}\right)\right]E - \frac{\gamma}{\Delta}\left(\frac{r_{st} + r_{av}}{r_{av}}\right)\left(\frac{e^*_a - \bar{e}_a}{e^*_s - \bar{e}_a}\right)E. \qquad (10.33)$$

Выражая E во втором члене правой части (10.33) по формуле (4.169), преобразованной с учетом (10.30), получаем окончательно:

$$E = \frac{\Delta Q_{ne} + \rho c_p (e^*_a - \bar{e}_a)/(L_e r_{av})}{\Delta + \gamma (1 + r_{st}/r_{av})}. \qquad (10.34)$$

Очевидно, что при $r_{st} = 0$ формула (10.34) принимает вид, эквивалентный формуле Пенмана (10.15). Вероятно, впервые формулу (10.34) ввел Том (Thom, 1972). Ранее Монтейт (Monteith, 1963) получил похожую формулу в терминах r_c и r_a (см. (4.170) и (4.171)) вместо r_{st} и r_{av}. Хотя подход, основанный на использовании сопротивления растительного покрова r_c, все еще применяется на практике, подход, основанный на формуле (10.34) с учетом r_{st}, как отмечалось при обсуждении выражения (4.171), более обоснован и поэтому предпочтителен.

Как и формула Пенмана (10.15), выражение (10.34) привлекательно тем, что требует измерений только на одном уровне. Главный же его недостаток как способа для определения E по метеорологическим данным состоит в том, что значение r_{st} обычно неизвестно. Сложной проблемой, с трудом поддающейся количественному учету, является взаимодействие таких факторов, как распределение радиационного притока тепла, распределение источников водяного пара в растительном покрове в течение дня и сезона, текущее состояние биологической активности и возраст растительности, напор влаги у корней, особенности физиологии рассматриваемых видов растений. Именно поэтому до сих пор не установлено общей зависимости r_{st} или r_c от каких-либо других легко измеряемых характеристик почвы, растений или атмосферы. Идея устьичного сопротивления оказалась вполне пригодной как в некоторых имитационных моделях, так и в качестве диагностического показателя сопротивления для водяного пара. Однако прежде чем рекомендовать этот метод к применению на практике, необходимы дальнейшие исследования.

10.3. Б. Дополнительные соотношения между фактическим и потенциальным испарением

Гипотеза Буше

Буше (Bouchet, 1963) обнаружил дополнительную связь между потенциальным испарением E_p и фактическим региональным испарением E, показанную на рис. 10.5 и выражающуюся формулой

$$E_p + E = 2E_{p0}. \tag{10.35}$$

Здесь испарение E представляет собой среднее испарение на обширной однородной поверхности с масштабом длины от 1 до

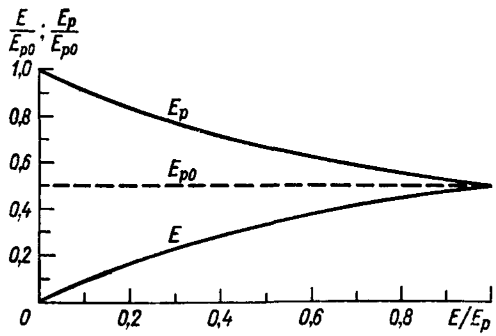


Рис. 10.5. Схема, иллюстрирующая гипотезу Буше (Bouchet, 1963a, b). Величины E и E_p представлены как функции отношения E/E_p, рассчитанные по формуле (10.35) при $E + E_p = 2E_{p0} = \text{const}$.

10 км; под потенциальным же испарением E_p понимается испарение, которое имело бы место при данных атмосферных условиях, если бы ограничением служило только количество поступающей извне энергии. В случае когда E совпадает с E_p, оно обозначается через E_{p0}. Ниже приводится вывод формулы (10.35), основанный на эвристических соображениях.

Если по той или иной причине, не зависящей от поступления энергии, испарение понижается и значение E оказывается меньше, чем E_{p0}, то при этом освобождается некоторое количество тепла:

$$E_{p0} - E = q_1. \tag{10.36}$$

В масштабе региона тот факт, что E меньше, чем E_{p0}, оказывает, по-видимому, малое влияние на излучение, а влияет главным образом на температуру, влажность и турбулентность воздуха вблизи почвы. В результате этот поток тепла q_1 вызывает увеличение E_p. Главная гипотеза Буше (Bouchet, 1963) состоит в том, что при отсутствии локальных эффектов оазиса тепловой баланс сохраняется и, следовательно, потенциальное испарение возрастает именно на это количество

$$E_p = E_{p0} + q_1. \tag{10.37}$$

Комбинируя выражения (10.36) и (10.37), получаем (10.35). Вывод этого соотношения служит первым шагом излагаемого анализа.

На основании дополнительных упрощений уравнения теплового баланса была получена вторая формула:

$$2E_{p0} \leqslant (1-\alpha_s) R_{se} + Q_A, \tag{10.38}$$

где $R_{se} = R_s/L_e$ — поток коротковолновой радиации, выраженный в единицах испарения; α_s — альбедо; Q_A — член, выражающий эффект крупномасштабной или региональной адвекции. Подставляя соотношение (10.38) в (10.35), Буше получил окончательный результат:

$$E_p + E \leqslant (1-\alpha_s) R_{se} + Q_A, \tag{10.39}$$

который в последующих приложениях (см., напр., Morton, 1969; Fortin, Seguin, 1975) используют в упрощенном виде

$$E_p + E = (1-\alpha_s) R_{se}. \tag{10.40}$$

Формулы Буше (10.39) и (10.40) не нашли широкого применения прежде всего потому, что трудно обосновать принятые им допущения. И тем не менее в подходе Буше есть полезные идеи. Они послужили толчком к развитию методов, обсуждаемых ниже.

Климатологический подход

Дополнительную формулу Буше (10.35) применил Мортон (Morton, 1975, 1976) для расчета эвапотранспирации в климатологических целях. Член E_p в выражении (10.35) принимался согласно формуле Пенмана (10.15), которая модифицировалась путем замены функции $f_e(\bar{u}_r)$ эмпирической постоянной f_A, а также заменой Q_{ne} на $R_{ne} = R_n/L_e$. Член E_{p0} в (10.35) определялся аналогично E_{pe} у Пристли и Тейлора (Priestly, Taylor, 1972), т. е. по формуле (10.23) при $\alpha_e = 1{,}38$. Однако эта формула была модифицирована путем замены Q_{ne} на $R_{ne} + M_m$, где M_m — эмпирически определяемый член, характеризующий адвекцию. Этот член считался равным нулю в весенний и летний периоды и положительным осенью и зимой, когда R_n мало или даже отрицательно; в этом случае он выражался через потоки длинноволновой и коротковолновой радиации:

$$M_m = (\theta_m R_{nl} - \varphi_m R_s)/L_e, \tag{10.41}$$

где R_s и R_{nl} определены выражениями (6.2) и (6.25); θ_m и φ_m — эмпирические постоянные; причем считается, что M_m удовлетворяет условию $M_m \geqslant 0$. Результат Мортона (Morton, 1976) можно записать в виде

$$E = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma}(1{,}76R_{ne} + 2{,}76M_m) - \frac{\gamma}{\gamma + \Delta}(e_a^* - e_{da}^*) f_A, \qquad (10.42)$$

где e_{da}^* — давление насыщенного пара при точке росы в воздухе; M_m — задано выражением (10.41). Эта формула калибрована с учетом средних месячных данных о температуре, влажности, солнечной радиации и осадках, полученных на климатологических станциях в засушливых областях, где скорость испарения E в среднем равна скорости выпадения осадков, а также с учетом эмпирических уравнений для радиационных членов. Были получены следующие оценки трех эмпирических постоянных, необходимых для использования формулы (10.42):

$$\theta_m = 1{,}37,\ \varphi_m = 0{,}394,\ f_A = 1885{,}5\ \text{кДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{сут}^{-1}\cdot\text{гПа}^{-1}\ \text{для}\ T \geqslant 0\,^\circ\text{C}$$

$$\text{и}\ f_A = 2282{,}3\ \text{кДж}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{сут}^{-1}\cdot\text{гПа}^{-1}\ \text{для}\ T < 0\,^\circ\text{C}$$

Мортон (Morton, 1976) использовал этот метод в расчетах среднего месячного испарения для больших площадей и речных бассейнов.

Метод адвекции при сухой почве

Братсерт и Стриккер (Brutsaert, Stricker, 1979) разработали подход, в котором дополнительная связь (10.35), предложенная Буше (Bouchet, 1963), объединяется с соображениями Слатьера и Макилроя (Slatyer, McIlroy, 1961) об учете эффектов региональной адвекции, о которых говорилось выше в связи с обсуждением формулы (10.21). В соответствии с этим подходом, член E_p в (10.35) выражается по формуле Пенмана (10.15). Но поскольку второе слагаемое в правой части этой формулы уже учитывает эффект крупномасштабной адвекции, для ее описания нет необходимости вводить какие-либо дополнительные члены. В условиях, когда поступление влаги к поверхности ограничено, E_p не является той скоростью испарения, которая наблюдалась бы, если бы поверхность была хорошо обеспечена влагой. Следовательно, E_p, определенное таким образом, можно рассматривать как кажущееся потенциальное испарение. Член E_{p0} в (10.35) принимался равным E_{pe}, т. е. потенциальному испарению при средних условиях минимальной крупномасштабной адвекции, для выражения которого имеется несколько формул (например, (10.23), (10.26), (10.29)). Такой подход называется методом «адвекции при сухой почве», так как отсутствие воды для испарения вследствие сухости региона снижает осушающий эффект крупномасштабной адвекции по сравнению с тем, каким он был бы за счет одних лишь атмосферных условий. Хотя этот подход разработан независимо от других, он, как видно из (10.42), похож на подход Мортона (Morton, 1976). Однако он не требует калибровки постоянных и применим для средних суточных данных вместо средних месячных.

Возможны и другие альтернативные подходы, меняющиеся в зависимости от конкретного выбора выражений для E_p и E_{pe}. Так, подставляя выражение (10.15) для E_p и (10.23) для E_{p0} в формулу (10.35), получаем следующее равенство (Brutsaert, Stricker, 1979):

$$E = (2\alpha_e - 1)\frac{\Delta}{\Delta + \gamma} Q_{ne} - \frac{\gamma}{\gamma + \Delta} E_A, \qquad (10.43)$$

где α_e составляет в среднем 1,26—1,28, а E_A определено соотношением (10.16). Альтернативный вариант этой формулы можно

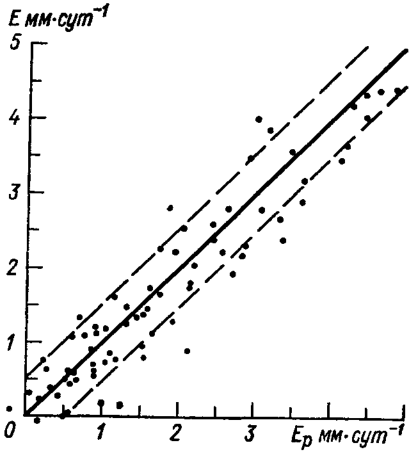


Рис. 10.6. Сравнение суточных значений фактической эвапотранспирации E_p, определенной по методу теплового баланса, и эвапотранспирации, рассчитанной по формуле (10.43) при $\alpha_e = 1{,}28$ и функции $f_e(\bar{u}_2)$, заданной выражением (10.17) (Brutsaert, Stricker, 1979).

было бы получить с помощью выражения (10.26) или другого аналогичного выражения вместо (10.23). Можно определить E_p и другим способом, помимо (10.15), например, с помощью тщательно калиброванного испарителя.

Формула (10.43) проверялась путем сравнения рассчитанных по ней средних суточных значений с величинами, полученными методом ТБВСП (см. параграф 10.1.Б) для сухого летнего периода в Гелдерланде. Как показано на рис. 10.6 и 10.1, согласие получилось в общем удовлетворительное. Обнаружилось также, что метод относительно нечувствителен к выбору значений α_e (см. (1.26) или (1.28)) и ветровой функции $f_e(\bar{u}_r)$ в выражении для E_A.

В заключение отметим, что при использовании этого метода требуются те же данные, что и при использовании уравнения Пенмана (10.15). Основное преимущество всех методов, основанных на дополнительной связи Буше,— возможность ограничиться только метеорологическими параметрами. В этом случае не нужны данные ни о влажности почвы, ни об устьичном сопротивлении растительности, ни о показателях степени сухости, используемых в других методах для уменьшения рассчитанного потенциального испарения и перехода к фактической эвапотранспирации. Метод «адвекции при сухой почве», выраженный формулой (10.43), имеет еще одну привлекательную особенность: он не нуждается в калибровке для определения параметров. В настоящее время этот метод проверен лишь на одной выборке данных, поэтому чтобы убедиться в эффективности его использования необходимы дальнейшие исследования.

10.3. В. Развитие идеи испарения в равновесных условиях

Непосредственное применение идеи

Условия равновесия, которые описаны в параграфе 10.2.В, встречаются в чистом виде, вероятно, весьма редко. Тем не менее в ряде работ отмечалось, что в некоторых случаях хорошим приближением для истинной скорости эвапотранспирации (в непотенциальных условиях) может служить величина E_e, определяемая выражением (10.21).

Эту мысль высказали Денмид и Макилрой (Denmead, McIlroy, 1970). Они приняли во внимание следующее: тогда как эффекты адвекции с наветренной стороны обычно стремятся поддержать потенциальное испарение на уровне, превышающем его предельное равновесное значение, эффекты дефицита почвенной влаги, напротив, способствуют снижению фактического испарения до уровня, меньшего его потенциального значения E_p. В соответствии с этим естественно предположить, что за исключением пустынь и условий локальной адвекции фактическая скорость эвапотранспирации не должна сильно отличаться от скорости испарения в равновесных условиях. Иными словами, величина E_e может служить в качестве простейшей оценки истинной скорости эвапотранспирации с посевов, т. е. можно принять

$$E = \alpha_a E_e, \tag{10.44}$$

где $\alpha_a = 1$ по средним часовым данным для пшеничного поля возле Канберры (Австралия). Хотя разброс был значительным, экспериментальные данные об испарении, полученные с помощью испарителя, показали, что выражение (10.44) дает хорошие результаты вплоть до значений E около 25 мВт·см$^{-2}$, однако при высокой интенсивности испарения величина E по этой формуле оказывается завышенной. Уилсон и Роуз (Wilson, Rouse, 1972) и Дейвис и Аллен (Davies, Allen, 1973) также отмечают, что полученные ими экспериментальные данные для разных полевых культур при умеренно засушливых условиях в провинции Онтарио не противоречат равенству (10.44) при $\alpha_a = 1$.

Однако в более засушливых условиях дело обстоит не столь просто. Роуз и др. (Rouse e. a., 1977), изучавшие испарение с субарктических поверхностей, покрытых вереском и низкорослым лесом, обнаружили, что в условиях влажной почвы значение α_a

близко к 1,26, в засушливых условиях оно ниже единицы и составляет в среднем около 0,95. Братсерт и Стриккер (Brutsaert, Stricker, 1979) отметили, что среднее за 74-дневный период значение E практически совпадает с E_e. Однако разброс при сопоставлении с данными средних суточных измерений E, как показано на рис. 10.7, был больше, чем аналогичный разброс значений E, рассчитанных с помощью формулы (10.43), т. е. по методу «адвекции при сухой почве» (см. рис. 10.6). Вильямс и др.

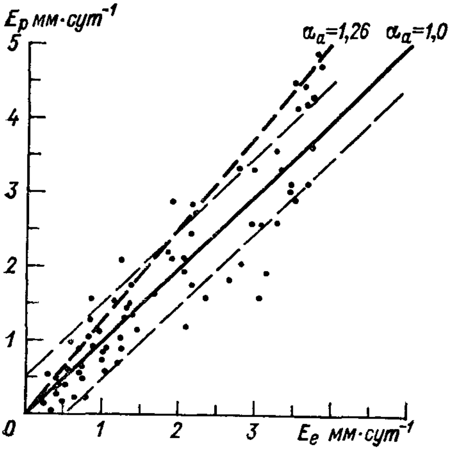


Рис. 10.7. Сравнение суточных значений равновесного испарения E_e, рассчитанных по формуле (10.21), и эвапотранспирации E_p, рассчитанной методом теплового баланса (Brutsaert, Stricker, 1979).

Гелдерланд, относительно засушливый период, июль—сентябрь 1976 г.; величина α_a рассчитана по формуле (10.44).

(Williams e. a., 1978), изучавшие засеянные травой пастбища в Британской Колумбии, подтвердили, что $\alpha_a = \alpha_e = 1{,}26$ при влажных условиях. Однако они отметили, что формула (10.44) при $\alpha_a = 1$ значительно завышает значения E для засушливых условий.

Этот краткий обзор свидетельствует о том, что формула (10.44) при $\alpha_a = 1$ может быть полезна при оценке средней эвапотранспирации, когда поступление влаги в почве не имеет сильных ограничений. Но надежность такой аппроксимации все еще не установлена.

Модификации эмпирических формул, учитывающих высыхание почвы

Поскольку коэффициент α_a в (10.44) изменяется в зависимости от доступности влаги, предпринимались попытки связывать α_a с увлажненностью верхнего слоя почвы или с другими параметрами. Так, в работе Дейвиса и Аллена (Davies, Allen, 1973) была предложена следующая эмпирическая формула:

$$\alpha_a = a\,[1 - \exp(-b\theta/\theta_f)], \qquad (10.45)$$

где θ — объемное содержание влаги в верхнем слое почвы глубиной 0,05 м; θ_f — аналогичная величина для всего слоя. Методом наименьших квадратов (рис. 10.8) были найдены следующие значения коэффициентов: $a=1{,}26$ и $b=10{,}563$ (для 22 случаев коэффициент корреляции составил 0,98). Формулу (10.45) применяли и другие исследователи (напр., Williams e. a., 1978; Barton, 1979). Мукаммал и Нейман (Mukammal, Neumann, 1977), которым не удалось согласовать свои данные с формулой (10.45), все же отмечали сходство в характере зависимости α_a от θ. Использование параметров влагосодержания поверхностного слоя почвы для определения α_a, вероятно, имеет смысл только в случае оголенной поверхности или в случае растительности с неглубокими корнями. Из проведенного анализа также видно, что связь между α_a и θ вряд ли имеет общий характер,— ее надо определять заново для

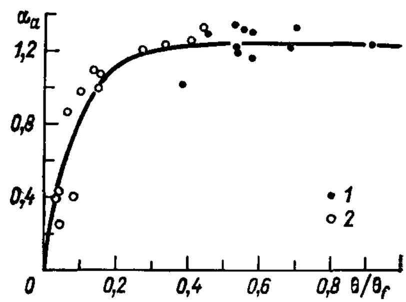


Рис. 10.8. Зависимость коэффициента α_a в формуле (10.44) от влагосодержания в верхнем слое почвы θ, нормированного на влагосодержание θ_f супеска, покрытого многолетним плевелом в Онтарио (Davies, Allen, 1973).

1 — влажное поле, *2* — сухое поле.

новых условий. Тем не менее зависимость $\alpha_a=\alpha_a(\theta)$, если такая существует, представляет интерес, так как она открывает возможность использования дистанционных измерений влаги в почве (см., напр., Schmugge, 1978).

Рассматривались также различные связи, включающие зависимость от дождевых осадков P. Так, Пристли и Тейлор (Priestly, Taylor, 1972) представили α_a в формуле (10.44) как функцию от интеграла $\int(E-P)\,dt$, который служил мерой накопленного дефицита влаги (см). Однако им не удалось обобщить свои результаты таким образом, чтобы определить, при каком значении этого дефицита интенсивность испарения начинает падать ниже потенциального испарения, соответствующего $\alpha_a=1{,}26$. Они пришли к выводу, что решение этой задачи требует более детального изучения движения влаги от почвы к растению и наоборот. Шаттелворт и Калдер (Shuttleworth, Calder, 1979), проводившие сравнение равновесного испарения с данными о ежегодном испарении с поверхности леса серебристой ели в Уэлсе и леса шотландской ели в Норфольке, вывели следующую зависимость:

$$E=(0{,}72\pm0{,}07)\,E_e+(0{,}27\pm0{,}08)\,P. \qquad (10.46)$$

Авторы, однако, подчеркивают, что это уравнение годится только в тех условиях, для которых оно получено.

Методы водного баланса

Методы водного баланса основаны на принципе сохранения массы воды, участвующей в том или ином гидрологическом цикле. Согласно этому принципу, в любом контролируемом объеме разность притока и стока влаги равна изменению ее запаса. Соответственно этому скорость испарения можно определить как неизвестный остаточный член уравнения баланса, если все остальные члены определены независимо. Методы водного баланса намного проще остальных, но их применение часто встречает трудности и оказывается непрактичным. Поэтому они используются реже, чем аэродинамические методы или методы теплового баланса. Тем не менее простота физического обоснования является привлекательной чертой метода водного баланса, и в отдельных случаях он вполне приемлем. В настоящей главе дается краткое описание нескольких способов практического применения этого метода.

11.1. Водный баланс суши

11.1. А. Испарение и фильтрация почвенных вод

Экспериментальное определение в полевых условиях

Локальное испарение с поверхности суши, покрытой растительностью или лишенной ее, рассчитывается с помощью уравнения водного баланса для слоя почвы. Для столба почвы высотой h_{s0} и единичной горизонтальной площади справедливо следующее уравнение водного баланса, позволяющее определять скорость испарения, если все другие члены уравнения определены как средние значения за время взятия пробы:

$$E = -\frac{1}{h_{s0}} \int_0^{h_{s0}} \frac{\partial \theta}{\partial t} dz + (P + q_{ri} + q_{si}) - (q_d + q_{r0} + q_{s0}). \qquad (11.1)$$

Здесь z — вертикальная координата, направленная вниз (на поверхности $z=0$); θ — удельное содержание почвенной влаги как объемной фракии; P — эсадки (или обводнение); q_d — фильтрация или дренаж на нижней границе слоя при $z=h_{s0}$; q_{ri} — горизонтальный приток влаги на поверхности почвы; q_{r0} — сток; q_{si} и q_{s0} — соответственно горизонтальный приток и сток в результате движения почвенных вод. В большинстве случаев разность величин, выражающих горизонтальные потоки, пренебрежимо мала. Тогда уравнение водного баланса (11.1) принимает вид

$$E = -\frac{1}{h_{s0}} \int_0^{h_{s0}} \frac{\partial \theta}{\partial t} dz + P - q_d. \tag{11.2}$$

Средние значения конечно-разностного аналога производной $\partial\theta/\partial t$ на границе z определяются разными методами. В ранних полевых экспериментах, связанных с ирригацией сельскохозяйственных культур (напр., Israelsen, 1918; Edlefsen, Bodman, 1941), метод состоял во взятии образцов почвы и их взвешивании до и после высушивания в печи. Недавно стали применять метод нейтронного рассеяния и другие методы (напр., Schmugge e. a., 1980), которые позволяют проводить измерения почвенной влаги на месте, т. е. непосредственно в поле.

Обсуждаемый метод, вероятно наиболее пригоден, когда величина q_d пренебрежимо мала, так что испарение является единственным механизмом убывания содержания влаги в почве. Тем не менее при наличии дополнительной информации можно надеяться получить достоверные оценки q_d, тогда область приложений метода расширится.

Удельный поток влаги $\mathbf{v}_s$ в однородной почве описывается обобщенным законом Дарси, который для частично насыщенной почвы был предложен Букингэмом (Buckingham, 1907) и Ричардсом (Richards, 1931) в виде

$$\mathbf{v}_s = -k\left(\frac{1}{\gamma_w} \nabla p_w - \nabla z\right), \tag{11.3}$$

где p_w — давление почвенной влаги (отрицательное давление, называемое также всасыванием или напряжением); $\gamma_w = \rho_w g$ — удельный вес воды; $k = k(\theta)$ — гидравлическая, или капиллярная проводимость (ось z направлена вниз). Поскольку θ является функцией давления почвенной влаги, p_w и k также следует рассматривать как функцию этого давления. На рис. 11.1 приведены

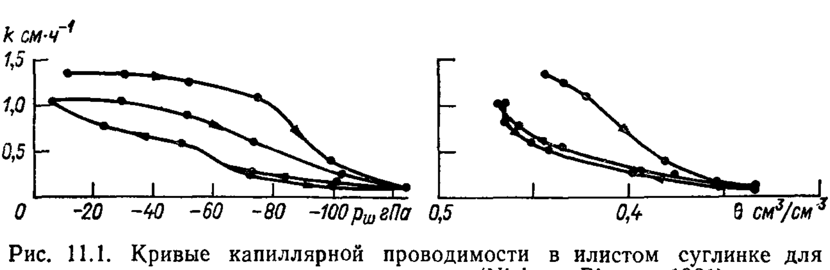


Рис. 11.1. Кривые капиллярной проводимости в илистом суглинке для циклов увлажнения и высыхания (Nielsen, Biggar, 1961).

Зависимость $k(p_w)$ имеет гистерезисный характер в отличие от зависимости $k(\theta)$; в этих опытах начальный цикл отличается от последующих уплотнением почвы в результате начального применения отрицательного давления.

функции $k(\theta)$ и $k(-p_w)$ для илистой глины. Зависимость $k(-p_w)$ подвержена существенным гистерезисным изменениям; для функции $k(\theta)$ это не характерно. На рис. 11.2 показана зависимость θ от $-p_w/\gamma_w$ для песчаной почвы. Эта связь также характеризуется существенными гистерезисными изменениями. Иными словами, как $k=k(-p_w)$, так и $\theta=\theta(-p_w)$, зависят от последовательности процессов увлажнения и высыхания, от которых, в свою очередь, зависит влагосодержание в почве θ. Ясно, что в случае только вы-

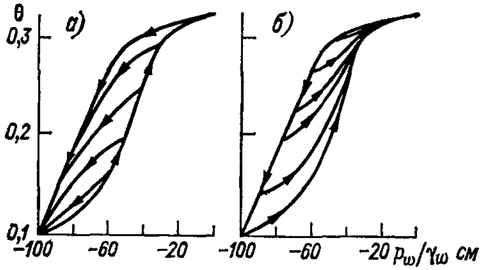


Рис. 11.2. Кривые, характеризующие зависимость гистерезисного типа объемного влагосодержания θ от давления почвенной влаги p_w/γ_w в песчаных дюнах Аделаиды для условий высыхания (*а*) и увлажнения (*б*) (Talsma, 1970).

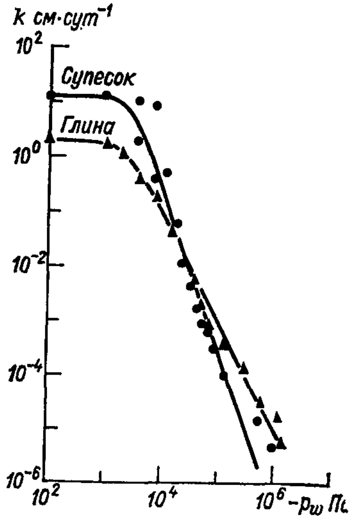


Рис. 11.3. Зависимость капиллярной проводимости k при температуре 25 °С от давления всасывания $-p_w$ для мелкозернистого супеска и глины (Gardner, Fireman, 1958). Расчеты по формуле (11.6).

сыхания или только увлажнения нет необходимости принимать во внимание гистерезис. На рис. 11.3 показано изменение k в зависимости от $-p_w$ во время дренажного цикла для супеска мелкозернистой структуры и глины.

Вертикальная компонента $\mathbf{v}_s$ записывается в виде

$$v_{sz}=-k\left(\frac{1}{\gamma_w}\frac{\partial p_w}{\partial z}-1\right). \qquad (11.3')$$

В данном случае выражение (11.3′) можно использовать для определения скорости направленного вниз дренажа $q_d=v_{sz}$ при условии, что имеются данные о величинах $\partial p_w/\partial z$ (в конечно-разностной форме) и $k(\theta)$. Давление почвенной влаги p_w в точке z измеряется с помощью тензометра. Этот прибор (рис. 11.4), усовершенствованный Гарднером и др. (Gardner e. a., 1922), Корневым (Kornev, 1924), Израэльсеном (Israelsen, 1926), Ричардсом (Richards, 1949) и другими, представляет собой водяной манометр с датчиком в виде пористой чаши с очень чистыми порами для обеспечения постоянного контакта (без просачивания воздуха) почвенной влаги и воды в манометре. Капиллярная проводимость k как функция содержания влаги θ определяется разными методами. Для наших целей предпочтительны полевые методы, не нарушающие вертикальной структуры почвы. Результаты экспериментального определения функции $k(\theta)$ с помощью соотношений (11.2) и (11.3) при отсутствии осадков изложены в ряде работ (Ogata, Richards, 1957; Nielsen e. a., 1964, 1973; Davidson e. a., 1969; Baker e. a., 1974). Данные этих полевых работ дополняют исследования, проведенные лабораторными методами (напр., Brutsaert, 1967; Klute, 1972).

В ряде полевых исследований (напр., Richards e. a., 1956; Nielsen e. a., 1973) было отмечено, что в период вертикального перераспределения почвенной влаги на глубинах 1 м и более, где поверхностное испарение не оказывает влияния, гидравлический градиент редко отличается от единицы. Это позволяет приближенно представить (11.3) в виде

$$q_d = k. \tag{11.4}$$

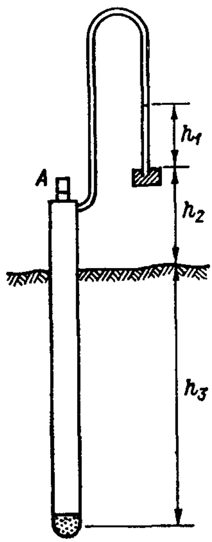


Рис. 11.4. Схема тензометра для полевых измерений.

Жидкостный, например ртутный, манометр имеет столбик высотой h_1 над уровнем поверхности резервуара h_2; пористая чаша установлена на глубине h_3 и наполнена водой, находящейся в контакте с почвенной влагой; в точке A основная трубка открывается для наполнения водой и для выпускания пузырьков воздуха.

В таком случае, значение q_d можно рассчитать приближенно, измерив лишь содержание влаги в почве на глубине $z = h_{s0}$ при условии, что известна функция $k = k(\theta)$.

Возможны и другие более простые способы определения q_d. Так, например, Тэннер и Джири (Tanner, Jury, 1976) представили значение q_d как экспоненциальную функцию содержания влаги. Во многих ситуациях, особенно на стадии высыхания (см. (11.12)), интенсивностью направленного вниз дренажа можно пренебречь, но в каждом отдельном случае это надо проверять.

Измерения влагосодержания почвы и давления влаги на разных уровнях не просты и требуют осторожности. Поэтому метод, основанный на таких измерениях, применим лишь в благоприятных условиях и рекомендовать его в качестве стандартного метода нельзя. В частности, этот метод трудно, если вообще можно, применять при наличии хотя бы одного из следующих условий: близость уровня грунтовых вод к поверхности; частые и обильные дожди; отсутствие данных о суммарных горизонтальных притоках влаги; высокая интенсивность дренажа и изменчивость свойств почвы. Естественно, что достигаемая при таком методе точность существенно зависит от местных условий. Примеры определения испарения по измерениям в почве можно найти в работах Йенсена (Jensen, 1967), Дэвидсона и др. (Davidson e. a., 1969), Шолла и Гибберта (Scholl, Hibbert, 1973).

Некоторые теоретические расчеты для оголенной почвы

Влага, испаряющаяся с оголенной поверхности, поступает к поверхности из нижних слоев почвы. Точное описание такого переноса довольно сложно (см., напр., Philip, 1957; De Vries, 1958), так как он осуществляется как в жидкой, так и в газообразной фазах, что вынуждает включить в рассмотрение не только градиент давления и силу тяжести, но и градиент температуры и тепловой поток в почве, а также градиенты концентрации солей. Тем не менее было обнаружено, что в большинстве случаев, представляющих интерес, главные особенности испарения вблизи поверхности почвы можно получить на основе уравнения изотермического потока, т. е. закона Дарси (11.3). Особенно интересны две ситуации — испарение при наличии грунтовых вод и нестационарное испарение при отсутствии грунтовых вод.

1. Стационарное испарение при наличии грунтовых вод

В этом случае вода поднимается от уровня грунтовых вод к поверхности почвы, где она расходуется на испарение. В случае вертикальной координаты, направленной вверх, начало отсчета которой ($z=0$) расположено на уровне грунтовых вод, где $p_w=0$, из соотношения (11.3′) при условии $E=v_{sz}$ следует

$$z=\frac{-1}{\gamma_w}\int\limits_0^{x-p_w}\frac{dx}{1+E/k(x)}. \qquad (11.5)$$

При однородной и вертикальной структуре почвы это выражение легко интегрируется, если известна капиллярная проводимость $k(p_w)$ как функция давления почвенной влаги. Заметим, что в формуле (11.3) капиллярная проводимость определялась как функция $k(\theta)$. Однако, поскольку содержание воды является функцией от капиллярного давления почвенной влаги p_w, k также является фукнцией от p_w. Предлагалось несколько выражений функции $k(p_w)$. Гарднер (Gardner, 1958) пришел к выводу, что для большинства типов почв можно пользоваться следующим эмпирическим выражением:

$$k=\frac{a}{(-p_w/\gamma_w)^n+b}, \qquad (11.6)$$

где a, b и n — постоянные. Эта функция представлена на рис. 11.3 для двух типов почв. Отметим, что отношение a/b представляет собой капиллярную проводимость при насыщении (обозначим ее через k_0); тогда b — это величина $(-p_w/\gamma_w)^n$ при $k=k_0/2$, причем n изменяется в интервале от 2 (для глинистых почв) до 4 и более (для песчаных почв). Гарднер (Gardner, 1958) рассчитал интеграл (11.5) с учетом (11.6) при $n=1$; $^3/_2$; 2; 3 и 4.

Выражение (11.5) дает распределение по вертикали давления почвенной влаги для любой заданной скорости испарения E. Если скорость испарения E невелика, а грунтовые воды залегают на малой глубине, то значение $-p_w$, т. е. всасывание почвенной влаги на поверхности почвы, относительно мало и поверхность почвы близка к насыщению. В этом случае интенсивность испарения регулируется атмосферными условиями, а не способностью почвы переносить влагу. Однако при возрастании осушающей способности воздуха или понижении уровня грунтовых вод (что в свою очередь увеличивает всасывание на поверхности почвы) увеличивается скорость подъема воды вверх и интенсивность испарения. Но в конце концов наступает предел, выше которого интенсивность испарения не поднимается. В такой ситуации испарение полностью определяется способностью почвы переносить воду — безотносительно к осушающему воздействию воздуха, т. е. реализуется потенциальное испарение. Для практических целей можно с достаточной степенью точности допустить, что фактическое испарение меньше, чем потенциальное или предельное испарение $E_{\lim}$.

Приближенное значение предельного испарения $E_{\lim}$ можно получить, предположив, что поверхность почвы на $z=d_w$ почти сухая или соответствует полевой влагоемкости почвы, так что $-p_w \to \infty$ и $k \to 0$. Интегрируя (11.5) с учетом (11.6), получаем следующую связь между предельной интенсивностью испарения и уровнем грунтовых вод (см., напр., Cisler, 1969):

$$d_w = \frac{\pi}{n \sin(\pi/n)} \left(\frac{a}{a + bE_{\lim}}\right) \left(\frac{a + bE_{\lim}}{E_{\lim}}\right)^{1/n}. \tag{11.7}$$

Поскольку во многих случаях $a \gg bE_{\lim}$, приближенно получаем

$$E_{\lim} = a \left[\frac{\pi}{n \sin(\pi/n)}\right]^n d_w^{-n}. \tag{11.7'}$$

Из выражения (11.7′) следует, что $E_{\lim}$ пропорционально d_w^{-n}. Как видно из рис. 11.5, экспериментальные данные подтверждают эту

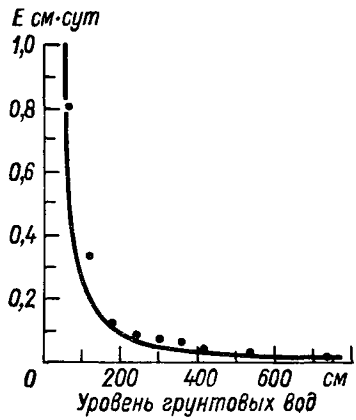


Рис. 11.5. Сопоставление экспериментальных данных об испарении столба глинистой почвы (точки) с теоретической кривой, рассчитанной с помощью интегрирования (11.3′) (Gardner, Fireman, 1958).

В (11.3′) k (см·сут$^{-1}$) задается, согласно (11.6), выражением $k = 1000/(p_m^2 + 565)$, где p_w выражено в гектопаскалях.

закономерность. Заметим, однако, что теоретическая кривая на рис. 11.5, хотя и близка к функции (11.7′), но не совпадает с ней. В опытах Гарднера и Файермена (Gardner, Fireman, 1958) рассматриваемый столб почвы составлял 1 м, а уровень грунтовых вод моделировался путем создания отрицательного давления у основания этого столба. При интегрировании (11.3′) именно это давление принималось за нижний предел вместо нуля, как в (11.5). Поскольку бóльшая часть сопротивления потоку имеет место вблизи вершины столба почвы, где всасывание почвенных вод наибольшее, ошибка за счет того, что рассматриваемый в модели столб почвы не доходит до уровня грунтовых вод, невелика.

Модель, на которой основана формула (11.7′), является слишком упрощенной. Перенос водяного пара особенно важен вблизи поверхности почвы, так что предельная интенсивность испарения может оказаться больше, чем расчетная. По оценке Гарднера (Gardner, 1958), это превышение составляет около 20 %. В любом случае данные рис. 11.5 характеризуют достоверность модели изотермического потока применительно к стационарному испарению при наличии постоянного уровня грунтовых вод.

Уиллис (Willis, 1960) использовал формулу (11.5) для изучения установившегося потока от уровня грунтовых вод в слое почвы, состоящей из двух слоев разного типа. Он пришел к заключению, что с точки зрения большинства практических целей наличие неоднородностей мало влияет на величину E, если d_w относительно велико. Эффект стратификации был четко выражен лишь в случае системы с крупнозернистой почвой, лежащей над почвой с тонкой структурой, но не для обратного случая.

2. Неустановившееся высыхание почвы при отсутствии грунтовых вод

Высокий уровень грунтовых вод, поддерживаемый на постоянной глубине,— не такое уж частое явление. Значительно чаще испаряющаяся с поверхности вода поступает в результате освобождения влаги, накопленной в почве. Для удобства решения задачи разобьем процесс высыхания почвы на две стадии.

На первой стадии, которая преобладает до тех пор, пока почва сохраняет достаточную влажность, интенсивность испарения регулируется прежде всего атмосферными условиями; поэтому ее часто называют предельной интенсивностью испарения. Ясно, что при постоянных атмосферных условиях интенсивность высыхания постоянная. Длительность первой стадии зависит от интенсивности испарения и способности почвы обеспечивать этот процесс. Испарение на этой стадии лучше всего рассчитывать по данным измерений в атмосфере.

По мере того как почва высыхает, снабжение поверхности водой в конце концов падает ниже уровня, который обеспечивает испарение, определяемое только атмосферными условиями. На этой второй стадии интенсивность испарения ограничена условиями в почве и свойствами ее структуры. Переход от первой ко второй стадии может быть внезапным, если говорить о некоторой данной точке на поверхности, но в масштабе всего поля он обычно постепенный. Как заметили Джексон и др. (Jackon e. a., 1976), такой переход от первой ко второй стадии иногда сопровождается изменением альбедо. На второй стадии высыхания влага движется главным образом в результате диффузии водяного пара в почве. После того как почва очень сильно высохла, перенос влаги становится чувствителен к градиентам температуры в почве. Когда почва становится совсем сухой, интенсивность испарения обычно так мала, что с точки зрения гидрологии ею можно пренебречь. Таким образом, на стадии уменьшения испарения, по крайней мере в начальный период, влага движется как жидкость. И хотя этот вопрос очень сложен (см., напр. Philip, 1957; Cary, 1967), имеющиеся данные показывают, что, как и в случае установившегося испарения, важные особенности стадии уменьшения испарения в процессе высыхания можно уловить с помощью простой модели изотермического потока.

Основное уравнение для расчетов получается путем объединения уравнения неразрывности почвенной влаги с законом Дарси (11.3). Для изотропной почвы и несжимаемой жидкой влаги такое преобразование приводит к уравнению Ричардса (Richards, 1931), которое имеет вид

$$\frac{\partial\theta}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial z}\left(k\,\frac{\partial\,(p_w/\gamma_w)}{\partial z}-k\right). \qquad (11.8)$$

Уравнение (11.8) часто записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial\theta}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial z}\left(D\,\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)-\frac{\partial k}{\partial z}, \qquad (11.9)$$

где, согласно определению,

$$D=k\,[d\,(p_w/\gamma_w)/d\theta]$$

— коэффициент диффузии почвенных вод (см., напр., Klute, 1952). Решение уравнения (11.9) оказывается довольно сложным в основном потому, что функции $D=D(\theta)$ и $k=k(\theta)$ в высшей степени нелинейны, а функция $D(\theta)$ в условиях чередования увлажнения и высыхания обладает свойствами гистерезиса (см., напр., Staple, 1976).

Упрощенное решение, имеющее большую практическую ценность, можно получить, если рассматривать вторую стадию высыхания как задачу о десорбции. Такую формулировку впервые применил Гарднер (Gardner, 1959). В его работе сделаны следующие допущения. Во-первых, предполагается, что эффект гравитации пренебрежимо мал, так что второй член справа в уравнении (11.9) можно опустить. Иными словами, допускается, что высыхание вертикального столба почвы такое же, как и горизонтального. В результате уравнение (11.9) принимает вид

$$\frac{\partial\theta}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial z}\left(D\,\frac{\partial\theta}{\partial z}\right). \qquad (11.10)$$

Во-вторых, принимаются следующие начальные и граничные условия:

$$\theta=\theta_i,\ z\geqslant 0,\ t=0; \tag{11.11}$$

$$\theta=\theta_0,\ z=0,\ t>0, \tag{11.11'}$$

где θ_i — начальное содержание влаги в почве; θ_0 — содержание влаги на предположительно сухой поверхности почвы. Таким образом, согласно (11.11) предполагается, что в начальный момент времени влагосодержание однородно по вертикали, а согласно условию (11.11′), предполагается, что влагосодержание на поверхности всегда очень низкое. Эти условия эквивалентны допущению о том, что предельная энергия высыхания, т. е. потенциальное испарение настолько велико, что продолжительность первой стадии высыхания пренебрежимо мала.

До сих пор не найдено общего точного решения уравнения (11.10) с начальными и граничными условиями (11.11) и (11.11′). Имеются только приближенные решения и решения для некоторых заданных профилей коэффициента диффузии. Гарднер (Gardner, 1959) использовал два решения: линеаризированное решение, полученное с помощью среднего взвешенного коэффициента диффузии, рассчитанного методом Кранка, и решение, представленное графически и полученное методом итераций для коэффициента диффузии экспоненциального вида. Коэффициент диффузии в виде экспоненты подходит для большинства почв, по крайней мере в случае интенсивного увлажнения (Brutsaert, 1979b). Подробный обзор методов решения выходит за рамки данной книги. Наиболее интересное свойство любого решения уравнения (11.10) с начальными и граничными условиями (11.11) и (11.11′), независимо от метода решения и предполагаемого вида профиля коэффициента диффузии $D(\theta)$, состоит в том, что общий объем воды, изъятой из почвы, оказывается пропорциональным квадратному корню из времени. Это видно, если с помощью преобразования Больцмана $\varphi=zt^{-1/2}$ привести уравнение (11.10) к обыкновенному дифференциальному уравнению. Итак, скорость испарения можно представить в виде

$$E=1/2D_e t^{-1/2}, \tag{11.12}$$

где D_e — величина, обычно называемая коэффициентом десорбции; она постоянна при заданных параметрах почвы θ_i и θ_0.

Гарднер (Gardner, 1959) получил хорошее согласование результатов расчетов по формуле (11.12) с данными об интенсивности испарения столба глинистой почвы высотой 100 см (в лабораторных условиях), однородно увлажненного в начальный момент, подвергнутого интенсивному потенциальному испарению (скорость испарения около 4 см·сут$^{-1}$). Эти результаты показаны на рис. 11.6. Столб почвы был достаточной высоты, чтобы можно было его рассматривать как полубесконечный в течение 100 дней. Аналогичная зависимость, полученная по данным полевых измерений среднего суточного испарения с оголенной песчаной поверхности, показана на рис. 11.7. На основании этих данных, полученных Блэком и др. (Black e. a., 1969) с помощью весового испарителя был рассчитан коэффициент десорбции D_e. Он оказался равным 0,496 см·сут$^{-1/2}$ Блэк и др. (Black e. a., 1969) сравнили этот результат с линеаризированным решением для коэффициента десорбции, а именно

$$D_e = 2\,(\theta_i - \theta_0)\,(\bar{D}/\pi)^{1/2},$$

где $\bar{D}$ — средний взвешенный коэффициент десорбции.

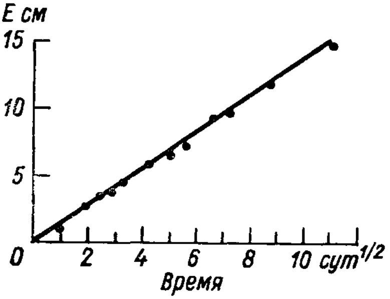


Рис. 11.6. Зависимость суммарного испарения E с оголенной поверхности почвы от времени.

По данным лабораторных опытов со столбиком глины высотой 1 м (Gardner, 1959).

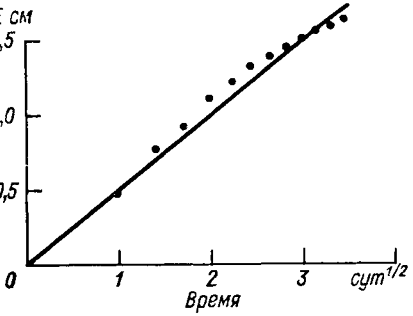


Рис. 11.7. Зависимость суммарного испарения E с оголенной поверхности почвы от времени. По данным полевых измерений с помощью весового испарителя (Black e. a., 1969).

Прямая линия — расчет по формуле (11 12) при коэффициенте десорбции D_e=0,496 см×сут$^{-1/2}$.

Применив метод Кранка, согласно которому

$$\bar{D} = 1{,}85/(\theta_i - \theta_0)^{1{,}85} \int_{\theta_0}^{\theta_i} (\theta_i - \theta)^{0{,}85} D(\theta)\, d\theta,$$

они рассчитали $\bar{D}$ по образцам почвы и получили $\bar{D} = 10$ см^2·сут$^{-1}$. Тогда при $\theta_i - \theta_0 = 0{,}12$ линеаризированное решение дает $D_e = 0{,}43$ см·сут$^{-1/2}$, что на 13 % меньше значения, приведенного выше. Учитывая естественную изменчивость почвы, а также возможные ошибки за счет линеаризации, такое согласование следует признать хорошим. Блэк и др. (Black e. a., 1969) предположили, что после дождя испарение отклоняется от закономерности типа $t^{-1/2}$ из-за конечности глубины увлажнения. Тем не менее по данным испарителя они смогли смоделировать ход испарения в течение всего лета, применяя зависимость (11.12) для расчета испарения после каждого дождя. В эксперименте продолжительность первой стадии высыхания была так коротка, что ею можно было пренебречь. Это объясняется большим потенциальным испарением с песчаной поверхности. При более умеренных условиях высыхания или в случае почв более однородной структуры, первая стадия высыхания должна при анализе учитываться.

В условии (11.11) начальное влагосодержание принимается однородным. Но к началу второй стадии высыхания распределение влагосодержания очень редко остается однородным, так что последующее испарение должно зависеть от исходного распределения θ. Оно, в свою очередь, зависит от интенсивности испарения во время первой стадии и от ее продолжительности. Тем не менее, согласно лабораторным опытам Гарднера и Гиллела (Gardner, Hillel, 1962), эта первая стадия высыхания длится очень недолго, а вскоре после ее окончания интенсивность испарения становится независимой от исходной интенсивности высыхания и зависит только от влагосодержания почвы. Это означает, что та же самая функция высыхания, а именно выражение (11.12) для высокоинтенсивного потенциального испарения, должна дать хорошее представление о суммируемом по времени испарения при любом потенциальном испарении, если правильно определить момент перехода ко второй стадии высыхания. В качестве первого приближения этот момент времени может быть принят равным

$$t = (\sum E_{p1}/D_e)^2,$$

где $\sum E_{p1}$ — просуммированное испарение к концу первой стадии.

Решение задачи в виде (11.12) и его экспериментальное обоснование относятся к идеальным ситуациям. Для большинства случаев в полевых условиях такие факторы, как стратификация почвы, глубинная фильтрация или просачивание вниз, неопределенность распределения влаги к концу первой стадии высыхания и другие, усложняют понимание процесса. Несмотря на недостатки и возможные теоретические возражения, выражение (11.12) может все же при определенных условиях использоваться в качестве простой параметрической связи для расчетов средней суточной интенсивности испарения с оголенной почвы на второй стадии высыхания. На практике D_e лучше всего определяется по результатам полевых испытаний в течение одного или двух случаев высыхания, когда E можно определить независимо. Если это невозможно, то значение D_e рассчитывается путем решения уравнения (11.10) при условиях (11.11) и (11.11′).

11.1. Б. Различные водосборные бассейны

Для обширной площади суши среднюю интенсивность испарения можно получить, исходя из уравнения водного баланса, записанного в следующем виде:

$$E = P + [(Q_{ri} + Q_{gi}) - (Q_{ro} + Q_{go}) - dS/dt]/A, \qquad (11.13)$$

где P — интенсивность выпадения осадков (средняя за период взятия проб); Q_{ri} и Q_{ro} — соответственно приток воды к поверхности и сток с нее; Q_{gi} и Q_{g0} — соответственно приток и сток грунтовых вод; S — запас воды; A — площадь поверхности рассматриваемого слоя.

Использование средних годовых данных

Поскольку измерить запасы влаги и приток и сток грунтовых вод очень трудно, уравнение (11.13) чаще всего применяется для климатологических расчетов испарения E. Прежде всего можно предположить, что в среднем за год величина dS/dt почти равна нулю, а для достаточно большой площади и разность $Q_{gi} - Q_{g0}$ пренебрежимо мала по сравнению с другими членами уравнения. Более того, если водосборная площадь является естественным бассейном, то значение Q_{ri} равно нулю; в случае искусственного водообмена между бассейнами оно обычно точно известно. Отсюда, если обозначить через $q_r = (Q_{r0} - Q_{ri})/A$ осредненный сток с поверхности на единицу площади бассейна, то (11.13) упрощается следующим образом:

$$E = P - q_r. \tag{11.14}$$

Значение E, полученное с помощью (11.14), может быть использовано для проверки или калибровки других методов расчета, по крайней мере тех из них, которые применимы для средних годовых данных.

Формула (11.14) использовалась для выявления некоторых простых эвристических связей, представляющих определенный интерес. Так, Шрайбер (Schreiber, 1904) заметил, что когда P уменьшается, то уменьшается и значение q_r, но если P увеличивается, то q_r стремится к такому же значению, но не достигает его. Соответственно этому, он предложил следующую интерполяционную формулу для годового стока рек Центральной Европы:

$$q_r = P \exp\left(-\frac{a}{P}\right), \tag{11.15}$$

где a — постоянная для данного бассейна. Данные Шрайбера показывают, что a составляет примерно 46—80 см для верховьев и равнин и 80—115 см для средних условий. По его подсчетам ожидаемая ошибка при таком подходе может быть порядка 10—15 % для средних годовых значений и около 5 % для средних данных за несколько лет. С помощью (11.14) и (11.15) годовое испарение можно представить в виде

$$E = P\left[1 - \exp\left(-\frac{a}{P}\right)\right]. \tag{11.16}$$

Согласно Будыко (1948, 1971), Ольдекоп в 1911 г. в качестве a в формуле (11.16) принял величину потенциального испарения E_p, т. е. максимально возможное испарение в данных условиях. и предложил следующее выражение:

$$E = E_p \operatorname{th}\left(\frac{P}{E_p}\right). \tag{11.17}$$

В результате аналогичных рассуждений Будыко (1948, 1971) предложил следующие выражения:
достоверное при очень засушливых условиях

$$\frac{q_r}{P} \to 0 \text{ или } \frac{E}{P} \to 1 \text{ при } \frac{R_{ne}}{P} \to \infty; \qquad (11.18)$$

достоверное при очень влажных условиях

$$E \to R_{ne} \text{ при } \frac{R_{ne}}{P} \to 0. \qquad (11.19)$$

Здесь R_{ne} — средний годовой радиационный баланс, выраженный в эквивалентных единицах испарения. Для средних условий Бу-

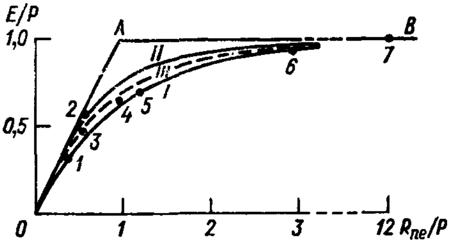


Рис. 11.8. Отношение годового испарения E/p как функция радиационного индекса сухости R_n/P (Будыко, 1948).

Линии AB и OA соответствуют выражениям (11.18) и (11.19), I, II, III — расчет по формулам (11.20), (11.21), (11.22); точки — экспериментальные данные 1 — Лапландия, 2 — Центральная Германия, 3 — Ява, 4 — восточное побережье США, 5 — Иркутск, 6 — пустыня Гоби, 7 — Египет.

дыко применил интерполяционные формулы, аналогичные уравнениям (11.16) и (11.17), а именно:

$$E = P\left[1 - \exp\left(-\frac{R_{ne}}{P}\right)\right], \qquad (11.20)$$

$$E = R_{ne} \operatorname{th}\left(\frac{P}{R_{ne}}\right). \qquad (11.21)$$

Результаты расчета по этим формулам приведены на рис. 11.8. Поскольку эмпирические данные легли между кривыми I и II, Будыко предложил использовать для расчетов среднее геометрическое из этих выражений

$$E = \left\{R_{ne} P \operatorname{th}\left(\frac{P}{R_{ne}}\right)\left[1 - \exp\left(-\frac{R_{ne}}{P}\right)\right]\right\}^{1/2}, \qquad (11.22)$$

Данные расчета по этой формуле показаны на рис. 11.8 (см. кривую III).

Рассуждения Шрайбера, приводящие в равенствам (11.15) и (11.16), фактически подтверждаются в работе Турка (Turc, 1954, 1955), который, исходя из данных о средних годовых дождевых осадках и о стоке в больших речных бассейнах, сделал вывод о том, что если P увеличивается, то E увеличивается лишь до определенного предела и не превышает максимального значения испарения L_T. Этим он подтвердил эвристическую формулу типа

$$E/L_T = P/L_T/[1 + (P/L_T)^a]^{1/a},$$

где a — постоянная.

Проверив это выражение на большом числе данных для разных климатических зон, Турк предложил следующие формулы для расчета годового испарения:

$$E = P\,[0{,}9 + (P/L_T)^2]^{1/2} \quad \text{при} \quad P/L_T > 0{,}316, \qquad (11.23)$$
$$E = P \quad \text{при} \quad P/L_T < 0{,}316.$$

Максимальное испарение L_T и средняя годовая температура T_a(°С) связаны эмпирической формулой

$$L_T = 300 + 25T_a + 0{,}05T_a^3.$$

Турк также предложил использовать этот метод для 10-дневных периодов осреднения данных, полученных по испарителям, путем построения дополнительных эмпирических связей. Пайк (Pike, 1964), однако, обнаружил, что лучшие результаты дает несколько видоизмененный вариант формулы (11.23), а именно использование слагаемого 1,0 вместо 0,9 и величины E вместо L_T, определяемой по формуле (10.15) (или по данным испарителя) для открытой водной поверхности.

Предположение о пропорциональности реального испарения потенциальному

Предпринимались попытки использовать уравнение (11.13) для периодов короче одного года. При этом возникала необходимость косвенно рассчитывать член ds/dt в уравнении

$$E = P - q_r - (ds/dt), \qquad (11.24)$$

где $s = S/A$ — активный запас влаги на единицу площади.

Одним из таких методов расчета ds/dt является метод Будыко (1971), основанный на использовании метеорологических и гидрологических сетевых данных. При этом допускается, что испарение пропорционально потенциальному испарению E_p, а именно

$$E = E_p s/s_0, \qquad (11.25)$$

где s — запасы влаги, накопленные в верхнем слое почвы глубиной 1 м; s_0 — критическое значение s, при повышении которого E становится равным E_p. И хотя вопрос не совсем ясен, оказывается, что это значение E_p весьма близко к рассчитанному по методу Пенмана (10.15) (Будыко, 1971). Другими словами, E_p — это кажущаяся потенциальная эвапотранспирация, поскольку она рассчитывается по метеорологическим данным, которые соответствуют преобладающим, а не потенциальным условиям. В параграфе 10.2.А было отмечено, что эти условия не совпадают с условиями, которые имели бы место в случае поверхности, хорошо снабженной влагой. Установлено, что величина s_0 в выражении (11.25) обычно составляет 10—20 см и изменяется в зависимости от времени года и места наблюдений. Величину s_0 можно получить путем калибровки. Запасы влаги в почве s, используемые в уравнении (11.25), нельзя определять для региона. Эту величину можно исключить с помощью дополнительного соотношения (11.24). Если E, P и q_r — средние месячные значения, s_1 — запасы влаги, накопленные в активном слое почвы к началу месяца, а s_2 — запасы влаги, накопленные к концу месяца, то уравнение (11.24) можно представить в виде

$$E = P - q_r + s_1 - s_2. \tag{11.26}$$

Тогда формула (11.25) запишется в следующем виде:

$$\begin{aligned} &E = E_p \frac{s_1 + s_2}{2s_0} \quad \text{для} \quad 0 < \frac{s_1 + s_2}{2} < s_0, \\ &E = E_p \quad \text{для} \quad \frac{s_1 + s_2}{2} \geqslant s_0. \end{aligned} \tag{11.27}$$

Применяя этот метод в условиях экстремального недостатка влаги, когда сток прекращается и $q_r = 0$, испарение можно рассчитать путем последовательных приближений. Исходное значение s_1 для первого месяца берется произвольно; уравнение (11.26) дает значение s_2; подставляя s_2 в формулу (11.27), получаем значение E для первого месяца. Такая же процедура проделывается для второго месяца; при этом значение s_2 для первого месяца принимается за величину s_1 для второго и т. д. Затем сумма всех месячных значений E сравнивается со средним годовым значением P. Отношение этих двух величин позволяет приближенно оценить значение s_1 для первого месяца, после чего процесс следует начать сначала. Итерация продолжается до тех пор, пока рассчитанное годовое значение E не станет равным зарегистрированному значению P. В принципе, этот метод можно применять, когда сток q_r не является пренебрежимо малым и когда значение P не мало по сравнению со значением E_p. Итерации можно прекратить, когда рассчитанное испарение E оказывается равным годовой сумме $P - q_r$ или когда рассчитанное значение s_2 для последнего месяца совпадает с рассчитанным значением s_1 для первого месяца. Если q_r велико, то его определение представляет трудности, поскольку данные наблюдений могут быть неадекватны. Для такого случая Будыко и Зубенок (Будыко, 1971) разработали методы расчета $\bar{q}_r$ на основе эмпирических коэффициентов стока и данных об осадках.

Слабой стороной любого метода, основанного на соотношениях типа (11.25) или (11.27), кроме недостаточной строгости самих этих отношений, является, во-первых, неизвестное значение максимальной влажности почвы s_0 и, во-вторых, несколько неопределенный смысл понятия потенциального испарения (см. параграф 10.2). Конечно, указанные соотношения можно откалибровать по эмпирическим данным, но их физический смысл до сих пор не вполне ясен. Метод водного баланса Будыко широко применяется для расчета испарения в разных районах СССР. Подобные методы также используются и при численном моделировании климата. Например, Манабе (Manabe, 1969), Холоуей и Манабе (Holloway, Manabe, 1971) применили выражение (11.25) при $s_0=0{,}75s_{FC}$, где s_{FC} — полевое влагосодержание почвы. Эта последняя величина представляет собой верхний предел содержания влаги в почве и для областей суши на Земле всюду принимается равной в среднем 15 см.

Оценка испарения по данным о гидрографическом стоке

Второй косвенный метод расчета члена dS/dt в уравнении водного баланса основан на анализе стока с водораздела при отсутствии осадков. В естественной речной системе такой сток возникает прежде всего в результате дренажа из грунтовых вод в каналы речного бассейна. В гидрологической литературе это явление называют сухим стоком, спадовым стоком, основным стоком, низким стоком, исчерпывающим стоком, подпирающим стоком или стоком хорошей погоды. За исключением случаев исчерпывания водных запасов в результате эвапотранспирации особенности таких стоков в данном бассейне зависят от его геологической структуры. Спадовый сток с минимальным испарением или без испарения можно назвать стоком спада грунтовых вод; его можно назвать также потенциальным спадом. В литературе известно несколько попыток связать наблюдаемый спадовый сток (потенциальный спад) с суммарным испарением по бассейну. Чинкель (Tschinkel, 1963) произвел расчет эвапотранспирации в течение сухого сезона в прибрежной зоне площадью 14,5 км², представляющей собой гористую лесистую местность в южной Калифорнии. Значение суммарного испарения было получено им как разность между реальным речным стоком и потенциальным спадом, который определялся по формуле

$$Q_r = Q_{0r} K_r^{\tau}, \tag{11.28}$$

где Q_{0r} — сток в некоторый момент времени; Q_r — сток через безразмерное время $\tau=t/\Delta t$ (Δt — продолжительность выбранной единицы времени); K_r — постоянная.

Очевидно, что формула (11.28) эквивалентна экспоненциальной функции убывания, так что запасы грунтовых вод рассматриваются как запасы воды в линейном резервуаре, скорость стока из которого пропорциональна запасам воды. Позднее Даниель (Daniel, 1976) использовал другой подход, основанный на теоретической оценке стока с помощью линеаризированной модели Дюпуи—Буссинеска, в которой водоносный слой находился над горизонтальным непроницаемым слоем (рис. 11.9) (Brutsaert, Ibrahim, 1966), а эффект суммарного испарения учитывался как утечка с постоянной скоростью. Сравнение реального гидрографического стока с безразмерными кривыми, основанными на теоретическом решении для разных значений E, позволило определить суммарное испарение по бассейну. Даниель (Daniel, 1976) успешно применил этот метод для бассейна площадью 23 км^2 в Алабаме. При этом функция, описывающая истощение грунтовых вод, была получена на основе специальной модели формирования запасов грунтовых вод. Необходимо помнить, однако, что линейная теория водоносных грунтов Дюпуи—Буссинеска применима для описания

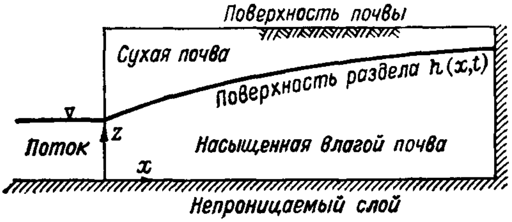


Рис. 11.9. Модель Дюпуи—Буссинеска для водоносного слоя с горизонтально непроницаемым ложем.

Скорость потока в ручей определяется из предположения, что горизонтальный компонент потока не зависит от высоты, а гидравлический градиент равен уклону свободной поверхности

только отдельных ситуаций, и нет оснований ожидать ее универсальной применимости.

Метод расчета убывания грунтовых вод для разнообразных систем водоносных грунтов был разработан Братсертом и Нибером (Brutsaert, Nieber, 1977). Хотя в этой работе испарение E не учитывалось, сам подход можно распространить и на случай наличия испарения. Суть этого метода состоит в том, что во время дренажа при отсутствии осадков или иного пополнения вод в бассейне возникает однозначная связь между запасами грунтовых вод в бассейне и скоростью дренажа в речные каналы. Простейший вариант такой связи — нелинейная функция типа

$$Q_r = aS^b, \tag{11.29}$$

где Q_r — средний сток на границе выхода из водораздела; S — запасы воды; a и b — постоянные. Многие модели водоносных грунтов, в том числе модели, примененные Чинкелем (Tschinkel, 1963) и Даниелем (Daniel, 1976), можно считать частными случаями более общей зависимости (11.29). При отсутствии осадков P уравнение водного баланса (11.13) принимает простой вид:

$$E = -(Q_r + dS/dt)/A. \tag{11.30}$$

Подставляя (11.29) в (11.30), получаем

$$-dQ_r/dt = a^{1/b} b Q_r^{(b-1)/b} (Q_r + AE). \tag{11.31}$$

Для любого заданного бассейна значения параметров a и b можно определить следующим образом. Фактические наблюдения по речному стоку в период спада наносятся на график зависимости $\log(-dQ/dt)$ от $\log Q$.

На практике для расчета $-dQ/dt$ и Q по суточным данным принимается, что

$$-dQ/dt = (Q_{i-1} - Q_i)/\Delta t \quad \text{и} \quad Q = (Q_i + Q_{i-1})/2,$$

где Q_i — сток, измеренный в i-й день; Q_{i-1} — сток, измеренный на сутки раньше ($\Delta t = 24$ ч). Нижняя огибающая кривая, проведенная через все точки, нанесенные на графике, дает минимальные значения наблюдаемого стока, соответствующие мини-

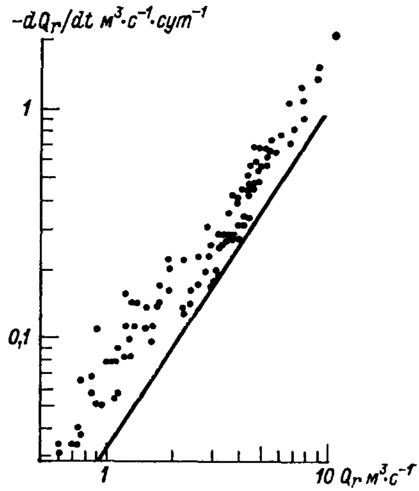


Рис. 11.10. Зависимость $-dQ_r/dt$ от Q_r для площади дренажа $A = 326$ км² (Фол-Крик, вблизи Итаки, шт. Нью-Йорк) (Brutsaert, Nieber, 1977).

Прямая имеет наклон $^3/_2$, что равно величине $(2b-1)/b$ в формуле (11.32) согласно нелинейной модели Буссинеска для водоносного слоя.

мальному или нулевому испарению E в уравнении (11.31). Следовательно, эту зависимость можно представить в виде

$$-dQ_r/dt = a^{1/b} b Q_r^{(2b-1)/b}. \tag{11.32}$$

Пример такого типа зависимости показан на рис. 11.10. Если имеются данные для ряда станций того же региона, то можно систематизировать параметры, связав их с геоморфологическими особенностями места.

После того как определены параметры a и b, уравнение (11.31) может быть преобразовано для расчета испарения по измерениям речного стока за последовательные периоды времени:

$$E = \frac{1}{A}\left(-\frac{Q_r^{(1-b)/b}}{a^{1/b}\, b}\frac{dQ_r}{dt} - Q_r\right). \tag{11.33}$$

Недостаток этого метода — невысокая точность расчета стока Q_r. Формула (11.33) содержит величину, характеризующую скорость его изменений

$$-dQ_r/dt \quad \text{или} \quad (Q_{i-1} - Q_i)/\Delta t,$$

которая иногда может иметь тот же порядок, что и ошибка измерений. Этот метод, рассмотренный здесь лишь в общих чертах, требует проверки для доказательства его применимости.

11.1. В. Озера и открытые водохранилища

Водный баланс озера описывается с помощью уравнения (11.13). Относительная значимость каждого из его членов зависит от гидрологических и физических особенностей водохранилищ и окружающих их водоразделов. Возможность определения испарения с помощью (11.13) зависит в первую очередь от относительной величины слагаемых. Очевидно, что получить надежное значение E трудно, если оно имеет тот же порядок величины, что и ошибки, присущие измерениям какого-либо из членов правой части уравнения водного баланса. Следовательно, данный метод не подходит для озер, характеризующихся большой интенсивностью таких процессов, как сток с поверхности или фильтрация грунтовых вод.

В зависимости от размера озера требуется один или несколько приборов для измерения осадков. В большинстве случаев осадки над озером рассчитываются с помощью приборов, установленных на окружающей суше. В то же время суша и вода обладают различными термическими свойствами, так что осадки над большим озером могут существенно отличаться от осадков над сушей. Определение пространственного распределения осадков для получения их среднего значения по площади озера за короткие периоды времени обычно представляет значительные трудности.

Притоки и стоки за счет фильтрации (просачивания) почти невозможно измерить. Данные об уровне грунтовых вод или другие пьезометрические данные, а также знание геологической структуры озера весьма полезны, но редко позволяют провести надежные расчеты. Для оценки влияния фильтрации величина $Q_{g0}-Q_{gi}$ может быть определена с помощью уравнения водного баланса (11.13) при условии, что все его члены известны, а E рассчитывается независимым методом. После того как это осуществлено, уравнение баланса (11.13) можно применять для других расчетов испарения E обычным способом.

Для определения изменений водных запасов озера необходимы данные наблюдений за уровнем воды, а также надежная связь между площадью и объемом. Последнюю можно получить в результате топографической съемки озера и его берегов. Абсолютно необходимо использовать не один, а несколько самописцев уровня воды, чтобы избежать ошибок из-за сейш и ветровых нагонов. Если происходят значительные температурные изменения, то нужно принимать во внимание тепловое расширение воды и записывать уравнение (11.13) в терминах потоков массы вместо потоков объема.

Учитывая возможные ошибки, в случае озер и водоемов вряд ли имеет смысл применять метод водного баланса для периодов короче недели или даже месяца.

11.1. Г. Приборы для измерения водного баланса: испарители

Испарители

Испаритель — это помещенная в поле емкость, наполненная почвой и покрытая растительностью. Служит этот прибор для изучения различных взаимосвязей между почвой, водой и растением в естественных условиях. Иногда его называют лизиметром — термином, который приобрел широкое распространение к середине XIX в. (напр., Hoffmann, 1861). Хотя этимология этого слова показывает, что основной целью прибора вначале было измерение выщелачивания и фильтрации проходящих через почву растворов, вскоре его стали употреблять в исключительно гидрологических целях — для определения эвапотранспирации (см., напр., Ebermayer, 1879; Wollny, 1893). Фактически, такой подход, т. е. оценка компонентов гидрологического цикла поверхности суши на основе регистрации водного баланса емкости, гидрологически изолированной от окружающей почвы, пытались применять уже давно. Как отмечалось в главе 2, уже Де Лагир (De LaHire, 1703) ставил эксперимент по фильтрации дождевых осадков, но этот эксперимент не удался.

Дальтон (Dalton, 1802c) совместно с Томасом Дойлем провел эксперимент, погружая металлический цилиндр диаметром 10 дюймов на глубину 3 фута в почву так, что оставалась возможность дренажа излишков влаги через две горизонтальные трубки в бутылку. В результате трех лет наблюдения, сначала с оголенной почвы, потом с травяного покрова, авторы пришли к заключению, что при среднем годовом количестве дождевых осадков 34 дюйма и 5 дюймов выпавшей росы испарение в целом составило 30 дюймов (1 дюйм = 2,54 см). Об аналогичной работе Дикинсона позднее сообщил Паркес (Parkes, 1845).

Чтобы получить ту же интенсивность суммарного испарения, что и с окружающей площади, испаритель должен репрезентативно отражать структуру почвы и характер растительности. Иными словами, при проектировании и установке испарителя нужно обеспечивать тот же поток влаги на поверхности почвы и то же развитие корней растений, что и в окружающей среде. Это означает, что поверхность испарителя должна быть на одном уровне с поверхностью почвы, и что он должен быть по глубине не меньше длины корней окружающих растений. Более того, характер почвы, а также ее влагосодержание и температура в испарителе должны быть максимально приближены к внешним условиям. Для сохранения механических свойств почвы желательно помещать ее в емкость в виде ненарушенного столба, или монолита (см., напр., Brown e. a., 1974). Если это невозможно из-за природы почвы или из-за большого размера испарителя, то почву следует размещать в емкости слой за слоем, в том же порядке и с той же плотностью, как в естественной среде. Поскольку у испарителя есть дно, а окружающая почва обычно простирается вниз на значительную глубину, не всегда легко сохранить естественный профиль влагосодержания даже возле поверхности. На рис. 11.11 приведено сравнение условий в испарителях трех типов с естественными условиями. Ясно, что вблизи открытой поверхности давление в почвенной влаге равно атмосферному давлению. Следовательно, для того, чтобы смоделировать естественный процесс фильтрации испаритель с открытым дренажем на дне должен быть достаточно глубоким. Если испаритель мелкий (например, чтобы иметь достаточную чувствительность при взвешивании), то необходимо поддерживать всасывание у дна вакуумным методом (см., напр., Pruitt, Angus, 1960). Такая имитация суммарного испарения предусматривает также моделирование ба-

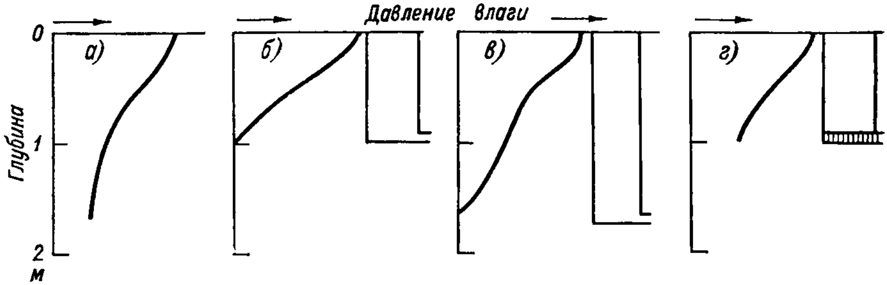


Рис. 11.11. Схема естественного профиля отрицательного давления воды в почве (после осадков или орошения) и в испарителях (лизиметрах) трех типов (Van Bavel, 1961).

а — естественная почва; *б* — мелкий испаритель; *в* — глубокий испаритель; *г* — испаритель с донным напряжением.

ланса потоков тепла на поверхности. Поэтому профиль температуры почвы в испарителе не должен значительно отличаться от профиля температуры вне прибора. Разница в тепловом режиме, вероятно, минимальна в случае глубоких лизиметров с хорошей имитацией естественного водного режима и с обильным растительным покровом. Чтобы уменьшить тепловые расхождения, желательно, чтобы контейнер испарителя был сделан из материала с низкой теплопроводностью, и чтобы все зазоры между контейнером и окружающими стенками были плотно закрыты с поверхности. Тепловая эквивалентность испарителя окружающей среде проверяется путем измерения профилей температуры почвы внутри и снаружи прибора. И опять, если необходимо точное тепловое подобие, дно лизиметра следует нагревать или охлаждать искусственным путем до температуры в естественной почве на соответствующей глубине (см., напр., Pruitt, Angus, 1960). Другой потенциальный источник ошибок — влияние скачка тепловых свойств на поверхности, идущего по краю испарителя. Край металлического контейнера нужно помещать как можно ниже над поверхностью почвы. Однако, если испаритель используется также в качестве контрольно-измерительного прибора, то край контейнера должен быть чуть поднят, чтобы избежать стока или расплескивания. Точно также зазор между стенкой контейнера и почвой должен быть минимальным. Влияние скачка температуры по краю можно снизить, увеличив площадь поверхности испарителя. Вообще же размер испарителя диктуется масштабом неоднородности растительности. Другими словами, число отдельных растений, произрастающих в почвенном блоке испарителя, должно быть достаточно велико, чтобы обеспечить ту же среднюю интенсивность суммарного испарения, что и над окружающей поверхностью суши. Наконец, расположение испарителей зависит от неоднородности поверхности, как и в любом другом методе. Поэтому выделяющиеся растения на испарителе или возле него, тропинки, помещенные рядом микрометеорологические приборы, заборы и прочее могут быть источником серьезных ошибок.

В литературе имеются описания разных видов испарителей. Они делятся на два основных типа — без взвешивания и со взвешиванием. Большинство ранних конструкций (см. Dalton 1802c; Wollny, 1893) принадлежали к типу без взвешивания со свободным дренажем на дне. Испарители этого типа легко устанавливаются и не дороги. Однако, если влагосодержание нельзя измерить другим методом, то и эти испарители можно использовать лишь при длительных измерениях, а именно за периоды, включающие основные случаи выпадения осадков, если в прибор попадает только естественный дождь, или для недельных или более долгопериодных измерений в случае орошения. Примеры таких установок описаны в работах Гаррольда и Драйбелбиса (Harrold, Dreibelbis, 1958) и Гильберта и Ван Бавеля (Gilbert, Van Bavel, 1954). В районах с высоким уровнем грунтовых вод необходимо обеспечивать такой же уровень грунтовых вод и в испарителе. Это обычно требует измерений притока и стока, необходимых для поддержания уровня грунтовых вод на заданной отметке. Однако при применении испарителей с регулируемым уровнем грунтовых вод необходимо принимать меры против засолонения почвы (см., напр., Williamson, 1963), а также уметь компенсировать изменения уровня воды, вызываемые изменениями атмосферного давления (см., напр., Van Hylckama, 1968).

Хотя испарители со взвешиванием намного дороже, их преимущество в точности определения эвапотранспирации за сутки или за более короткие периоды. Применялось несколько методов взвешивания, а именно: механические весы, весы с переменным — в зависимости от веса — электрическим сопротивлением; гидравлические системы взвешивания либо со смещением жидкости в результате изменения веса плавающего контейнера, либо с изменениями давления жидкости в гидравлических ячейках для груза. Самые простейшие испарители со взвешиванием ранних конструкций (напр., Makkink, 1957) обычно вынимали из грунта и взвешивали с помощью переносных механических весов. Примеры испарителей, закрепленных на механических весах для непрерывной регистрации, описаны в работах Гарольда, Драйбелбиса (Harrold,

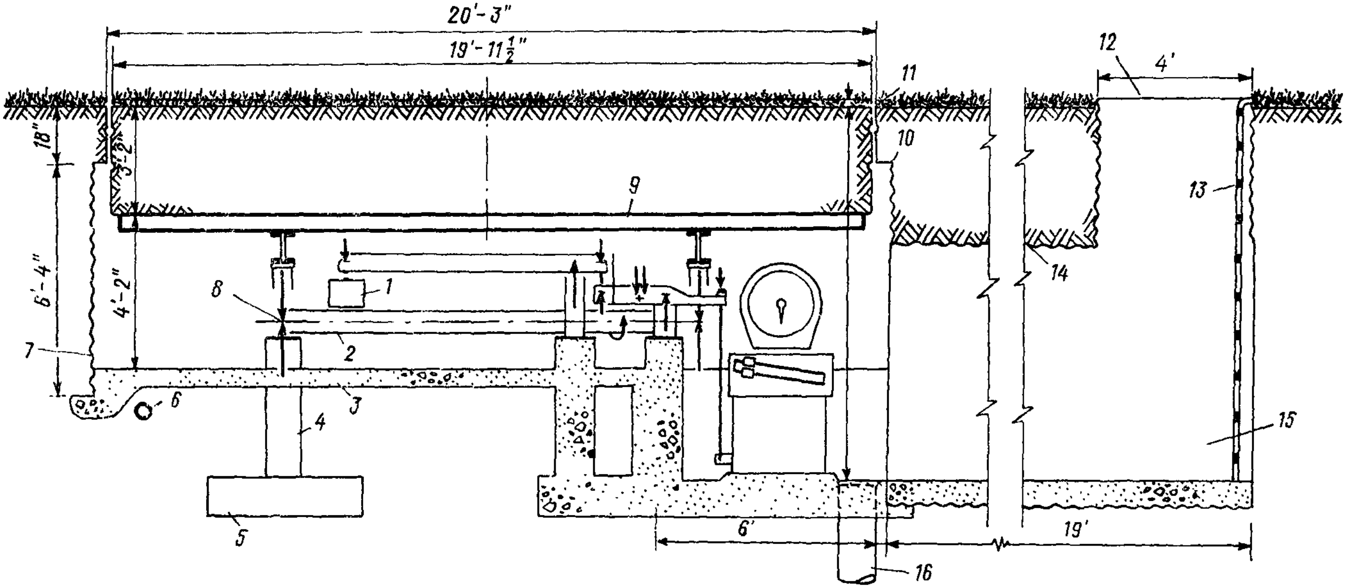


Рис. 11.12. Лизиметр со взвешиванием диаметром 6,1 м (Pruitt, Angus, 1960).

Девис, Калифорния; *растительность — многолетний плевел*; размеры даны в футах и дюймах (1'=12"=30,48 см); *1* — противовес, *2* — вращающийся элемент, *3* — бетонный пол толщиной 5", *4* — колонна диаметром 12", *5* — бетонное основание размером 4'—2" для четырех главных опор, *6* — дренажное отверстие диаметром 4", *7* — стеклянная поддерживающая стенка, *8* — края ножей, сбалансированные в направлении север—юг, *9* — резервуар из органического стекла 1"/4, установленный на двухсекционные весы (до 50 т), *10* — железный «уголок», *11* — обод из органического стекла размером 1"/4, *12* — стеклянное смотровое отверстие, *13* — лестница, *14* — эллиптическая водопропускная труба высотой 7' и шириной 6', *15* — труба диаметром 19', *16* — сточная труба с перфорацией 12".

Dreibelbis, 1958), Прютта и Ангуса (Pruitt, Angus, 1960). Конструкция, предложенная в последней из этих работ имеет ряд интересных особенностей. Она показана на рис. 11.12. Размеры лизиметра: диаметр 6,1 м, глубина 0,91 м; он оборудован регулятором температуры почвы и регулятором всасывания почвенной влаги на дне; из-за больших размеров краевые эффекты минимальны — зазор между стенками контейнера, выполненными из стекловолокна толщиной 6,3 мм, и окружающим грунтом не превышает 3 % площади лизиметра; точность показаний при взвешивании (через каждые 4 мин) составляет примерно 0,03 мм испарения. Устройство системы взвешивания и записи данных можно значительно упростить, если использовать ячейки для грузов с датчиками в виде электрических сопротивлений, включенных в цепь контрольно-измерительных приборов. Примеры такого типа лизиметров описаны в работах Ван Бавеля и Мейерса (Van Bavel, Myers, 1962), Ритчи и Барнетта (Ritchie, Burnett, 1968), Розенберга и Брауна (Rosenberg, Brown, 1970), Перрье и др. (Perrier e. a., 1974). Гидравлические системы со взвешиванием обычно дешевле, чем системы с механическими весами или датчиками в виде электрических сопротивлений.

В случае так называемого плавучего испарителя изменения веса определяются по изменению уровня жидкости в результате изменения плавучести контейнера. Плавучесть контейнера измеряется путем прикрепления дополнительных камер к плавающему в воде контейнеру (напр., King e. a., 1956), или путем погружения рабочего контейнера в тяжелую жидкость, вроде раствора хлористого цинка ($ZnCl_2$) (напр., McMillan, Paul, 1961; King e. a., 1965; Lourence, Goddard, 1967). Контейнер испарителя, описанного Лоуренсом и Годдардом (Lourence, Goddard, 1967), имеет диаметр 6,1 м и по своему устройству похож на контейнер, показанный на рис. 11.12. Позднее такой плавающий испаритель был усовершенствован Годдаром (Goddard, 1970), который предусмотрел также прямые измерения поверхностного тангенциального напряжения τ_0 (или динамической скорости u_*). Во втором типе гидравлических систем со взвешиванием, изменения веса определяются по изменениям давления жидкости в гидравлических ячейках, с помощью которых испаритель поддерживается. Такие гидравлические ячейки могут состоять из наполненных водой специальных баллонов или подушек из резины и других материалов. Примеры такого типа испарителей приведены в работах Форсгейта и др. (Forsgate e. a., 1965), Ганкса и Шоукрофта (Hanks, Shawcroft, 1965), Экерна (Ekern, 1967), Блэка и др. (Black e. a., 1968).

Более простые испарители

Такие испарители все еще широко применяются в качестве простейших приборов для грубой оценки испарения, хотя их использование приводит к неточным и часто сомнительным результатам. Легко понять их внешнюю привлекательность: они наглядно моделируют испарение с открытой водной поверхности. Несмотря на многие исследования, посвященные таким испарителям, получаемые с их помощью данные все еще трудно, а может быть и невозможно использовать для обобщений или для практических целей, за исключением некоторых особых ситуаций. На протяжении многих лет применялись разные варианты испарителей подобного типа. Ниже вкратце описывается несколько наиболее распространенных типов этих испарителей.

Погруженный испаритель типа Колорадо. Это, вероятно, один из старейших стандартных испарителей,— его применение относится ко временам исследований Карпентера (Carpenter, 1889, 1891) в окрестности города Форт Коллинз. Прибор имеет квадратную водную поверхность со сторонами 3 фута (91,5 см); глубина его обычно 1,5 фута (45,7 см). Он зарывается в землю так, что

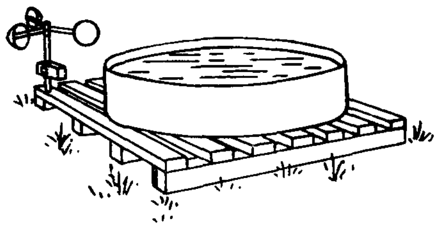


Рис. 11.13. Испаритель класса *А* Бюро погоды США.

края выступают над поверхностью почвы примерно на 4 дюйма (10 см), при этом водная поверхность поддерживается на уровне почвы (см. также Rohwer, 1934).

Испаритель класса А Бюро погоды США. Это прибор, официально утвержденный на сети станций США в качестве измерителя испарения (напр., Kadel, Abbe, 1916), но применяют его и в других странах. По внешнему виду (рис. 11.13) он представляет собой цилиндрический контейнер глубиной 10 дюймов (25,4 см) и внутренним диаметром 4 фута (121,9 см). Выполнен из нержавеющей стали или другого нержавеющего металла, устанавливается на подставке из деревянных брусьев, так что дно находится на высоте 10—20 см над поверхностью почвы. Для придания устойчивости этой подставке ее иногда заполняют свежим грунтом так, чтобы 5 см от дна контейнера оставались свободными для вентиляции. Уровень воды в испарителе должен поддерживаться на расстоянии двух-трех дюймов (5—7,5 см) от верхнего края. Этот уровень обычно замеряется с помощью измерительного прибора при отсутствии волновых движений на водной поверхности. В стандартном исполнении в комплект входит термометр, измеряющий температуру воды, и трехчашечный анемометр, измеряющий скорость ветра на уровне примерно 15 см над краями испарителя.

Погруженный испаритель Бюро промышленного растениеводства. До того как описанный выше испаритель класса *А* стал общепризнанным, погруженный испаритель использовался на станциях в аридных районах США, главным образом в западных штатах (см., напр., Horton, 1921). Его диаметр — 6 футов (182,9 см), глубина 2 фута (61 см). Он вкапывается в грунт на 20 дюймов (51 см) и наполняется водой до уровня грунта — на 10 см ниже краев. Выполняется этот испаритель из металла того же типа, что и испаритель класса А.

Испаритель ГГИ-3000. Этот прибор создан в СССР. Он широко используется в качестве стандартного, особенно в Восточной Европе (напр., Gangopadhyaya e. a., 1966). Прибор представляет собой цилиндрическую емкость с коническим основанием; площадь поверхности 3000 см^2, диаметр 61,8 см, глубина 60 см у стенки и 68,5 см в центре. Контейнер изготовлен из нержавеющего листового железа. В грунт он закапывается так, чтобы края выступали на 7,5 см.

Испаритель площадью 20 м^2. Эта установка также впервые создана в СССР. Она представляет собой цилиндрический сосуд с плоским основанием из котельного железа толщиной 4—5 мм. Площадь поверхности 20 м^2, диаметр 5 м, глубина 2 м. Бассейн помещается в грунт так, что края выступают на 7,5 см над уровнем грунта, а уровень воды поддерживается примерно на уровне грунта (напр., Gangopadhyaya e. a., 1966).

Имеется два типа задач, для решения которых предпринимались попытки использовать измерения с помощью испарителей: во-первых, определение эвапотранспирации с поверхности растительности, хорошо снабжаемой влагой, во-вторых, определение испарения с поверхности озера.

По своей физической сущности испарение из испарителя любого вида значительно отличается от эвапотранспирации с растительного покрова. Однако полевые опыты показали, что за длительные промежутки времени испарение из испарителей хорошо коррелируется с суммарным испарением окружающей растительности в условиях полного покрытия ею подстилающей поверхности и хорошего обеспечения влагой (см. напр., Penman, 1948; McIlroy, Angus, 1964; Pruitt, 1966). Примеры такой корреляции по средним месячным данным для разных районов приведены на рис. 11.14. Как видно из этого рисунка, коэффициент испарителя, определяемый как отношение эвапотранспирации к испарению из испарителя равен примерно 0,8 для травы. В литературе опубликовано много примеров определения коэффициентов испарителя и построения соответствующих уравнений регрессии. Однако эти результаты существенно различаются в зависимости от типа растительности и климатических условий. Поэтому при использовании испарителей для расчета окружающего потенциального испарения очень важна калибровка и стандартизация.

Делались многочисленные попытки связать испарение из испарителя и из озера. Самый простой способ — воспользоваться коэффициентом испарителя. Типичные значения таких коэффициентов для средних годовых величин таковы: 0,80 для колорадского испарителя; 0,70 — для испарителя класса А; 0,92 — для погруженного испарителя США; 0,82 — для испарителя ГГИ-3000; 1,0 — для испарителя площадью 20 м² (напр., Rohwer, 1934; Konler, 1954; Gangopadhyaya e. a., 1966). В целом, при известном коэффициенте, более надежны испарители большого размера, врытые в грунт. Поэтому предпочтительнее всего испаритель площадью 20 м², но его установка часто оказывается слишком дорогой. Коэффициенты испарителей малых размеров зависят не только от типа прибора, но и от его расположения и от климатических условий. Иными

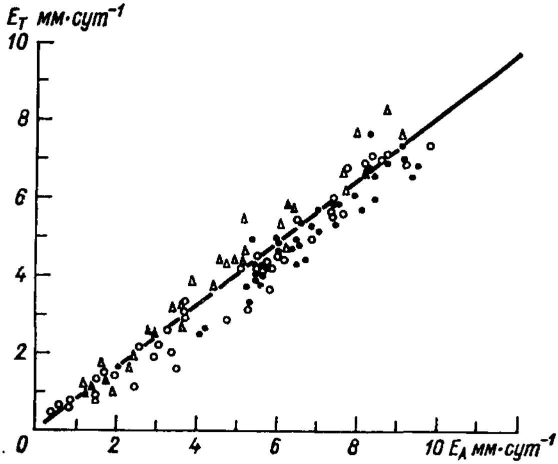


Рис. 11.14. Сравнение средней месячной эвапотранспирации E_T с поверхности, покрытой травой или смесью клевера и травы, с испарением E_A, измеренным испарителем класса А, наклон прямой 0,80 (Pruitt, 1966).

словами, значение этого коэффициента сильно меняется в зависимости от места и времени. По-видимому, метод пересчета по коэффициенту испарителя можно считать приемлемым только для грубых оценок испарения с озер, в основном по средним годовым наблюдениям.

Более удовлетворителен так называемый метод преобразования. Суть его состоит в следующем: берется отношение формул для турбулентных потоков водяного пара (см. (9.12) или (9.13)), записанных для условий озера и испарителя. Тогда средняя скорость испарения с озера представляется в виде

$$\overline{E} = K_{pa} \frac{(\bar{e}_s - \bar{e}_a)}{(\bar{e}_{pa} - \bar{e}_a)} E_{pa}, \qquad (11.34)$$

где E_{pa} — скорость испарения с испарителя; e_s и e_{pa} — давление насыщенного водяного пара при температуре соответственно поверхности озера и поверхности испарителя; e_a — давление пара в воздухе; K_{pa} — эмпирическая постоянная, определяемая для каждой заданной местности. Метод преобразования ввел Колер (Kohler, 1954). Воспользовавшись суточными средними данными о давлении пара и данными показаний испарителя класса А, он получил значение $K_{pa}=0{,}7$ для оз. Хефнер. Вэбб (Webb, 1966) слегка изменил этот метод, выбрав в качестве e_{pa} значение давления пара, соответствующее полуденному максимуму температуры испарителя, и используя 1200—1800 средних значений e_s и e_a, получил $K_{pa}=1{,}50$ для того же озера. Предполагалось, что использование полуденного значения температуры, соответствующего наибольшему испарению, надежнее, чем использование средних суточных значений. Этот метод испытали Хой и Стефенс (Hoy, Stephens, 1979). Основная трудность, с которой они столкнулись, состояла в том, что малые значения знаменателя в формуле (11.34) иногда приводили к чрезмерно большим значениям $\bar{E}$. Этой трудности можно избежать, если использовать лишь те средние суточные данные $\bar{E}$, которые удовлетворяют условию

$$0 \leqslant \bar{E} \leqslant 2 \text{ см} \quad \text{и} \quad \langle \bar{E} \rangle - 3\sigma_E \leqslant \bar{E} \leqslant \langle \bar{E} \rangle + 3\sigma_E,$$

где $\langle \bar{E} \rangle$ и σ_E — соответственно среднее значение и стандартное отклонение испарения за данный период. Цитируемые авторы предложили также альтернативный метод, а именно метод, основанный на использовании долгопериодных средних в формуле (11.34), но с другим значением K_{pa} или с учетом корректирующего члена. Обнаружилось, что вариант Вебба реалистичнее, чем вариант Колера. Хой и Стефенс (Hoy, Stephens, 1979) получили для испарителя класса А значение $K_{pa}=1{,}21$, используя метод Вэбба, и $K_{pa}=0{,}66$ — метод Колера. Для испарителя, снабженного защитой от птиц, средние значения коэффициентов составили соответственно 1,48 и 0,73. Хотя метод преобразования менее точен, чем метод суммарного переноса (см. параграф 9.2.Б), для практического использования он оказался более удобен.

Преимущество метода преобразования заключается в необходимости измерять только температуру поверхности озера,— все остальные данные можно получать с наземных метеорологических станций. Если воспользоваться соотношением (7.57) с параметрами для озера и испарителя, то можно получить теоретическое значение K_{pa}. То же можно проделать с эмпирическими соотношениями (7.60), (7.61) или им подобными. Однако этот способ еще не испытан.

Другие приборы

Помимо описанных испарителей на протяжении нескольких веков разрабатывались и другие приборы для измерения испарения. Ливингстон (Livingston, 1908, 1909) дал их тщательный обзор. Большинство из них в наши дни уже не используется. Среди тех, которые еще в ходу, лучше всего известны: испаритель Пише, испаритель Вильда и атмометр с пористой чашей.

Прибор, описанный Пише (Jelinek, Hann, 1873), состоит из стеклянной трубки длиной 23—30 см с внутренним диаметром

1 см, которая сверху закрыта и снабжена кольцом для подвески. Трубка наполняется водой, а со дна закрывается диском из промокательной бумаги так, что 8 см² выведены наружу для испарения. По мере испарения воды с бумаги, уровень воды в трубке понижается и показывает количество испарившейся влаги по нанесенным отметкам. У дна трубки вмонтирована согнутая стальная проволока, которая действует как пружина, удерживающая на месте бумажный круг в случае сильного ветра. На рис. 11.15 этот прибор показан в его первоначальном виде. В одном из вариантов прибора в бумажном круге существовало маленькое отверстие, позволявшее пузырькам воздуха проникать в трубку и замещать испарившуюся воду. В дальнейшем в стеклянной трубке появилось сбоку отверстие для поступления воздуха, а общая испаряющая поверхность была увеличена до 13 см² при диаметре трубки около 3,2 см. В настоящее время этот прибор обычно устанавливается с защитой от солнечной радиации на высоте примерно 1,2 м над грунтом.

Из-за особенностей конструкции прибора и методики измерения трудно связать интенсивность испарения в природе с показаниями прибора Пише. Так как прибор находится в тени, он не подвержен воздействию солнечной радиации, а регистрируемое им испарение происходит, в первую очередь, из-за недостатка влаги в воздухе и (в меньшей степени) под влиянием ветра. Это означает, что прибор скорее моделирует лист, находящийся в тени, чем водную поверхность или влажную растительность, подверженную действию солнечной радиации. Следовательно, он измеряет скорее осущающую способность E_A, определяемую формулой (10.16), чем интенсивность испарения E. Это соображение использовал Станхилл (Stanhill, 1962), применив результаты измерения испарения методом Пише для расчета второго члена в формуле Пенмана (10.15):

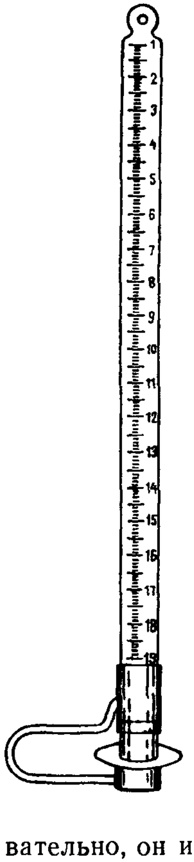


Рис. 11.15. Испаритель Пише (Abbe, 1905).

$$\frac{\gamma}{\Delta+\gamma}E_A = aE_{pi} + b, \tag{11.35}$$

где a и b — постоянные. Определив величину E_A по формуле (10.16) с использованием соотношения (10.17), модифицированного Пенманом в 1956 г., Станхилл (Stanhill, 1962) получил следующие значения коэффициентов: $a=0{,}1469$, $b=0{,}1118$ мм·сут⁻¹

для района Негев. Буше (Bouchet, 1963b) использовал аналогичный подход при $b=0$. Этот же подход в дальнейшем разработали Броше и Жербье (Brochet, Gerbier, 1972), которые предложили следующее эмпирическое соотношение в качестве замены выражения (10.15):

$$E = aR_s + bE_{pi}, \tag{11.36}$$

где R_s — поток суммарной коротковолновой радиации. Постоянные a и b (иные, чем в (11.35)) можно рассчитать, сопоставив (11.36) с (11.35) и (10.15).

Броше и Жербье предложили способ определения этих постоянных для любой заданной широты и времени года во Франции, где имеются данные наблюдений величины E_{pi} на многих станциях.

Прибор, предложенный Вильдом (Wild, 1874) в России, состоит из мелкого цилиндрического сосуда (глубина 2,5 см, площадь поверхности 250 см²), наполненного водой и поставленного на весы. Первоначальный вариант этого прибора, все еще широко применяемого на практике, показан на рис. 11.16. Сосуд C поддерживается коротким рычагом балансира, а длинный рычаг (он же противовес) оборудован указателем D, отмечающим потери веса в результате испарения на шкале с делениями G. Главное преимущество этого прибора — возможность регистрировать испарение даже зимой в холодном климате, когда вода в сосуде замерзает. Весы стоят под навесом на высоте примерно 1,2 м. Подлинный прибор Вильда (Wild, 1874), показанный на рис. 11.16, сложнее, чем применяющиеся сейчас на практике. Весы помещались в стеклянный футляр E, чтобы защитить их от ветровых помех при взвешивании. Чтобы предохранить прибор от ржавчины, в сосуд F помещали вещество, поглощающее влагу — H_2SO_4. Крышка футляра поддерживала сосуд с водой. Ее снимали только для взвешивания сосуда во время наблюдений. В комплект прибора входил второй идентичный сосуд C', который заменял время от времени первый сосуд, чтобы не прерывать измерения, когда масса льда в этом сосуде значительно уменьшится и чтобы не нужно было ждать, пока новая порция воды замерзнет, приняв температуру окружающей среды. Смена

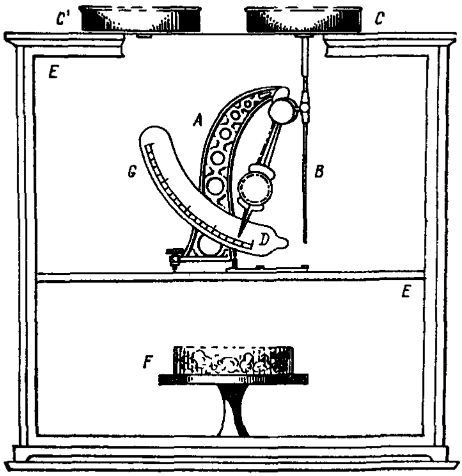


Рис. 11.16. Испаритель Вильда (Wild, 1874).

сосудов использовалась также для определения прироста воды за счет снежной поземки.

Замечания, которые относились к прибору Пише, справедливы и для испарителя Вильда. Этот прибор привлекает своей простотой, однако далеко не ясно, какой точный смысл измеренных им величин.

Атмометры с пористыми чашами — еще один тип приборов, которыми все еще иногда пользуются, но они не столь известны, как испарители Пише и Вильда. Происхождение атмометров можно проследить начиная от прибора Лесли (Leslie, 1813), который состоял из тонкого шарика пористой керамики диаметром 2—3 дюйма (5—7,5 см) с шейкой, вмонтированной в нижний конец наполненной водой стеклянной трубки с делениями. Похожий атмометр был назван по имени Ливингстона (Livingston, 1935), который пропагандировал его применение в США. В своем нынешнем варианте атмометр Ливингстона представляет пустотелый, пористый, керамический шар, диаметром 5 см с толщиной стенок около 0,3 см. При измерениях его влажная, но не имеющая на себе водяной пленки сферическая поверхность равномерно испаряет во всех направлениях, за исключением направления вниз, где находится узкая цилиндрическая шейка, покрытая глазурью и соединенная с подающей воду трубкой. Эта трубка проходит через пробку в бутылке с запасом дистиллированной воды. Вода втягивается по трубке и капиллярам в порах испаряющей поверхности. Подобный прибор предложил Беллани в Италии через 3 года после Лесли (Leslie, 1813). Атмометр Беллани (см., Livingston, 1935) состоит из пористого керамического диска, являющегося верхней частью непористого полусферического сосуда, смонтированного так же, как атмометр Ливингстона.

Данные об испарении, полученные с помощью атмометра с пористым сосудом, как и данные, полученные другими атмометрами, истолковать очень трудно. Приборы имеют свою особую форму, и не ясно, в какой мере их тепловой баланс, или их аэродинамические свойства связаны с тепловым балансом или особенностями обмена естественных поверхностей. Кроме того, атмометры легко бьются при неаккуратном обращении или от мороза, а также легко загрязняются частицами почвы и другими загрязнителями. Однако их легче устанавливать и содержать, чем испарители. Последними примерами применения атмометров Ливингстона были расчеты расхода воды для орошения посевов. Халкиас и др. (Halkias e. a., 1955) заметили, что разница в испарении при использовании белого и черного атмометров хорошо коррелирует с потреблением воды орошаемыми культурами. Такая корреляция оказалась выше, чем корреляция между испарением с белого атмометра и потреблением воды. Это же подтвердил Шаннон (Shannon, 1968), получивший данные о средней месячной эвапотранспирации в условиях орошения методом двух атмометров, причем эти оценки оказались такого же качества и даже лучше, чем оценки, полученные с помощью испарителя класса А. Очевидно, объясняется это тем обстоятельством, что разница в испарении с черного и белого атмометра должна сильно коррелировать с суммарной коротковолновой радиацией, так как один поглощает, а другой отражает большую ее часть, потенциальное же испарение, в свою очередь, хорошо коррелирует с суммарной коротковолновой радиацией (см. например, (10.28), (10.29)). Следовательно, система сдвоенных черного и белого атмометров по существу используется как замена коротковолнового радиометра, а не как прибор для измерения испарения. Ю и Братсерт (Yu, Brutsaert, 1967) определяли разность испарения двух идентичных очень мелких (1,58 см) испарителей с дном, выкрашенным соответственно черной и белой краской. Корреляция с коротковолновой радиацией оказалась очень высокой.

11.2. Водный баланс атмосферы

11.2. А. Определение и формулировка

Этот метод состоит в определении скорости испарения как единственного неизвестного члена в уравнении водного баланса выбранного надлежащим образом контрольного объема в атмосфере. Так же как и в случае водного баланса приповерхностного слоя почвы, можно вывести исходное соотношение путем приравнивания разности притока и стока водной массы изменению содержания водяного пара в контрольном объеме. Для лучшего понимания этого метода удобно выбрать в качестве исходного соотношения уравнение сохранения средней массовой доли водяного пара (3.44). Если S_v — член, выражающий разность между парообразованием и конденсацией, то, предполагая, что можно пренебречь горизонтальными градиентами турбулентных потоков, а также молекулярной диффузией, уравнение (3.44) можно записать в. следующем виде:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{u}\frac{\partial \bar{q}}{\partial x} + \bar{v}\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} + \bar{w}\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial z}(\overline{w'q'}) + S_v. \qquad (11.37)$$

Добавляя уравнение неразрывности (3.48), умноженное на $\bar{q}$, получаем

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}\bar{q}) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{v}\bar{q}) + \frac{\partial}{\partial z}(\bar{w}\bar{q}) = -\frac{\partial}{\partial z}(\overline{w'q'}) + S_v. \qquad (11.38)$$

Уравнение баланса получаем путем интегрирования (11.38) по конечному объему. После умножения на $\rho\,dz$ это уравнение прежде всего можно интегрировать по вертикали, при этом получается уравнение для столба, простирающегося от земной поверхности $z = z_s$ до верхней границы атмосферы $z = z_t$. Очевидно, произведение $\bar{w}\bar{q}$ равно нулю на верхней и нижней границах атмосферы. Вертикальный турбулентный поток водяного пара $\overline{w'q'}$

равен нулю на верхней границе, и, согласно выражению (3.74), равен E/ρ на нижней границе. Следовательно, если принять, что суммарное количество влаги, сконденсировавшееся в столбе воздуха, выпадает в виде осадков P, так что

$$-\int_{z_s}^{z_t} S_v \rho \, dz = P, \tag{11.39}$$

то, интегрируя (11.38), получаем

$$\int_{z_s}^{z_t} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} \rho \, dz + \int_{z_s}^{z_t} \nabla \cdot (\mathbf{V}\bar{q}) \rho \, dz = E - P. \tag{11.40}$$

Символ $\mathbf{V}=\mathbf{V}(x, y, z, t)$ обозначает среднюю горизонтальную скорость $\mathbf{V}=\mathbf{i}\bar{u}+\mathbf{j}\bar{v}$.

После умножения уравнения (11.40) на dA/A, его можно проинтегрировать по горизонтальной площади A контрольного объема. При интегрировании второго члена левой части удобно использовать формулу Остроградского—Гаусса:

$$\frac{1}{A} \int \int_A \nabla \cdot (\mathbf{V}\bar{q}) \, dA = \frac{1}{A} \int_C (\mathbf{V}\bar{q}) \cdot \mathbf{n} \, dC, \tag{11.41}$$

где $\mathbf{n}$ — единичный вектор, перпендикулярный к границе контура и направленный вне контура. Если

$$\mathbf{V}_n = \mathbf{V}_n (x, y, z, t)$$

— компонента ветра, перпендикулярная к границе объема, то интеграл (11.40) по A можно выразить следующим образом:

$$\overline{E} - \overline{P} = \int_{z_s}^{z_t} \overline{\frac{\partial \bar{q}}{\partial t}} \rho \, dz + \frac{1}{A} \int_{z_s}^{z_t} \int_C (\bar{q} V_n) \rho \, dC \, dz, \tag{11.42}$$

где $\overline{E}$, $\overline{P}$ и $\overline{\partial \bar{q}/\partial t}$ — средние по площади значения испарения, осадков и изменения $\bar{q}$ на заданном уровне z. Уравнение (11.42) обычно записывается при давлении p в качестве вертикальной координаты (вместо z). Поскольку атмосфера обычно близка к гидростатическому равновесию, преобразование к этой новой системе координат можно осуществить с помощью выражения (3.26). Отметим, что разница в давлении на 100 гПа примерно соответствует изменению по высоте на 900—1000 м. Если обозначить через $\overline{W}$ общее содержание водяного пара в столбе воздуха единичной площади, осредненное по всей контрольной площади A, то уравнение (11.42) можно записать в виде

$$\overline{E} - \overline{P} = \frac{\partial \overline{W}}{\partial t} + \frac{1}{Ag} \int_{p_t}^{p_s} \int_C (\bar{q} V_n) \, dC \, dp, \tag{11.43}$$

где p_s и p_t — давления на поверхности и на верхней границе контрольного объема. Уравнение (11.43) показывает, что разность между средней интенсивностью испарения и выпадения осадков на данной площади равна скорости изменения содержания водяного пара над этой площадью с добавлением общего потока пара, направленного из рассматриваемого района или в этот район.

11.2. Б. Применение метода

В настоящее время уравнение (11.43) или ему подобные обычно применяются для определения величины $\overline{E}—\overline{P}$ по данным аэрологического или радиоветрового зондирования на контуре, ограничивающем площадь A. Контрольный объем в этом случае представляет собой призму с основанием площадью A, ограниченную вертикальными стенками, простирающимися от поверхности земли до уровня с достаточно малым содержанием влаги, где $p=p_t$.

Последний член (11.43) рассчитывается путем суммирования нормальной компоненты скорости ветра, умноженной на массовую долю водяного пара, по всей площади боковой стенки призмы. Если аэрологические станции, как это обычно бывает, расположены не на границе исследуемой площади, то можно прибегнуть к интерполяции (напр., Cressman, 1959). В некоторых случаях аэрологические наблюдения можно дополнить данными, полученными с помощью самолета, падающего зонда, спутника. Следует отметить, что, если последний член рассчитывается как произведение средних $\bar{q}\overline{V}_n$, а не как среднее произведение $\overline{V_n q}$, то это может привести к существенной погрешности. Использование геострофической скорости $\mathbf{G}$ вместо фактического профиля $\mathbf{V}(z)$ также часто приводит к ошибкам (см., напр., Palmen 1963; Ferguson, Schaefer, 1971). Причина появления этих ошибок заключается в том, что вертикальные вариации величин $\bar{q}$ и $\nabla\cdot\mathbf{V}$ часто сильно коррелированы, тогда как при использовании $\nabla\cdot\mathbf{G}$ вместо $\nabla\cdot\mathbf{V}$ эта корреляция теряется (см. (3.73)).

Основные исследования

Можно выделить две группы исследований, в которых применяется метод атмосферного водного баланса. В первой группе используется существующая сеть станций радиоветрового зондирования. Одной из ранних работ такого типа является исследование Бентона и Эстока (Benton, Estoque, 1954), посвященная переносу водяного пара над всем континентом Северной Америки. Проводились и другие исследования для больших площадей — в масштабе континентов, полушарий или широтных зон. Однако наибольший интерес представляют обычно малые территории. Примеры применения обсуждаемого метода для площадей, меньших 10^6 км^2, опубликованы в работах Хатчингса (Hutchings, 1957) — южная Англия (4 станции при $A=9\cdot10^4$ км^2); Палмена (Palmen, 1963) — Балтийское море (6 станций при $A=30{,}3\cdot10^4$ км^2); Зедермана и Везантеры (Söderman, Wesantera, 1966) — Финляндия

(5 станций при $A=24{,}7\cdot10^4$ км^2); Расмуссона (Rasmusson, 1971) — Великие Озера ($A=24{,}6\cdot10^4$ км^2), бассейн Великих Озер ($A=48\cdot10^4$ км^2) и бассейн р. Огайо ($A=53\cdot10^4$ км^2); Ниномии (Ninomiya, 1972) — Восточно-Китайское море (8 станций при $A=63{,}9\cdot10^4$ км^2); Шагана и др. (Shahane e. a., 1977) и Магъяра и др. (Magyar e. a., 1978) — вся территория США, разбитая на участки площадью от $5{,}18\cdot10^4$ до $15{,}1\cdot10^4$ км^2. В упомянутых работах были использованы данные наблюдений дважды в сутки на стандартных уровнях по давлению: 1000, 850, 700, 500, 400 и 300 гПа или на уровнях с интервалами 50 гПа. Обычно делалось

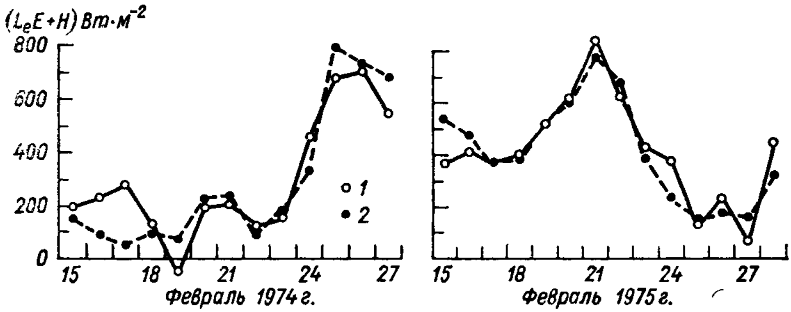


Рис. 11.17. Сравнение данных о потоке тепла $H+L_eE$ в обычных условиях над Восточно-Китайским морем, полученных разными методами.

1 — метод атмосферного водного баланса (Nitt, 1976; Murty, 1976); 2 — метод градиентных измерений (Kondo, 1976); поскольку данные были получены не в одних и тех же пунктах, результаты совпадают лишь приближенно; область, для которой получены оценки по методу атмосферного баланса влаги, имеет площадь 17×10^4 км^2 и по форме близка к прямоугольнику с центром у Окинавы (Kondo, 1976).

допущение, что дивергенцией потока водяного пара и изменениями запаса водяного пара на уровнях выше 400—300 гПа, т. е. примерно на высоте 7—8 км над уровнем моря, можно пренебречь. В большинстве исследований рассчитывались средние месячные значения испарения.

Во второй группе исследований используются данные за сравнительно короткие периоды детальных измерений, в рамках крупномасштабных полевых экспериментов, таких, например, как Программа исследования глобальных атмосферных процессов (ПИГАП). В таких экспериментах измерения производятся с более высокой разрешающей способностью и по времени, и по вертикали, причем они отличаются более высоким качеством наблюдений, чем на обычных станциях радиоветрового зондирования. Примерами работ этой группы исследований являются: Аугштайн и др. (Augstein e. a., 1973) — по Восточному Атлантическому океану (наблюдения каждые 3 ч за две недели, на трех станциях при $A=25\cdot10^4$ км^2); Холланд и Расмуссон (Holland, Rasmusson, 1973) — по западной части Атлантического океана к востоку от острова Барбадос (15 зондирований в сутки за 5 дней, с интервалами в 10 гПа на 4 станциях при $A=25\cdot10^4$ км^2); Расмуссон и др. (Rasmusson e. a., 1974) — по оз. Онтарио (8 зондирований в сутки за 45 дней при интервалах 10 гПа на 6 станциях при $A=1{,}4\cdot10^4$ км^2); Нитта (Nitta, 1976) и Мурти (Murty, 1976) — по Восточно-Китайскому морю (наблюдения каждые 6 ч за два периода по 14 дней, с интерполяцией в интервалах 25 гПа на 4 станциях при $A=17\cdot10^4$ км^2). Во всех вышеупомянутых работах были рассчитаны и проанализированы средние суточные значения испарения. Полученные результаты оказались в целом вполне удовлетворительными. Например, как показано на рис. 11.17, расчеты атмосферного баланса влаги в работах Нитта (Nitta, 1976) и Мурти (Murty, 1976) хорошо согласуются со средними суточными значениями, полученными Кондо (Kondo, 1976) по градиентным измерениям (см. параграф 9.1.А). Исключением являются исследования, проведенные на оз. Онтарио. Филипс и Расмуссон (Phillips, Rasmusson, 1978) показали, что, хотя относительные колебания суточного испарения были подобны данным, полученным путем расчетов с использованием коэффициентов теплообмена, абсолютные величины почти вдвое превышали значения, полученные другими методами.

Возможности и ограничения метода

Информацию, необходимую для применения метода атмосферного водного баланса, обычно получают не в порядке специально поставленного эксперимента, а используя текущие данные постоянно действующей сети аэрологических станций. Эта глобальная сеть создана для наблюдений за особенностями синоптического масштаба, т. е. с периодом в несколько дней и пространственной протяженностью порядка 1000 км.

По этой причине действующая сеть станций с наблюдениями два раза в сутки не в состоянии обеспечить разрешение в подсеточных масштабах. В этом и заключается главное ограничение возможностей этой сети применительно к разбираемому методу. Особенно это относится к районам с сильными суточными флуктуациями и неоднородными условиями на поверхности, таким как прибрежные или горные районы. Фергюсон и Шефер (Ferguson, Shaefer, 1971) заметили, что грубые ошибки в результате эффекта неадекватности осреднения могут иметь место из-за мезо- и микрофлуктуаций ветра у берегов оз. Онтарио. При этом они смогли снизить ошибки в определении осредненного по вертикали потока влаги путем уменьшения периода скользящего осреднения от 12 до 2 ч. Помимо проблемы разрешения по времени и по горизонтали, имеется также и проблема вертикального разрешения. Стандартные уровни, на которых производятся измерения при радиоветровом зондировании, особенно низкие уровни, например, 1000, 850, 700 и 500 гПа обеспечивают очень плохое разрешение. Фергюсон и Шефер (Ferguson, Schaefer, 1971) рассчитали дивергенцию потока влаги ниже уровня 700 гПа (около 3 км над уровнем моря), которая составила в среднем 75 % общей дивергенции в слое 1000—400 гПа и пришли к выводу, что расчеты надежны лишь при условии, что профили хорошо определены в нижних слоях. Недостаточное вертикальное разрешение в радиозондовых измерениях тоже является одной из главных трудностей, препятствующих применению метода параметризации профилей в АПС, описанного в параграфе 9.1.В.

Дополнительные ошибки могут происходить из-за пренебрежения адекватными измерениями запасов жидкой и твердой фракций воды в облаках, так как в уравнении (11.39) предполагается, что вся сконденсированная влага тут же выпадает в виде осадков. Для крупных площадей переносом воды в облаках действительно можно пренебречь, кроме, может быть, случаев движения холодного воздуха над относительно теплой водной поверхностью.

Наконец, существует проблема точности наблюдений. Расмуссон (Rasmusson, 1977) провел детальный анализ ошибок в расчетах дивергенции потока влаги с учетом точности приборов радиоветрового зондирования на сетях станций с разным разрешением и пришел к выводу, что при действующей сети станций применение метода атмосферного водного баланса к районам площадью менее $25 \cdot 10^4$ км^2 не приводит к надежным результатам. Этот метод дает удовлетворительные результаты для площадей порядка $25 \cdot 10^4$ км^2—10^6 км^2, но лучше всего подходит, если площадь превышает 10^6 км^2.

Достоинства этого метода — простота физического обоснования и доступность сетевых аэрологических данных для многих районов земного шара. Вызывает сомнение возможность его применения для небольших площадей, которые обычно представляют практический интерес с точки зрения гидрологии, однако им вполне можно пользоваться для климатологических расчетов по большим площадям и большим периодам времени (порядка месяца и более). Поэтому его удобно применять для проверки и дополнения результатов, полученных другими методами и затем осредненных по большим площадям и периодам.

ИСТОРИЧЕСКАЯ БИБЛИОГРАФИЯ (ДО 1900 г.)

Achard (1780a). Dissertation sur la cause de l'élévation des vapeurs. Observations sur la physique, sur l'histoire naturelle et sur les arts, etc.— Bureau du Journal de Phys., Paris, 15, p. 463—477.

Achard (1780b). Mémoire sur le froid produit par l'évaporation. Observations sur la physique, sur l'histoire naturelle et sur les arts, etc.— Bureau du Journal de Phys., Paris, 16, p. 174—186.

Aelfric (1942). De temporibus anni. Ed. Heinrich Henel, Early English Text Society, Oxford Univ. Press, London.— 105 p.

Aelfric (1961). De temporibus anni. Trans. from anglo-saxon in T. O. Cockayne (ed.). Leechdoms, wortcunning, starcraft of early England. V. III. London, p. 177—227.

Alexander Neckam (1863). De naturis rerum. With the poem of the same author. De laudibus divinae sapientiae. Ed. T. Wright, Longman, Green, Longeman, Roberts, Green, London.— 521 p.

Al-Farabi (1969). Philosophy of Plato and Aristotle. Trans. with an introduction by Mushin Mahdi.— Cornell University Press, N. Y.— 158 p.

Ambrose St. (1961). Hexameron, Paradise, Cain and Abe. Trans. by J. J. Savage, Fathers of the Church, Inc., N. Y.— 449 p.

Archibald E. D. (1883). The increase in velocity of the wind with altitude.— Nature, 27, p. 243—245.

Aristoteles (1574). Quintum volumen Aristotles De Coelo, De Generatione and Corruptione, Meteorologicorum, De Plantis. Cum Averrois Cordubensis variis in eosdem commentariis, Venetiis apud Iuntas.— 500 p.

Aristotle (1938a, b). Problems. With an English trans. by W. S. Hett. v. I, II. W. Heinemann, Ltd., London, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass.— 461 p, 456 p.

Aristotle (1952). Meteorologica. With an English trans. by H. D. P. Lee W. Heinemann Ltd. London, Harvard, Univ. Press, Cambridge Mass.— 433 p. (Аристотель, 1983. Метеорологика. Пер. с древнегреч. под ред. И. Д. Рожанского и А. Х. Хргиана.— Л.: Гидрометеоиздат.— 240 с.).

Bartholomaeus Anglicus (1601). De genuinis rerum coelestium, terrestrium et inferarum proprietatibus libri XVIII (De rerum proprietatibus). Francofurti, Apud Wolfgangum Richterum, impensis Nicolai Steinii, Not, bibliopolae.— 1261 p. (Facsimile Minerva, G. M. B. H., Frankfurt-a.-M., 1964).

Basil St. (1963). Exegetic Homilies. Trans. by A. C. Way, Fathers of the Church, 46, The Catholic Univ. of Amer. Press, Washington, D. C.— 378 p.

Beda Venerabilis (1843). De natura rerum. In J. A. Giles (ed.) „The Miscellaneous Works of Venerable Bede in the Original Latin", v. VI. Whittaker Co., London.— 459 p.

Black J. (1803). Lectures on the Elements of Chemistry. Published from his manuscripts by J. Robison, Longman, Rees, London; W. Creech, Edinburgh, v. 1.— 556 p.

Boltzmann L. (1884). Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhägigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie.— Ann. Phys. u. Chemie (Wiedemann), 22, p. 291—294.

Bouillet M. (1742). Sur l'évaporation des liquides. Histoire de l'Acad. Roy. des Sciences, Paris, 55, p. 18—21.
Boussinesq J. (1877). Essai sur la théorie des eaux courantes.— Mémoires présentés par div. savants à l'Acad. des Sciences de l'Institut de France, 23, p. 1—680.
Bowen I. S. (1926). The ratio of heat losses by conduction and by evaporation from any water surface.— Phys. Rev., 27, p. 779—787.
Burnet J. (1930). Early Greek philosophy/A. and C. Black, Ltd., London.— 375 p.
Carpenter L. G. (1889). Section of meteorology and irrigation engineering.— Second Ann. Rept., Agric. Exp. Station, State Agric. College, Fort Collins, Colo., p. 49—76.
Carpenter L. G. (1891). Section of meteorology and irrigation engineering, Fourth Ann. Rept., Agric. Exp. Station, State Agric. College, Fort Collins, p. 29—97.
Cherniss H. (1964). Aristotle's criticism of Presocratic philosophy. Octagon Books, N. Y.— 418 p.
Conrad von Megenberg (1897). Das Buch der Natur; Die erste Naturgeschichte in deutscher Sprache (In Neu-Hochdeutcsher Sprache bearbeitet von Hugo Schulz), Verlag J. Abel, Greifswald.— 445 p.
Coutant V., Eichenlaub V. (1974). The de ventis of Theophrastus: its contributions to the theory of winds — Bull. Amer. Meteorol. Soc., 55, p. 1454—1462.
Dalton J. (1801). New theory of the constitution of mixed aeriform fluids, and particularly of the atmosphere.— J. Nat. Philos., Chemistry and the Arts (W. Nicholson), 5, p. 241—244.
Dalton J. (1802a). Experimental essays on the constitution of mixed gases; on the force of steam or vapor from water and other liquids in different temperatures, both in a Torricellian vacuum and in air; on evaporation and on the expansion of gases by heat.— Mem. Manchester Lit. and Philos. Soc., 5, p. 535—602.
Dalton J. (1802b). Meteorological observations.— Mem. Manchester Lit. and Philos. Soc. 5, p. 666—674.
Dalton J. (1802c). Experiments and observations to determine whether the quantity of rain and dew is equal to the quantity of water carried off by the rivers and raised by evaporation; with an enquiry into the origin of springs.— Mem. Manchester Lit. and Philos. Soc. 5, p. 346—372.
Daubrée (1847). Observations sur la quantité de chaleur annuellement employée à évaporer de l'eau à la surface du globe, ... etc.— Comptes Rendus Hebd. Acad. Sc., Paris, 24, p. 548—550.
De LaHire (1703). Sur l'eau de pluie et sur l'origine des fontaines; avec quelques particularitez sur la construction des cisternes.— Histoire de l'Acad. Roy. des Sciences (Avec les Mémoires de la matématique et de physique pour la même année), Mem., p. 56—69.
De Luc J. A. (1787). Idées sur la metéorologie. Pt. I. De l'évaporation de l'eau, T. I, Veuve Duchesne, Paris.— 516 p.
De Luc J. A. (1792). On evaporation.— Philos. Trans. Roy. Soc., London, 82, p. 400—424.
Desaguliers J. T. (1729). An attempt to solve the phenomenon of the rise of vapors, formation of clouds and descent of rain.— Philos. Trans. Roy. Soc, 36, p. 6—22.
Desaguliers J. T. (1744). A course of experimental philosophy. v. II, W. Innys, M. Senex, T. Longman, London.— 568 p.
De Saussure H.-B. (1783). Essais sur l'hydrometrie, III. Essai, théorie de l'évaporation. Samuel Fauche, Neichatel, p. 183—258.
Descartes René (1637). Discours de la méthode, plus La dioptrique, les météores et la géométrie. de l'imprimerie de Ian Maire, Leyde (Leiden).— 413 p.
Diels H. (1879). Doxographi graeci.— G. Reimer, Berlin.— 854 p.
Diels H. (1934). Die Fragmente der Vorsokratiker, 5. Aufl. herausgegeben von. W. Kranz, Weidmannsche Buchhandlung, Berlin. Bd 1. 482 p.

Diogenes Laertius (1925). Lives of eminent philosophers, V. II. with an English translation by R. D. Hicks, William Heinmann, London; G. P. Putnam's Sons, N. Y.— 704 p.
Dobson (1777). Observations on the annual evaporation at Liverpool in Lancashire; and on evaporation considered as a test of the moisture or dryness of the atmosphere.— Philos. Trans. Roy. Soc. 67, p. 244—259.
Ebermayer E. (1879). Wie kann man den Einfluss der Wälder auf den Quellenreichthum ermitteln? — Forstwissenschaftliches Centralblatt 2, p. 77—81.
Fick A. (1855). Ueber diffusion.— Ann. Phys. u. Chemie (J. C. Poggendorff), 94 (170), p. 59—86.
Fitzgerald D. (1886). Evaporation.— Trans. Am. Soc. Civ. Eng., 15, p. 581—646.
Fox R. (1971). The caloric theory of gases from Lavoisier to Regnault.— Clarendon Press, Oxford.— 378 p.
Franklin B. (1765). Physical and meteorological observations, conjectures and suppositions, Read June 3, 1756.— Philos. Trans. Roy. Soc., 55, p. 182—192.
Franklin B. (1887). The complete works (letters to J. Lining). V. 2, p. 498—505 (1757); v. 3, p. 22—27 (1758). G. P. Putnam's Sons, N. Y., London.
Freeman K. (1953). The pre-Socratic philosophers. Basil Blackwell, Oxford,— 486 p.
Gershon B. Shlmoh (1953). The Gate of Heaven (Shaar ha-Shamayim). Trans. and ed. by F. S. Bodenheimer, Kiryath Sepher Ltd., Jerusalem.— 356 p.
Gilbert O. (1907), Die meteorologischen Theorien des Griechischen Altertums. B. G. Teubner, Leipzig.— 746 p.
Gilson E. (1920, 1921). Météores Cartésiens et météores scolastiques.— Revue Néoscolastique de Philosophie, Louvain 22, p. 358—384; 23, p. 23—84.
Grabmann M. (1916). Forschungen über die Lateinischen Aristotelesübersetzungen des 13. Jahrhunderts.— Beiträge zur Geschichte der Philosophie des Mittelalters, 18 (5—6), Aschendorffschen Verlagsbuchhandlung, Münster i. W.— 270 p.
Gravesandés G. J. (1742). Physices elementa mathematica, experimentis confirmata. Ed. tertia, J. A. Langerak, J. and H. Verbeek, Leiden.— 1073 p.
Gravesande's W. J. (1747). Mathematical elements of natural philosophy. Confirmed by experiments, v. II.— Trans. from the Latin by J. T. Desaguliers, 6th ed., W. Innys, T. Longman, T. Shewell, H. Hitch, M. Senex, London.— 389 p.
Halley E. (1687). An estimate of the quantity of vapour raised out of the sea by the warmth of the sun.— Philos. Trans. Roy. Soc., N 189 (16), p. 366—370.
Halley E. (1691). An account of the circulation of the watery vapours of the sea, and of the cause of springs.— Philos. Trans. Roy. Soc., N 192 (16), p. 468—473.
Halley E. (1694). An account of the evaporation of water, as it was experimented in Gresham Colledge in the year 1693. With some observations thereon.— Philos. Trans. Roy. Soc. London, N 212 (18), p. 183—190.
Hamilton H. (1765). A dissertation on the nature of evaporation and several phenomena of air, water, and boiling liquors.— Philos. Trans. Roy. Soc., 55, p. 146—181.
Heller E. (1800). Ueber den Einfluss des Sonnenlichts auf die Verdünstung des Wassers.— Annalen d. Physik, 4, p. 210—221.
Heninger S. K., Jr (1960). A Handbook of Renaissance Meteorology.— Duke Univ. Press, Durham, North Carol.— 269 p.
Hesiode (1928). Théogonie; les travaux et les jours; le bouclier.— Texte établi et traduit par P. Mazon, Société d'édition Les belles lettres, Paris.— 158 p.
Hesiode (1978). Works and Days. Ed. by, M. L. West.— Clarendon Press., Oxford.— 399 p.
Hippocrates (1923). Airs, Waters, Places, v. I. With an English translation by W. H. S. Jones, William Heinemann Ltd., London; Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass., p. 71—137.
Hoffmann R. (1861). Versuche mit Lysimetern.— Jahresber. Über die Fortschritte der Argikulturchemie, 2, p. 9—15.
Homén Th. (1897), Der tägliche Wärmeumsatz im Boden und die Wärmestrahlung zwischen Himmel und Erde.— Acta Societ. Scientiarum Fennicae, 23, N 3, p. 5—147.

Huxley T. H. (1900). Philosophy.— Mac Millan and Co., Ltd., London, D. Appleton and Co, Ltd., N. Y.— 384 p.
Ikhwan al-Safa (1861), Meteorologie, IV in „Die Naturanschauung und Naturphilosophie der Araber im zehnten Jahrhundert, aus den Schriften der lautern Brüder“ übersetzt von Fr. Dieterici, Nicolai, Sort. Buchhandlung, Berlin.— 216 p.
Isidore de Séville (1960). De natura rerum. Traité de la nature. Éd. par J. Fontaine, Eds., Bordeaux.— 466 p.
Isidorus Hispalensis E. (1911). Etymologiarum sive originum libri XX (Etymologiae).— Oxonii e Typographeo Clarendoniano (Oxford Univ. Press).
Jansen-Sieben R. (1968). De Natuurkunde van het Geheelal. Een 13-de eeuws middelnederlands Leerdicht.— Academie Royale de Belgique, Brussel.— 742 p.
Jelinek C., Hann J. (1873). Der Verdunstungsmesser Piche.— Zeitsch. d. Oesterreich. Gesselsch. Meteorologie 8, p. 270—271.
Job of Edessa (1935). Book of Treasures.— Syriac text edited and translated by A. Mingana, W. Heffer and Sons Ltd., Cambridge.— 470 p.
Jourdain A. (1960). Recherches critiques sur l'age et l'origine des traductions latines d'Aristote (edn. of 1843).— Burt Franklin, N. Y.— 472 p.
Kaufman A. (1899). Thomas von Chantimpré.— Komissions-Verlag u. Druck von J. P. Bachem, Köln.— 137 p.
Lavoisier (1777). De la combinaison de la matière du feu avec les fluides évaporables, et de la formation des fluides élastiques aëriformes.— Mémoires de mathématique et de physique tirés des registres de l'Académie Royale des Sciences, 90, p. 420—432.
Lear F. S. (1936). St. Isidore and medieval science.— Rice Institute Pamphlet, 23, p. 75—105.
Le Roy (1751). Mémoire sur l'élévation et la suspension de l'eau dans l'iar et sur la rosée.— Mémoires de mathématique et de physique tirés des registres de l'Academie Royale des Sciences, 64, p. 481—518.
Leslie J. (1813). Short account of experiments and instruments depending on the relations of air to heat and moisture.— Edinburgh: W. Blackwood, J. Ballantyne Co; Longman, Hurst, Ress, Orme, Brown; J. Murray, London.— 178 p.
Livingston G. J. (1908). An annotated bibliography on evaporation.— Month. Weath. Rev., 36, p. 181—186, p. 301—306, p. 375—381.
Livingston G. J. (1909). An annotated bibliography on evaporation.— Month. Weath. Rev., 37, p. 68—72, p. 103—109, p. 157—160, p. 193—199, p. 248—252.
Lucretius (1924). De rerum natura. With an English trans. by W. H. D. Rous, W. Heinemann Ltd., London, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass.— 538 p. (Лукреций, 1936. О природе вещей. Пер. на русск яз. Ф. А. Петровского.— М., Л.: Academia.—262 с.).
Maury M. F. (1961). The physical geography of the sea and its meteorology, 8th edn. Ed. by J. Leighly, 1963, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass.— 432 p.
McKie D., Heathcote de V. M. H. (1935). The discovery of specific and latent heats. Ed. E. Arnold and Co., London.— 155 p.
Mieli A. (1966). La science Arabe. E. J. Brill, Leiden.— 467 p.
Monge (1790). Memoire sur la cause des principaux phénomènes de la météorologie.— Annales de chimie 5, p. 1—71.
Needham J. (1959). Science and civilization in China, v. 3, Mathematics and the sciences of the heavens and the earth (with the collaboration of Wang Ling), Cambridge Univ. Press.— 977 p.
Oxford Study Edition (1976). The New English Bible, with the Apocrypha,— Oxford Univ. Press, N. Y.— 1725 p.
Parkes J. (1845). On the quantity of rain compared with the quantity of water evaporated from or filtered through soil; with some remarks on drainage.— J. Roy. Agric. Soc. England, 5, p. 146—158.
Parrot (1804), Bemerkungen über Dalton's Versuche über die Expansivkräfte...— Ann. d. Physik (Gilbert), 17, p. 82—101.
Pernoud R. (1977). Pour en finir avec la moyen-age, Edition du Seuil, Paris.— 160 p.

Perrault P. (1674). De l'origine des fontaines.— Pierre Le Petit Imprimeur and Libraire, Paris.— 353 p.
Perrault P. (1733). Experience sur le froid, 1670.— Histoire de l'Academie Royale des Sciences, 1, p. 115—116.
Peters F. E. (1968). Aristotle and the Arabs.— Univ. Press, N. Y.— 303 p.
Pliny (1938). Natural history. With an English trans .by H. Rackham, v. I (Praefatio, Libri I, II), W. Heinemann, Ltd., London, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass.— 378 p.
Pliny (1945). Natural History. With an English trans. by H. Rackham, v. IV (Libri XII—XVI), W. Heinemann, Ltd., London; Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass.— 551 p. (Плиний Старший, 1958. Естественная история.— В кн.: Древнерусские мыслители. Сост. А. А. Аветисян. Киев: изд. Киевского гос. ун-та им. Т. Г. Шевченко.— 280 с.)
Pouillet (1838). Memoire sur la chaleur solaire, sur les pouvoirs rayonnants et absorbants de l'air atmosphérique, et sur la température de l'espace.— Compt, Rendus Hebd. des Séances de l'Acad. Sci., 7, p. 24—65.
Pouillet (1847). Eléments de physique expérimentale et de météorologie, 5-me ed., t. 2, Bechet Jeune, Paris.— 836 p.
Rabanus Maurus (1852). De universo (De rerum naturis), vol. III, p. 10—614, in Partologiae cursus completus, J.-P. Migne, Paris.
Reynolds O. (1874). On the extent and action of the heating surface for steam boilers.— Proc. Manchester Liter. Phil. Soc. 14, p. 7—12.
Schmid E. E. (1860). Lehrbuch der Meteorologie. L. Voss, Leipzig,— 1009 p.
Schmidt W. (1915). Strahlung und Verdunstung an freien Wasserflächen; ein, Beitrag zum Wärmehaushalt des Weltmeers und zum Wasserhaushalt der Erde.— Ane. d. Hydrogr. u. Mar. Meteorol., 43, S. 111—124.
Schmidt W. (1917), Der Massenaustausch bei der ungeordneten Strömung in freier Luft und seine Folgen.— Sitzber, Kais. Akad. Wissen. Wien (2a), 126, S. 757—804.
Sedileau (1730a). Observations de la quantite de l'eau de pluye tombée à Paris durant près de trois années, de la quantité de l'evaporation, 29 fév. 1692.— Memoires de l'Académie Royale des Sciences, 10, p. 29—36.
Sedileau (1730b). De l'origine des rivières and de la quantité de l'eau qui entre dans la mer qui en sort, 31 mai 1693.— Memoires de l'Académie Royale des Sciences, 10, p. 325—339.
Sedileau (1733a). Sur la quantite d'eau de pluye tombée a Paris, 1692.— Histoire de l'Académie Royale des Sciences, 2, p. 133—135 (abstract).
Sedileau (1733b). Sur la quantité d'eau tombée a l'Observatoire pendant les quatre dernières années, and sur l'origine des rivères, 1693.— Histoire de l'Académie Royale des Sciences, 2, p. 164—167 (abstract).
Seneca (1971, 1972). Naturales quaestiones. With an English trans. by T. H. Corcoran W. Heinemann Ltd., London, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass. (v. I, 1971.— 297 p.; v. II, 1972.— 312 p.). (Сенека Люций Анней, 1958. Вопросы естествознания.— В кн.: Древнерусские мыслители. Сост. А. А. Аветисян.— Киев: изд. Киевского гос. ун-та им. Т. Г. Шевченко.— 280 с.)
Soldner (1804). Ueber das allgemeine Gesetz für die Expansivkraft des Wasserdampfes durch Wärme, nach Dalton's Versuchen; Anwendung dieses Gesertzes auf das Verdunsten der Flüssigkeiten.— Ann. d. Phys. (Gilbert), 17, S. 44—81.
Soldner (1807). Nachtrag zu der Abhandlung über das allgemeine Gesetz der Expansivkraft der Wasserdämpfe.— Ann. d. Phys. (Gilbert), 25, S. 411—439.
Stefan J. (1879). Ueber die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung under der Temperatur, Sitzungsberichte der Math-Naturw. Classe d. Kaiserlichen Akademie d. Wissenschaften, Wien, v. 79 (2), S. 391—428.
Stelling Ed. (1822). Ueber die Abhängigkeit der Verdungstung des Wassers von seiner Temperatur und von der Feughtigkeit und Bewegung der Luft (Vorgelegt 1881). (Метеорологический сборник Императорской Академии наук. СПб, т. 8, № 3, с. 1—49.)
Stevenson T. (1880). Report on simultaneous observations of the force of wind at different heights above the ground.— J. Scot. Meteor. Soc., 5 (103), p. 348—351.

Tate T. (1862). Experimental researches on the laws of evaporation and absorption, with a description of a new evaporameter and absorbometer.— Philos. Magazine and J. Science, 23 (IV), p. 126—135.
Theophrastus (1975). De Ventis.— Ed. by V. Coutant and V. L. Eichenlaub, Univ. of Notre Dame Press, Notre Dame, Indiana.— 105 p.
Thomas Cantimpratensis (1973). Liber de batura rerum (Vorwort H. Boese).— Walter De Gruyter, Berlin, N. Y.— 431 p.
Van Maerlant J. (1878). Naturen Bloeme. Uitgegeven door Eelco Verwijs J. B. Wolters, Groningen.— 251 p.
Van Musschenbroek P. (1732). Ephemerides meteorologicae, barometricae, thermometricae, epidemicae, magneticae, ultrajectinae.— Philos. Trans. Roy. Soc., 37, p. 357—384.
Van Musschenbroek P. (1739). Essai de physique. T. 2, traduit du Hollandais par P. Massuet, Samuel Luchtmans, Leyden.
Van Musschenbrock P. (1769). Cours de physique experimentale. T. 3, traduit par S. de la Fond, Guillyn Librairie. Paris.— 503 p.
Van Steenberghen F. (1955). Aristotle in the west, the origins of Latin Aristotelianism. E. Nauwelaerts. Publ., Louvain.— 244 p.
Vincentius Bellovacensis (1624). Speculum naturale.— Balthazar Bellerus, Duaci (Douai), 1240 p. (Facsimile of Benedictine Edn., Akademische Druck u. Verlagsanstalt, Graz, 1964).
Vuilhelmus (1567). Dialogus de substantiis physics: ante annos ducentos confectus, à Vuilhelmo Aneponymo philosopho, p. 1—312, Argentorati, excudebat Iosias Rihelius, (1967 Facsimile edn., Minerva, GMBH, Frankfurt/Main). (Note that the last part, p. 313—363, is by a different author, who is very familiar with Aristotle's two-exhalation theory; the date of this parts is at least a century later than the main part).
Weilenmann A. (1877a). Die Verdunstung des Wassers.— Schweizerische Meteorologische Beobachtungen, Zürich, 12, p. 7—37.
Weilenmann A. (1877b). Berechnung der Grösse der Verdunstung aus den meteorologischen Factoren.— Zeitsch, der Oesterreischen Gesellschaft für Meteorologie, Wien (Meteor. Zeitsch.), 12, p. 268—271.
Wild H. (1874). Ueber einfachen Verdunstungsmesser und Winter.— Bull. de l'Academie Imperiale des Sciences, St. Petersburg, 19, p. 440—445.
Woeikoff A. I. (1887). Die Klimate der Erde.— H. Costenoble, Jena, 396—422 p. (Воейков А. И., 1894. Климаты земного шара, в особенности России. Перераб. и доп. изд. СПб).
Wollny E. (1877). Der Einfluss der Pflanzendecke und Beschattung auf die physikalischen Eigenschaften und die Fruchtbarkeit des Bodens—. Wiegandt, Hempel and Parey Verlag, Berlin.— 197 p.
Wollny E. (1893). Der Einfluss der Pflanzendecke und Beschattung auf die der Beschattung auf die physikalischen Eigenschaften des Bodens.— Forsch. Geb. Agrikulturphysik, 18, S. 486—516.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Будыко М. И. (1948). Испарение в естественных условиях.— Л.: Гидрометеоиздат.— 136 с.

Будыко М. И. (1971). Климат и жизнь.— Л.: Гидрометеоиздат.— 472 с.

Казанский А. Б., Монин А. С. (1960). Турбулентный режим выше приземного слоя воздуха. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, с. 165—168.

Казанский А. Б., Монин А. С. (1961). О динамическом взаимодействии между атмосферой и поверхностью земли.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, с. 768—788.

Китайгородский С. А. (1969). Мелкомасштабное взаимодействие атмосферы и океана.— Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, т. 5, № 11, с. 641—643.

Китайгородский С. А., Кузнецов О. А., Панин Г. Н. (1973). Коэффициенты сопротивления, теплоотдачи и испарения в атмосфере над морем. Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, т. 9, № 11, с. 1135—1141.

Китайгородский С. А., Волков В. А. (1965). Расчет турбулентных потоков тепла и влаги в приводном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, т. 1, № 12, с. 1317—1336.

Кондратьев К. Я. (1956). Лучистый теплообмен в атмосфере.— Л.: Гидрометеоиздат.

Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. (1953). Механика сплошных сред.— М.: Гостехиздат.— 788 с.

Мировой водный баланс и водные ресурсы Земли/Под ред. В. И. Корзуна и др.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974.— 638 с.

Атлас мирового водного баланса/Приложение к монографии «Мировой водный баланс и водные ресурсы Земли». Под ред. В. И. Корзуна и др.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974.

Монин А. С., Обухов А. М. (1954). Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы.— Труды Геофиз. ин-та АН СССР, № 24, с. 163—187.

Монин А. С., Яглом А. М. (1965). Статистическая гидромеханика, ч. 1.— М.: Наука.— 640 с.

Обухов А. М. (1946). Турбулентность в температурно-неоднородной среде.— Труды Ин-та теорет. геофизики АН СССР, № 9, с. 95—115.

Петухов Б. С., Кириллов В. В. (1958). К вопросу о турбулентном переносе тепла в турбулентном потоке жидкости в трубах.— Теплотехника, № 4, с. 63—68.

Тимофеев М. П. (1954). Изменение метеорологического режима при орошении.— Изв. АН СССР, сер. геогр., № 2, с. 108—113.

Хинце И. О. (1963). Турбулентность, ее механизм и теория.— М.: Физматгиз, 680 с.

Чудновский А. Ф. (1948). Физика теплообмена в почве.— Л.: Гостехиздат.— 180 с.

Яглом А. М. (1972). О турбулентной диффузии в приземном слое атмосферы.— Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, т. 8, № 6, с. 579—594.

Aase J. K., Idso S. B. (1978). A comparison of two formula types for calculating long wave radiation from the atmosphere.— Water Resour. Res., 14, p. 623—625.

Abbe C. (1905). The Piche evaporometer.— Monthly Weath. Rev., 33, p. 253—255.
Abramowitz M., Stegun I. A. (ed.) (1964). Handbook of Mathematical Functions.— National Bureau of Standards, Applied Math. Ser., N 55, Washington, D. C.— 1046 p.
Albrecht F. (1937). Messgeräte des Wärmehaushaltes an der Erdoberfläche als Mittel der bioklimatologischen Forschung.— Meteorol. Z. 54, S. 471—475.
Albrecht F. (1950). Die Methoden zur Bestimmung der Verdunstung der natürlischen Erdoberfläche.— Arch. Met. Geoph. Biokl., B2, S. 1—38.
Anderson E. R. (1954). Energy-budget studies.— Water loss investigations: Lake Hefner Studies, Tech. Report. Prof. Paper 269, Geol. Survey, U. S. Dept. Interior, p. 71—119.
Angström A. (1924). Solar and terrestrial radiation.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 50, p. 121—125.
Arya S. P. S. (1975). Geostrophic drag and heat transfer relations for the atmospheric boundary layer.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 101, p. 147—161.
Arya S. P. S. (1977). Suggested revisions to certain boundary layer parametrization schemes used in atmospheric circulation models.— Monthly Weath. Rev., 105, p. 215—227.
Arya S. P. S., Wyngaard J. C. (1975). Effect of baroclinicity on wind profiles and the geostrophic drag law for the convective planetary boundary layer.— J. Atmos. Sci., 32, p. 767—778.
Assaf G., Kessler J. (1976). Climate and energy exchange in the Gulf of Aqaba (Eilat).— Monthly Weath. Rev., 104, p. 381—385.
Augstein E., Riehl H., Ostapoff F., Wagner V. (1973). Mass and energy transports in an undisturbed Atlantic trade-wind flow.— Monthly. Weath. Rev., 101, p. 101—111.
Baker D. G., Haines D. A. (1969). Solar radiation and sunshine duration relationships in the North-Central Region and Alaska.— Tech. Bull. N 262, Univ. Minnesota Ag. Exp. Station.— 372 p.
Baker F. G., Venemann P. L., Bouma J. (1974). Limitations of the instantaneous profile method for field measurement of unsaturated hydraulic conductivity.— Soil. Sci. Soc. Am. Proc., 38, p. 885—888.
Barton I. J. (1979). A parametrization of the evaporation from nonsaturated surface.— J. Appl. Meteorol., 18, p. 43—47.
Baumgartner A., Reichel E. (1975). The World Water Balance.— Elsevier Sci. Publ. Com., Amsterdam, N. Y.— 179 p., 31 maps.
Benton G. S., Estoque M. A. (1954). Water-vapor transfer over the North American continent.— J. Meteorol., 11, p. 462—477.
Black J. N. (1956). The distribution of solar radiation over the earth's surface.— Arch. Meteorol. Geophys. Bioklim., 7, p. 165—189.
Black T. A., Gardner W. R., Thurtell G. W. (1969). The prediction of evaporation, drainage, and soil water storage for a bare soil.— Soil. Sci. Soc. Am. Proc., 33, p. 655—660.
Black T. A., Thurtell G. W., Tanner C. B. (1968). Hydraulic load-cell lysimeter, construction, calibration, tests.— Soil Sci. Soc. Am. Proc., 32, p. 623—629.
Blackard A. K. (1962). The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere.— J. Geophys. Res., 67, p. 3095—3102.
Blackadar A. K., Tennekes H. (1968). Asymptotic similarity in neutral barotropic planetary boundary layers.— J. Atmos. Sci., 25, p. 11015—1020.
Blom J., Wartena L. (1969). The influence of changes in surface roughness on the development of the turbulent boundary layer in the lower layers of the atmosphere.— J. Atmos. Sci., 26, p. 255—265.
Bolz H. M. (1949). Die Abhängigkeit der infraroten Gegenstrahlung von der Bewölkung.— Z. Meteorol., 3, S. 201—203.
Boston N. E. J., Burling R. W. (1972). An investigation of high wavenumber temperature and velocity spectra in air.— J. Fluid Mech., 55, p. 473—492.
Bouchet R. J. (1963a). Evapotranspiration réelle et potentielle, signification climatique.— General Assembly Berkeley, Intern. Assoc. Sci. Hydrol., Publ. N 62, Gentbrugge, Belgium, p. 134—142.

Bouchet R. J. (1963b). Evapotranspiration réelle, évapotranspiration potentielle, et production agricole.— Ann. Agron., 14, p. 743—824.
Bowen I. S. (1926). The ratio of heat losses by conduction and by evaporation from any water surface.— Phys. Rev., 27, p. 779—787.
Bradley E. F. (1968). A micrometeorological study of velocity profiles and surface drag in the region modified by a change in surface roughness.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 94, p. 361—379.
Bradley E. F. (1972). The influence of thermal stability on a drag coefficient close to the ground.— Agric. Meteorol., 9, p. 183—190.
Bradshaw P. Ferris, D. H., Atwell N. P. (1967). Calculation of boundary-layer development using the turbulent energy equation.— J. Fluid. Mech., 28, p. 593—616.
Brakke T. W., Verma S. B., Rosenberg N. J. (1978). Local and regional components of sensible heat advection.— J. Appl. Meteorol., 17, p. 955—963.
Brochet P., Gerbier N. (1972). Une méthode pratique de calcul de l'évapotranspiration potentielle.— Ann. Agron., 23, p. 31—49.
Brost R. A. (1979). Comments on "Turbulent exchange coefficients for sensible heat and water vapor under advective conditions.— J. Appl. Meteorol., 18, p. 378—380.
Brown G. W. (1969). Predicting temperatures of small streams.— Water Resour. Res., 5, p. 68—75.
Brown K. W., Gerard C. J., Hipp B. W., Ritchie J. R. T. (1974). A procedure for placing large undisturbed monoliths in lysimeters.— Soil. Sci. Soc. Am. Proc., 38, p. 981—983.
Brown K. W., Covey W. (1966). The energy-budget evaluation of the micrometeorological transfer processes within a cornfield.— Agric. Meteorol., 3, p. 73—96.
Brunt D. (1932). Notes on radiation in the atmosphere: I.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 58, p. 389—420.
Brutsaert W. (1967a). Evaporation from a very small water surface at ground level: three-dimensional turbulent diffusion without convection.— J. Geophys. Res., 72, p. 5631—5639.
Brutsaert W. (1967b). Some methods of calculating unsaturated permeability.— Trans. Am. Soc. Agric. Eng., 10, p. 400—404.
Brutsaert W. (1970). On the anisotropy of the eddy diffusivity.— J. Meteorol. Soc. Japan, 48, p. 411—416.
Brutsaert W. (1973). Similarity functions for turbulence in neutral air above swell.— J. Phys. Oceanogr., 3, p. 479—482.
Brutsaert W. (1975a). Atheory for local evaporation (or heat transfer) from rough and smooth surfaces at ground level.— Water Resour. Res., 11, p. 543—550.
Brutsaert W. (1975b). The roughness length for water vapor, sensible heat, and other scalars.— J. Atmos. Sci., 32, p. 2028—2031.
Brutsaert W. (1975c). Comments on surface roughness parameters and the height of dense vegetation.— J. Meteorol. Soc. Japan, 53, p. 96—97.
Brutsaert W. (1975d). On a derivable formula for long-wave radiation from clear skies.— Water Resour. Res., 11, p. 742—744.
Brutsaert W. (1979a). Heat and mass transfer to and from surfaces with dense vegetation or similar permeable roughness.— Boundary-Layer Meteorol., 16, p. 365—388.
Brutsaert W. (1979b). Universal constants for scaling the exponential soil water diffusivity? — Water Resour. Res., 15, p. 481—483.
Brutsaert W., Chan, F. K.-F. (1978). Similarity functions D for water vapor in the unstable atmospheric boundary layer.— Boundary-Layer Meteorol., 14, 441—456.
Brutsaert W., Ibrahim H. A. (1966). On the first and second linearization of the Boussinesq equation.— Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 11, p. 549—554.
Brutsaert W., Mawdsley J. A. (1976). The applicability of planetary boundary layer theory to calculate regional evapotranspiration.— Water Resour. Res., 12, p. 852—858.
Brutsaert W., Nieber J. L. (1977). Regionalised drought flow hydrographs

from a mature glaciated plateau.— Water Resour. Res., 13, p. 637—643.

Brutsaert W., Stricker H. (1979). An advection-aridity approach to estimate actual regional evapotranspiration.— Water Resour. Res., 15, p. 443—450.
Brutsaert W., Yeh G.-T. (1969). Evaporation from an extremely narrow wet strip at ground level.— J. Geophys. Res. 74, p. 3431—3433.
Brutsaert W., Yeh G.-T. (1970a). Implications of a type of empirical evaporation formula for lakes and pans.— Water Resour. Res., 6, p. 1202—1208.
Brutsaert W., Yeh G.-T. (1970b). A power wind law for turbulent transfer computations.— Water Resour. Res., 6, p. 1387—1391.
Brutsaert W., Yu S. L. (1968). Mass transfer aspects of pan evaporation.— J. Appl. Meteor., 7, p. 563—566.
Buck A. L. (1976). The variable-path Lyman-alpha hygrometer and its operating characteristics, Bull. Am. Meteorol. Soc. 57, 1113—1118.
Buckingham E. (1907). Studies on the movement of soil moisture.— Bureau of Soils, Bull. N 38, U. S. Dept. Agr., Washington.— 61 p.
Budyko M. I. (1970). The water balance of the ocean, Symposium on world water balance. Proc. Reading Sympos., v. 1, Internat. Assoc. Sci. Hydrol., Public. N 92, p. 24—33.
Bunker A. F., Worthington L. V. (1976). Energy exchange charts of the North Atlantic Ocean.— Bull. Am. Meteorol. Soc. 57, p. 670—678.
Burger H. C. (1915). Das Leitvermögen verdünnter mischkristallfreier Lösungen.— Phys. Zeits., 20, S. 73—76.
Busch N. E., Panofsky H. A. (1968). Recent spectra of atmospheric turbulence.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 94, p. 132—140.
Businger J. A. (1966). Transfer of momentum and heat in the planetary boundary layer.— Proc. Symp. Arctic Heat Budget and Atmos. Circulation, RAND Corp. RM-5233-NSF, p. 305—332.
Businger J. A., Wyngaard J. C., Izumi Y., Bradley E. F. (1971). Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer.— J. Atmos. Sci., 28, p. 181—189.
Businger J. A., Yaglom A. M. (1971). Introduction to Obukhov's paper on "Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature".— Boundary-Layer Meteorol., 2, p. 3—6.
Calder K. L. (1949). Eddy diffusion and evaporation in flow over aerodynamically smooth and rough surfaces: A treatment based on laboratory laws of turbulent flow with special reference to conditions in the lower atmosphere.— Quart. J. Mech. Appl. Math., 2, p. 153—176.
Cary J. W. (1967). The drying of soil: thermal regimes and ambient pressure.— Agric. Meteorol., 4, p. 357—365.
Chamberlain A. C. (1966). Transport of gases to and from grass and grass-like surfaces.— Proc. Roy. Soc. London A290, 236—265.
Chamberlain A. C. (1968). Transport of gases to and from surfaces with bluff and wave-like roughness elements.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 94, p. 318—332.
Champagne F. H., Friehe C. A., LaRue J. C., Wyngaard J. C. (1977). Flux measurements, flux estimation techniques and fine-scale turbulence measurements in the unstable surface layer over land.— J. Atmos. Sci., 34, p. 515—530.
Charnock H. (1955). Wind stress on a water surface.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 81, p. 639—640.
Charnock H. (1958). A note on empirical wind-wave formulae.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 84, p. 443—447.
Cionco R. M. (1965). A mathematical model for air flow in a vegetative canopy.— J. Appl. Meteorol., 4, p. 517—522.
Cionco R. M. (1972). A wind-profile index for canopy flow.— Boundary-Layer Meteorol., 3, p. 255—263.
Cionco R. M. (1978). Analysis of canopy index values for various canopy densities.— Boundary-Layer Meteorol., 15, p. 81—93.
Cisler J. (1969). The solution for maximum velocity of isothermal steady flow of water upward from water table to soil surface.— Soil. Sci., p. 108—148.

Clarke R. H. (1970). Observational studies in the atmospheric boundary layer.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 96, p. 91—114.
Clarke R. H. (1972). Discussion of "Observational studies in the atmospheric boundary layer".— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 98, p. 234—235.
Clarke R. H., Dyer A. J., Brook R. R., Reid D. G., Troup A. J. (1971). The Wangara experiment: boundary layer data.— Tech. Paper N 19, Div. Meteor. Physics., CSIRO, Australia.
Clarke R. H., Hess G. D. (1973). On the appropriate scaling for velocity and temperature in the planetary boundary layer.— J. Atmos. Sci., 30, p. 1346—1353.
Clarke R. H., Hess G. D. (1974). Geostrophic departure and the functions A and B of Rossbynumber similarity theory.— Boundary-Layer Meteorol., 7, p. 267—287.
Corino E. R., Brodkey R. S. (1969). A visual investigation of the wall region in turbulent flow.— J. Fluid Mech., 37, p. 1—30.
Corrsin S. (1974). Limitations of gradient transport models in random walks and in turbulence.— Adv. Geophys., 18A, p. 25—60.
Coulson K. L. (1975). Solar and terrestrial radiation.— Academic Press, N. Y.— 322 p.
Cowan I R. (1968). Mass, heat and momentum exchange between stands of plants and their atmospheric environment.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 94, p. 523—544.
Crawford T. V. (1965). Moisture transfer in free and forced convection.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 91, p. 18—27.
Crow F. R., Hottman S. D. (1973). Network density of temperature profile stations and its influence on the accuracy of lake evaporation calculations.— Water Resour. Res., 9, 895—899.
Csanady G. T. (1967). On the resistance law of a turbulent Ekman layer.— J. Atmos. Sci., 24, p. 467—471.
Csanady G. T. (1974). "The roughness" of the sea surface in light winds.— J. Geophys. Res., 79, p. 2747—2751.
Cummings N. W., Richardson B. (1927). Evaporation from lakes.— Phys. Rev., 30, p. 527—534.
Daniel J. F. (1976). Estimating groundwater evapotranspiration from streamflow records.— Water Resour. Res., 12, p. 360—364.
Davenport D. C., Hudson J. P. (1967a). Changes in evaporation rates along a 17-km transect in the Sudan Gezira.— Agric. Meteorol., 4, p. 339—352.
Davenport D. C., Hudson J. P. (1967b). Meteorological observations and Penman estimates along a 17-km transect in the Sudan Gezira.— Agric. Meteorol., 4, p. 405—414.
Davidson J. M., Stone L. R., Nielsen D. R., LaRue M. E. (1969). Field measurement and use of soil-water properties.— Water Resour. Res. 5, p. 1312—1321.
Davidson K. L. (1974). Observational results on the influence of stability and wind-wave coupling on momentum transfer and turbulent fluctuations over ocean waves.— Boundary-Layer Meteorol., 6, p. 305—331.
Davies J. A. (1965). Estimation of insolation for West Africa.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 91, p. 359—363.
Davies J. A., Allen C. D. (1973). Equilibrium, potential and actual evaporation from cropped surfaces in southern Ontario.— J. Appl. Meteorol., 12, p. 649—657.
Davies J. A., Robinson P. J., Nunez M. (1971). Field determinations of surface emissivity and temperature for Lake Ontario.— J. Appl. Meteorol., 10, p. 811—819.
Dawson D. A., Trass O. (1972). Mass transfer at rough surfaces.— Int. J. Heat Mass Transfer, 15, p. 1317—1336.
Deacon E. L. (1949). Vertical diffusion in the lowest layers of the atmosphere.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 75, p. 89—103.
Deacon E. L. (1950). The measurement and recording of the heat flux into the soil.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 76, p. 479—483.

Dascon E. L. (1959). The measurement of turbulent transfer in the lower atmosphere.— Adv. Geophys., 6, 211—228.
Deacon E. L. (1970). The derivation of Swinbank's long-wave radiation formula.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 96, p. 313—319.
Deacon E. L. (1973). Geostrophic drag coefficients.— Boundary-Layer Meteorol., 5, p. 321—340.
Deacon E. L., Webb E. K. (1962). Small-scale interactions. In M. N. Hill (ed.). The Sea, v. 1. Interscience.— N. Y., London, p. 43—87.
Deardorff J. W. (1972). Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers.— J. Atmos. Sci., 29, p. 91—115.
DeBruin H. A. (1978). A simple model for shallow lake evaporation.— J. Appl. Meteorol., 17, p. 1132—1134.
DeBruin H. A. R., Keijman J. Q. (1979). The Priestley-Taylor evaporation model applied to a large shallow lake in the Netherlands.— J. Appl. Meteorol., 18, p. 898—903.
DeCoster M., Schuepp W. (1957). Mesures de rayonnement effectif à Léopoldville.— Koninklijke Academie voor Koloniale Wetensch., (Brussel), Mededel. der Zittingen 3 (Nieuwe Reeks), p. 642—651.
Denmead O. T. (1964). Evaporation sources and apparent diffusivities in a forest canopy.— J. Appl. Meteorol., 3, p. 383—389.
Denmead O. T. (1976). Temperate cereals.— In J. L. Monteith (ed.). Vegetation and the Atmosphere, v. 2, Academic Press, London, p. 1—31.
Denmead O. T., Mc Ilroy I. C. (1970). Measurement of non-potential evaporation from wheat.— Agric. Meteorol., 7, p. 285—302.
Denmead O. T., Nulsen R., Thurtell G. W. (1978). Ammonia exchange over a corn crop.— Soil Sci. Soc. Am. J., 42, p. 840—842.
Desjardins R. L., Lemon E. R. (1974). Limitations of an eddy-correlation technique for the determination of the carbon dioxide and sensible heat fluxes.— Boundary-Layer Meteorol., 5, p. 475—488.
De Vries D. A. (1955). Solar radiation at Wageningen, Meded. Landbouwhogeschool, Wageningen, 55, p. 277—304.
De Vries D. A. (1958). Simultaneous transfer of heat and moisture in porous media.— Trans. Am. Geophys. Un., 39, p. 909—916.
De Vries D. A. (1959). The influence of irrigation on the energy and the climate near the ground.— J. Meteorol., 16, p. 256—270.
De Vries D. A. (1963). Thermal properties of soils. In W. R. van Wijk W. R. (ed.) "Physics of plant environment", North Holland Pub. Co., Amsterdam, p. 210—235.
De Vries D. A., Peck A. J. (1958a, b). On the cylindrical probe method of measuring thermal conductivity with special reference to soils.— Australian J. Phys., 11, p. 225—271; 409—423.
Dipprey D. F., Sabersky R. H. (1962). Heat and momentum transfer in smooth and rough tubes at various Prandtl numbers.— Tech. Rep. 32—269, Jet Propul. Lab., Calif. Inst. of Technol., Pasadena, 1962 (Also published in (1963), Int. J. Heat Mass Transfer, 6, p. 329—335.)
Donaldson C. du P. (1973). Construction of a dynamic model of the production of atmospheric turbulence and the dispersal of atmospheric pollutants. In D. A. Haugen (ed.). "Workshop on Micrometeorology", Amer. Meteorol. Soc., Boston, MA, p. 313—392.
Doorenbos J., Pruitt W. O. (1975). Crop water requirements.— Irrigation and Drainage Paper N 24, FAO (United Nations) Rome.— 179 p.
Dunckel M., Hasse L., Krügermeyer L., Schriever D., Wucknitz J. (1974). Turbulent fluxes of momentum, heat and water vapor in the atmospheric surface layer at sea during ATEX.— Boundary-Layer Meteorol., 6, p. 81—106.
Dyer A. J. (1961). Measurements of evaporation and heat transfer in the lower atmosphere by an automatic eddy-correlation technique.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 87, p. 401—412.
Dyer A. J. (1967). The turbulent transport of heat and water vapour in a unstable atmosphere.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 93, p. 501—508.

Dyer A. J. (1974). A review of flux-profile relationships.— Boundary-Layer Meteorol., 7, p. 363—372.
Dyer A. J., Crawford T. V. (1965). Observations of the modification of the microclimate at a leading edge.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 91, p. 345—348.
Dyer A. J., Hicks B. B. (1970). Flux-gradient relationships in the constant flux layer.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 96, p. 715—721.
Dyer A. J., Hicks B. B., Sitaraman V. (1970). Minimizing the levelling error in Reynolds stress measurement by filtering.— J. Appl. Meteorol., 9, p. 532—534.
Edinger J. E., Duttweiler D. W., Geyer J. C. (1968). The response of water temperatures to meteorological conditions.— Water Resour. Res., 4, p. 1137—1143.
Edlefsen N. E., Bodman G. B. (1941). Field measurements of water movement through a siltloam soil.— J. Atm. Soc. Agron., 33, p. 713—731.
Ekern C. (1967). Evapotranspiration of pineapple in Hawaii.— Plant Physiol., 40, p. 736—740.
Elliott W. P. (1958). The growth of the atmospheric internal boundary layer.— Trans. Am. Geophys. Un., 39, p. 1048—1054.
Emmuanuel C. B. (1975). Drag and bulk aerodynamic coefficients over shallow water.— Boundary-Layer Meteorol., 8, p. 465—474.
Ertel H. (1933). Beweis der Wilh. Schmidtschen konjugerten Potenzformeln für Austausch und Windgeschwindigkeit in den bodennahen Luftschichten.— Meteorol., Z. 50, p. 386—388.
Estoque M. A., Bhumralkar C. M. (1970). A method for solving the planetary boundary layer equations.— Boundary-Layer Meteorol., 1, p. 169—194.
Federer C. A. (1977). Leaf resistance and xylem potential differ among broadleaved species.— Forest Sci., 23, p. 411—419.
Ferguson H. L., Schaefer D. G. (1971). Feasibility studies for the IFYGL atmospheric water balance project.— Proc. 14-th Conf. Great Lakes Res., Internat. Assoc. Great Lakes Res., p. 439—453.
Fermi W. (1965). Thermodynamics. Dover Pub. Inc., N. Y. 160 p.
Fichtl G. H., McVehil G. E. (1970). Longitudinal and lateral spectra of turbulence in the atmospheric boundary layer at Kennedy Space Center.— J. Appl. Meteorol., 9, p. 51—63.
Fitzpatrick E. A., Stern W. R. (1965). Components of the radiation balance of irrigated plots in a dry monsoonal environment.— J. Appl. Meteorol., 4, p. 649—660.
Foreman J. (1976). IFYGL physical data collection system: description of archived data.— NOAA Tech. Report EDS 15, Nat. Oceanic Atmosph. Admin., U. S. Dept. Commerce, Washington, D. C.— 175 p.
Forsgate J. A., Hosegood P. H., McCulloch J. S. G. (1965). Design and installation of semienclosed hydraulic lysimeters.— Agric. Meteorol., 2, p. 43—52.
Fortin J. P., Seguin B. (1975). Estimation de l'ETR régionale à partir de l'ETP locale· utilisation de la relation de Bouchet à différentes echelles de temps.— Ann. Agron., 26, p. 573—554.
Erenzen P. (1977). A generalization of the Kolmogorov-von Kármán relationship and some further implications on the values of the constants.— Boundary-Layer Meteorol., 11, p. 375—380.
Friehe C. A., Schmitt K. F. (1976). Parametrization of air-sea interface fluxes of sensible heat and moisture by the bulk aerodynamic formulas.— J. Phys. Oceanogr., 6, p. 801—809.
Friend W. L., Metzner A. B. (1958). Turbulent heat transfer inside tubes and the analogy among heat, mass, and momentum transfer.— AlCh E J. 4, p. 393—402.
Fritschen L. J. (1966). Evapotranspiration rates of field crops determined by the Bowen ratio method.— Agron. J., 58, p. 339—342.
Fritton D. D., Busscher W. J., Alpert J. E. (1974). An inexpensive but durable thermal conductivity probe for field use.— Soil Sci. Soc. Am. Proc., 38, p. 854—855.

Frost R. (1946). Turbulence and diffusion in the lower atmosphere.— Proc. Roy. Soc. London, A186, p. 20—35.
Fuchs M., Hadas A. (1972). The heat flux density in a non-homogeneous bare loessial soil.— Boundary-Layer Meteorol., 3, p. 191—200.
Fuchs M., Tanner C. B. (1968). Calibration and field test of soil heat flux plates.— Soil Sci. Soc. Am. Proc., 32, p. 326—328.
Fuchs M., Tanner C. B. (1970). Error analysis of Bowen ratios measured by differential psychrometry.— Agric. Meteorol., 7, p. 329—334.
Fuchs M., Tanner C. B., Thurtell G. W., Black T. A. (1969). Evaporation from drying surfaces by the combination method.— Agron. J., 61, p. 22—26.
Gangopadhyaya M., Harbeck G. E, Jr., Nordenson T. J, Omar M. H., Uryvaev V. A. (1966). Measurement and estimation of evaporation and evapotranspiration.— World Met. Organ., Tech. Note N 83, WMO N 201. TP. 105.— 121 p.
Gardner W., Israelsen O. W., Edlefsen N. E., Clyde H. (1922). The capillary potential function and its relation to irrigation practice.— Phys. Rev. Ser., 2, p. 20, 196.
Gardner W. R. (1958). Some steady-state solutions of the unsaturated moisture flow equation with application to evaporation from a water table.— Soil. Sci., 85, p. 228—232.
Gardner W. R. (1959). Solutions of the flow equation for the drying of soils and other porous media.— Soil Sci. Soc. Am., 23, p. 183—187.
Gardner W. R., Fireman M. (1958). Laboratory studies of evaporation from soil columns in the presence of a water table.— Soil Sci., 85, p. 244—249.
Gardner W. R., Hillel D. I. (1962). The relation of external evaporative conditions to the drying of soils.— J. Geophys. Res., 67, p. 4319—4325.
Garratt J. R. (1977). Review of drag coefficients over oceans and continents.— Monthly Weath. Rev., 105, p. 915—929.
Garratt J. R (1978a). Flux profile relations above tall vegetation.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 104, p. 199—211.
Garratt J. R. (1978b). Transfer characteristics for a heterogeneous surface of large aerodynamic roughness.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 104, p. 491—502.
Garratt J. R., Francey R. J. (1978). Bulk characteristics of heat transfer in the unstable, baroclinic atmospheric boundary layer.— Boundary-Layer Meteorol., 15, p. 399—421.
Garratt J. R., Hicks B. B. (1973). Momentum, heat and water vapour transfer to and from natural and artificial surfaces.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 99, p. 680—687.
Geiger R. (1961). Das Klima der Bodennahen Luftschicht, 4. Aufl., Friedr. Vieweg, Sohn, Braunschweig.— 646 p. (Гейгер Р., 1960. Климат приземного слоя воздуха.— М.: Изд-во иностр. лит.)
Gilbert M. J., Van Bavel C. H. M. (1954). A simple field installation for measuring maximum evapotranspiration.— Trans. Am. Geophys. Un., 35, p. 937—942.
Glover J., McCulloch J. S. G. (1958). The empirical relation between solar radiation and hours of sunshine.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 84, p. 172—175.
Goff J. A., Gratch S. (1946). Low-pressure properties of water from — 160 to 212 F.— Trans. Am. Heat. Vent. Eng., 52, p. 95—121.
Goddard W. B. (1970). A floating drag-plate lysimeter for atmospheric boundary layer research.— J. Appl. Meteorol., 9, p. 373—378.
Goltz S. M., Tanner C. B., Thurtell G. W., Jones F. E. (1970). Evaporation measurements by an addy correlation method.— Water Resour. Res., 6, p. 440—446.
Goody R. M. (1964). Atmospheric Radiation, Clarendon Press, Oxford.— 436 p.
Goss J. R., Brooks F. A. (1956). Constants for empirical expressions for down-coming atmospheric radiation under cloudless sky.— J. Meteorol., 13, p. 482—488.
Grass A. J. (1971). Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries.— J. Fluid Mech., 50, p. 233—255.
Günneberg F. (1976). Abkühlungsvorgänge in Gewässern.— Deutsche Gewässerk. Mitteil., 20, S. 151—161.

Hadas A. (1974). Problems involved in measuring the soil thermal conductivity and diffusivity in a moist soil.— Agric. Meteorol., 13, p. 105—113.
Halkias N. A., Veihmeyer F. J., Hendrickson A. H. (1955). Determining water needs for crops from climatic data.— Hilgardia, 24, p. 207—233.
Haltiner G. J., Martin F. L. (1957). Dynamical and physical meteorology, Mc Graw-Hill Book Co., N. Y.— 470 p. (Халтинер Д., Мартин Ф., 1960. Динамическая и физическая метеорология.— М.: Изд-во иностр. лит.— 436 с.).
Hanks R. J., Shawcroft R. W. (1965). An economical lysimeter for evapotranspiration studies.— Agron. J., 57, p. 634—636.
Herbeck G. E. Jr. (1962). A practical field technique for measuring reservoir evaporation utilizing mass-transfer theory.— U. S. Geol. Surv. Prof. Paper, 272-E, p. 101—105.
Harbeck G E. Jr., Meyers J. S. (1970). Present-day evaporation measurement techniques.— J. Hydraul. Div., Proc. ASCE 96 (HY7), p. 1381—1390.
Harrold L. L., Dreibelbis F. R. (1958). Evaluation of agricultural hydrology by monolith lysimeters, 1944—55.— U. S. Dept. Agr., Tech. Bull., 1179.— 166 p.
Hastenrath S., Lamb P. J. (1978). Heat Budget Atlas of the Tropical Atlantic and Eastern Pacific Oceans.— Univ. Wisconsin Press, Madison.— 104 p.
Heskestad G. (1965). A generalized Taylor hypothesis with application for high Reynolds number turbulent shear flow.— J. Appl. Mech., 87, p. 735—740.
Hess G. D. (1973). On Rossby-number similarity theory for a baroclinic planetary boundary layer.— J. Atmos. Sci., 30, p. 1722—1723.
Hicks B. B. (1970). The measurement of atmospheric fluxes near the surface: a generalized approach.— J. Appl. Meteorol., 9, p. 386—388.
Hicks B. B. (1972a). Some evaluations of drag and bulk transfer coefficient over water bodies of different sizes.— Boundary-Layer Meteorol., 3, p. 201—213.
Hicks B. N. (1972b). Propeller anemometers as sensors of atmospheric turbulence.— Boundary-Layer Meteorol, 3, p. 214—228.
Hicks B. B. (1976a). Reply.— Boundary-Layer Meteorol., 10, p. 237—240.
Hicks B. B. (1976b). Wind profile relationships from the "Wangara" experiment.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 102, p. 535—551.
Hicks B. B., Drinkrow R. L., Grauze G. (1974). Drag and bulk transfer coefficients associated with a shallow water surface.— Boundary-Layer Meteorol., 6, p. 287—297.
Hicks B. B., Dyer A. J. (1970). Measurements of eddy-fluxes over the sea from an off-shore oil rig — Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 96, p. 523—528.
Hicks B. B., Dyer A. J. (1972). The spectral density technique for the determination of eddy fluxes.— Quart. J. Roy. Meteorol., Soc. 98, p. 838—844.
Hicks B. B., Everett R. G. (1979). Comments on "Turbulent exchange coefficients for sensible heat and water vapor under advective conditions".— J. Appl. Meteorol., 18, p. 381—382.
Hicks B. B., Goodman H. S. (1971). The eddy-correlation technique of evaporation measurement using a sensitized quart-crystal hygrometer.— J. Appl. Meteorol., 10, p. 221—223.
Hicks B. B., Liss P. S. (1976). Transfer of SO_2 and other reactive gases across the air-sea interface.— Tellus, 28, p. 348—354.
Hicks B B., Sheih C. M. (1977). Some observations of eddy momentum fluxes within a maize canopy.— Boundary-Layer Meteorol., 11, p. 515—519.
Hicks B. B., Wesely M. L., Sheih C. M. (1977). A study of heat transfer processes above a cooling pond.— Water Resour. Res., 13, p. 901—908.
Högström U. (1974). A field study of the turbulent fluxes of heat, water vapour and momentum at a "typical" agricultural site.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 100, p. 624—639.
Holland J. Z., Rasmusson E. M. (1973). Measurements of the atmospheric mass, energy, and momentum budgets over a 500-kilometer square of tropical ocean.— Monthly Weath. Rev., 101, p. 44—55.
Holloway J. L. Jr., Manabe S. (1971). Simulation of climate by a global general circulation model.— Monthly Weath. Rev., 99, p. 335—370.
Horton R. E. (1921). Results of evaporation observations.— Monthly Weath. Rev., 49, p. 553—566.

Hoy R. D., Stephens S. K. (1979). Field Study of lake evaporation-Analysis of data from phase 2 storages and summary of phase 1 and phase 2.— Austral. Water Resour. Council, Dept. of Nation. Development, Tech. Paper N 41.— 177 p.
Huang C.-H., Nickerson E. C. (1974a). Stratified flow over non-uniform surface conditions: mixing-length model.— Boundary-Layer Meteorol., 5, p. 395—417.
Huang C.-H., Nickerson E. C. (1974b). Statified flow over non-uniform surfaces: turbulent energy model.— Boundary-Layer Meteorol., 7, p. 107—123.
Hutchings J. W. (1957). Water-vapour flux and flux-divergence over southern England: summer 1954.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 83, p. 30—48.
Hyson P., Hicks B. B. (1975). A single-beam infrared hygrometer for evaporation measurement.— J. Appl. Meteorol., 14, p. 301—307.
Idso S. B. (1972). Calibration of soil heat flux plates by a radiation technique.— Agric. Met., 10, p. 467—471.
Idso S. B., Aase J. K., Jackson R. D. (1975). Net radiation — soil heat flux relations as influenced by soil water content variations.— Boundary-Layer Meteorol., 9, p. 113—122.
Idso S. B., Jackson R. D. (1969). Thermal radiation from the atmosphere.— J. Geophys. Res., 74, p. 5397—5403.
Impens I. (1963). Thermodynamische en physiologisch-ecologische aspecten van de potentiele evapotranspiratie uit grasland.— Mededel. Landbowhogeschool en Opzoekingsstations v. d. Staat, Gent 28, p. 429—485.
Inoue E. (1963). On the turbulent structure of airflow within crop canopies.— J. Meteorol. Soc. Japan, 41, p. 317—326.
Inoue K., Uchijima Z. (1979). Experimental study of microstructure of wind turbulence in rice and maize canopies.— Bull. Nat. Inst. Agric. Sci. Tokyo, Japan, Ser. A, 26, p. 1—88.
Israelsen O. W. (1918). Studies on capacities of soils for irrigation water, and on a new method of determining volume weight.— J. Agric. Res., 13, p. 1—37.
Israelsen O. W. (1927). The application of hydrodynamics to irrigation and drainage problems.— Hilgardia, 2, p. 479—528.
Itier B., Perrier A. (1976). Présentation d'une étude analytique de l'advection.— Ann. Agron., 27, p. 111—140.
Jackson R. D., Idso S. B., Reginato R. J. (1976). Calculation of evaporation rates during the transition from energy-limiting to soil-limiting phases using albedo data.— Water Resour. Res., 12, p. 23—26.
Jaeger J. C. (1945). Diffusion in turbulent flow between parallel plates.— Quart. Appl. Math., 3, p. 210—217.
Janse A. R. P., Borel G. (1965). Measurement of thermal conductivity in situ in mixed materials, e. g., soils.— Netherl. J. Agric. Sci., 13, p. 57—62.
Jensen M. E. (1967). Evaluating irrigation efficiency.— J. Irrig. Drain. Div., Proc. ASCE, 93 (IR1), p. 83—98.
Jensen M. E., Haise H. R. (1963). Estimating evapotranspiration from solar radiation.— J. Irrig. Drain. Div., Proc. ASCE, 89, (IR4), 15—41.
Jensen N. O. (1978). Change of surface roughness and the planetary boundary layer.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 104, p. 351—356.
Jerlov N. G. (1968). Optical Oceanography.— Elsevier, Amsterdam.— 194 p.
Jirka G. H. (1978). Discussion of "Bed conduction computation for thermal models".— J. Hydraul. Div., Proc. ASCE, 104, p. 1204—1206.
Jirka G. H., Watanabe M., Hurley-Octavio H., Cerco C. F., Harleman D. R. F. (1978). "Mathematical predictive models for cooling ponds and lakes; Part A: Model development and design considerations", Ralph M. Parsons Labor. Rept. N 238, Dept. of Civil Eng., MIT, Cambridge, Mass.
Jobson H. E. (1972). Effect of using averaged data on the computation of evaporation.— Water Resour. Res., 8, p. 513—518.
Jobson H. E. (1973). The dissipation of excess heat from water systems.— J. Power. Div., Proc. ASCE, 99 (P01), p. 89—103.
Jobson H. E. (1977). Bed conduction computation for thermal models.— J. Hydraul. Div., Proc. ASCE, 103, (HY10), p. 1213—1217.

Kadel B. C., Abbe C. Jr. (1916). Current evaporation observations by the Weather Bureau.— Monthly Weath. Rev., 44, p. 674—677.
Kader B. A., Yaglom A. M. (1972). Heat and mass transfer laws for fully turbulent wall flows.— Int. J. Heat. Mass Transfer, 15, p. 2329—2351.
Kaimal J. C., Haugen D. A. (1971). Comments on "Minimizing the levelling error in Reynolds stress measurement by filtering" by Dyer et al. (1970).— J. App. Meteorol., 10, p. 337—339.
Kaimai J. C., Wingaard J. C., Haugen D. C. (1968). Deriving power spectra from a three-component sonic anemometer.— J. Appl. Meteorol., 7, p. 827—837.
Kasahara A., Washington W. M. (1971). General circulation experiments with a six-layer NCAR model, including orography, cloudiness and surface temperature calculation.— J. Atmos. Sci., 28, p. 657—701.
Keijman J. Q. (1974). The estimation of the energy balance of a lake from simple weather data.— Boundary-Layer Meteorol., 7, p. 399—407.
Kersten M. S. (1949). Thermal properties of soils.— Bull. Univ. Minnesota Inst. Tech., Eng. Exper. Stat., Bull. 28.— 227 pp.
Kim H. T., Kline S. J., Reynolds W. C. (1971). The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech. 50, 133—160.
Kimball B. A., Jackson R. D. (1975). Soil heat flux determination: a null-alignment method.— Agric. Meteorol., 15, p. 1—9.
Kimbail B. A., Jackson R. D., Reginato R. J., Nakayama F. S., Adso S. B. (1976a). Comparison of field-measured and calculated soil-heat fluxes.— Soil. Sci. Soc. Am. J., 40, p. 18—25.
Kimball B. A., Jackson R. D., Nakayama F. S., Idso S. B., Reginato R. J. (1976b). Soil-heat flux determination: temperature gradient method with computed thermal conductivities.— Soil Sci. Soc. Am. J., 40, p. 25—28.
Kimball H. H. (1928). Amount of solar radiation that reaches the surface of the earth on the land and on the sea, and methods by which it is measured.— Monthly Weath. Rev., 56, p. 393—399.
King K. M., Mukammal E. I., Turner V. (1965). Errors involved in using zinc chloride solution in floating lysimeters.— Water Resour. Res., 1, p. 207—217.
King K. M., Tanner C. B., Suomi V. E. (1956). A floating lysimeter and its evaporation recorder.— Trans. Am. Geophys. Un., 37, p. 738—742.
Klute A. (1952). A numerical method for solving the flow equation for water in unsaturated materials.— Soil Sci., 73, p. 105—116.
Klute A. (1972). The determination of the hydraulic conductivity and diffusivity of unsaturated soils.— Soil Sci., 113, p. 264—276.
Kohler M. A. (1954). Lake and pan evaporation.— Water-loss investigations: Lake Hefner Studies, Tech. Report, Prof. Paper 269, Geol. Survey, U. S. Dept. Interior, p. 127—148.
Kondo J. (1962). Observations on wind and temperature profiles near the ground.— Sci. Rep. Tohoku Univ. (Sendai, Japan), Ser. 5, Geophys. 14, p. 41—56.
Kondo J. (1967). Analysis of solar radiation and downward long-wave radiation data in Japan, Aci. Rep. Tohoku Univ. (Sendai, Japan), Ser. 5, Geophys. 18, 91—124.
Kondo J. (1971). Relationship between the roughness coefficient and other aerodynamic parameters.— J. Meteorol. Soc. Japan, 49, p. 121—124.
Kondo J. (1972). On a product of mixing length and coefficient of momentum absorption within plant canopies.— J. Meteorol. Soc. Japan, 50, p. 487—488.
Kondo J. (1972b). Applicability of micrometeorological transfer coefficient to estimate the long-period means of fluxes in the air-sea interface.— J. Meteorol. Soc. Japan, 50, p. 570—576.
Kondo J. (1975). Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions.— Boundary-Layer Meteorol., 9, p. 91—112.
Kondo J. (1976). Heat balance of the East China Sea during the Air Mass Transformation Experiment.— J. Meteorol. Soc. Japan, 54, p. 382—398.
Kondo J. (1977). Geostrophic drag and the cross-isobar angle of the surface wind in a baroclinic convective boundary layer over the ocean.— J. Meteorol., Soc. Japan, 55, p. 301—311.

Kondo J., Akashi S. (1976). Numerical studies of the two-dimensional flow in horizontally homogeneous canopy layers.— Boundary-Layer Meteorol., 10, p. 255—272.
Kondo J., Fujinawa Y. (1972). Errors in estimation of drag coefficients for sea surface in light winds.— J. Meteorol Soc. Japan, 50, p. 145—149.
Kondo J., Kanechika O., Yasuda N. (1978). Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer.— J. Atmos. Sci., 35, p. 1012—1021.
Kondo J., Sasano Y., Ishii, T. (1979). On wind-driven current and temperature profiles with diurnal period in the ocean planetary boundary layer.— J. Phys. Oceanogr., 9, p. 360—372.
Kornev B. G. (1924). The absorbing power of soils and the principle of automatic self-irrigation of soils.— Soil Sci., 17, p. 428—429. (abstract).
Krischer O., Rohnalter H. (1940). Wärmeleitung und Dampfdiffusion in feuchten Gütern.— VDI Forschungsheft.— 402 S.
Krügermeyer L., Grünewald M., Dunckel M. (1978). The influence of sea waves on the wind profile.— Boundary-Layer Meteorol., 14, S. 403—414.
Landsberg J. J., James G. B. (1971). Wind profiles in plant canopies: studies on an analytical model.— J .Appl. Ecol., 8, p. 729—741.
Lang A. R. G., Evans G. N., Ho P. Y. (1974). The influence of local advection on evapotranspiration from irrigated rice in a semi-arid region.— Agric. Meteorol., 13, p. 5—13.
Launder B. E. (1975). On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum.— J. Fluid Mech., 67, p. 569—581.
Leavitt E. (1975). Spectral characteristics of surface-layer turbulence over the tropical ocean.— J. Phys. Oceanogr., 5, p. 157—163.
Leavitt E, Paulson C. A. (1975). Statistics of surface-layer turbulence over the tropical ocean.— J. Phys. Oceanogr., 5, p. 143—156.
Lemon E. (1965). Micrometeorology and the physiology of plants in their natural environment. In F. C. Steward (ed.) Plant Physiology v. 4A, Academic Press, N. Y., p. 203—227.
Lemon E., Allen L. H., Jr., Mueller L. (1970). Carbon dioxide exchange of a tropical rain forest, Part II, Bioscience 20, p. 1054—1059.
Lettau H. (1959). Wind profile, surface stress and geostrophic drag coefficients in the atmospheric surface layer.— Adv. Geophys., 6, p. 241—257.
Lettau H. (1969). Note on aerodynamic roughness-parameter estimation on the basis of roughness element description.— J. Appl. Meteorol., 8, p. 828—832.
Lettau H., Davidson B. (1957). Exploring the Atmosphere's First Mile, v. 1—2, Pergamon Press, N. Y.
Lettau H., Zabransky J. (1968). Interrelated changes of wind profile structure and Richardson number in air flow from land to inland lakes.— J. Atmos. Sci., 25, p. 718—728.
Linacre E. T. (1967). Climate and the evaporation from crops.— J. Irrig. Drain. Div., Proc. ASCE, 93 (IR4), p. 61—79.
List R. J. (1971). Smithsonian meteorological tables. Smithsonian Institution Press, City of Washington, 6th Edn., 5th Reprint.— 527 p.
Liu C. K., Kline S. J., Johnston J. P. (1966). An experimental study of turbulent boundary layer on rough walls.— Report MD-15, Dept, of Mech. Eng., Stanford Univ., Calif.
Livingston B. E. (1935). Atmometers of porous porcelain and paper, their use in physiological ecology.— Ecology, 16, p. 438—472.
Löf G O. G., Duffie J. A., Smith C. O. (1966). World distribution of solar radiation.— Sol. Energy, 10, p. 27—37.
Logan E. Jr., Fichtl G. H. (1975). Rough-to-smooth transition of an equilibrium neutral constant stress layer.— Boundary-Layer Meteorol., 8, p. 525—528.
Lourence F. J., Goddard W. B. (1967). A water-level measuring system for determining evapotranspiration rates from a floating lysimeter.— J. Appl. Met., 6, p. 489—492.
Lourence F. J., Pruitt W. O. (1971). Energy balance and water use of rice grown in the Central Valley of California.— Agron. J, 63, p. 827—832.

Lowe P. R. (1977). An approximating polynomial for the computation of saturation vapor pressure.— J. Appl. Meteorol., 16, p. 100—103.
Lumley J. L. (1965). Interpretation of time spectra measured in high-intensity shera flows.— Phys. Fluids, 8, p. 1056—1062.
Lumley J. L. (1978). Computational modelling of turbulent flows.— Adv. Appl. Mech., 18, p. 124—176.
Lvovich M. I. (1970). World water balance.— Symposium on world water balance, Proc. Reading Sympos., v. II, Inter. Assoc. Sci. Hydrol., Public. N 93, p. 401—415.
Lvovich M. I. (1973). The global water balance.— Trans. Am. Geophys. Un. 54, 28—42 (U. S.— IHD ulletin, N 23).
Magyar P., Shahane A. N., Thomas D. L., Bock P. (1978). Simulation of the hydrologic cycle using atmospheric water vapor transport data.— J. Hydrol. 37, p. 111—128.
Mahringer W. (1970). Verdunstungsstudien am Neusiedler See.— Arch. Meteorol. Geophys. Biokl., B 18, S. 1—20.
Makkink G. F. (1957). Ekzameno de la formulo de Penman.— Netherl. J. Agric. Sci., 5, p. 290—305.
Manabe S. (1969). Climate and the ocean circulation.— Monthly Weath. Rev., 97, p. 739—774.
Mangarella P. A., Chambers A. J., Street R. L., Hsu E. Y. (1971). Energy and mass transfer through an air-water interface.— Tech. Rept. N 134, Dept. of Civil Eng., Stanford Univ., Calif.
Marciano J. J., Harbeck G. E. Jr. (1954). Mass-transfer studies.— Water-loss investigations: Lake Hefner Studies. Tech. Report. Prof. Paper 269, Geol. Survey, U. S. Dept. Interior, p. 46—70.
Martin H. C. (1971). The humidity microstructure: a comparison between refractometer and a Ly-humidiometer.— Boundary-Layer Meteorol., 2, p. 169—172.
Mawdsley J. A., Brutsaert W. (1977). Determination of regional evapotranspiration from upper air meteorological data.— Water Resour. Res., 13, p. 539—548.
McBean G. A., Stewart R. W., Miyake M. (1971). The turbulent energy budget neat the surface.— J. Geophys. Res., 76, p. 6540—6549.
McGavin R. E., Uhlenhopp P. B., Bean B. R. (1971). Microwave evaporation.— Water Resour. Res., 7, p. 424—428.
McIlroy I. C., Angus D. E. (1964). Grass, water and soil evaporation at Aspendale.— Agric. Meteorol., 1, p. 201—224.
McKay D. C., Thurtell G. W. (1978). Measurements of the energy fluxes involved in the energy budget of a snow cover.— J. Appl. Meteorol., 17, p. 339—349.
McMillan W. B., Paul H. A. (1961). Floating lysimeter uses heavy liquid for buoyancy.— Agric. Eng., 42, p. 498—499.
McNaughton K. G., Black T. A. (1973). A study of evapotranspiration from a Douglas fir forest using the energy balance approach.— Water Resour. Res., 9, p. 1579—1590.
McVehil G. E. (1964). Wind and temperature profiles near the ground in stable stratification.— Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 90, p. 136—146.
Melgarejo J. W., Deardorff J. W. (1974). Stability functions for the boundary-layer resistance laws based upon observed boundary-layer heights.— J. Atmos. Sci. 31, 1324—1333.
Melgarejo J. W., Deardorf J. W. (1975). Revision to stability functions for the boundary-layer resistance laws, based upon observed boundary-layer heights.— J. Atmos. Sci., 32, p. 837—839.
Mellor G. L., Yamada T. (1974) A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers.— J. Atmos. Sci., 31, p. 1791—1806.
Merlivat L. (1978). The dependence of bulk evaporation coefficients on air-water interfacial conditions as determined by the isotopic method.— J. Geophys. Res. (Oceans and Atmos.) 83(C6), p. 2977—2980.
Merlivat L., Coantic M. (1975). Study of mass transfer at the air-water interface by an isotopic method.— J. Geophys. Res., 80, p. 3455—3464.

Mermier M., Seguin B. (1976). Comment on "On a derivable formula for long-wave radiation from clear skies" by W. Brutsaert.— Water Resour. Res., 12, p. 1327—1328.
Meroney R. N. (1970). Wind tunnel studies of the air flow and gaseous plume diffusion in the leading edge and downstream regions of a model forest.— Atmos. Environ., 4, p. 597—614.
Millar B. D. (1964). Effect of local advection on evaporation rate and plant water status.— Australian. J. Agric. Res., 15, p. 85—90.
Milikan C. B. (1938). A critical discussion of turbulent flows in channels and circular tubes.— Proc. 5th Internat. Congr. Appl. Mech., Cambridge, MA, John Wiley and Sons, Inc., N. Y., p. 386—392.
Mitsuta Y., Fujitani T. (1974). Direct measurement of turbulent fluxes on a cruising ship.— Boundary-Layer Meteorol., 6, p. 203—217.
Miyake M., McBean G. (1970). On the measurement of vertical humidity transport over land.— Boundary-Layer Meteorol., 1, p. 88—101.
Moench A. F., Evans D. D. (1970). Thermal conductivity and diffusivity of soil using a cylindrical heat source.— Soil Sci. Soc. Am. Proc., 34, p. 377—381.
Monin A. S. (1959). Smoke propagation in the surface layer of the atmosphere.— Adv. Geophys., 6, p. 331—343.
Monin A. S. (1970). The atmospheric boundary layer.— Ann. Rev. Fluid Mech. 2, 225—250.
Monteith J. L. (1965). Evaporation and environment. In G. E. Frogg, ed. The State and Movement of Water in Living Organisms, Sympos. Soc. Exper. Biol., v. 19, Academic Press, N. Y., p. 205—234.
Monteith J. L. (1973). Principles of environmental physics.— American Elsevier Publ. Co., N. Y.— 241 p.
Montgomery R. B. (1940). Observations of vertical humidity distribution above the ocean surface and their relation to evaporation.— MIT Woods Hole Oceanogr. Instn., Pap. Phys. Oceanog. Meteorol. 7(4).— 30 p.
Montgomery R. B., Spilhaus A. F. (1941). Examples and outline of certain modifications in upper-air analysis.— J. Aeronaut. Sci., 8, p. 276—283.
Morton F. I. (1969). Potential evaporation as a manifestation of regional evaporation.—Water Resour. Res., 5, p. 1244—1255.
Morton F. I. (1975). Estimating evaporation and transpiration from climatological observations.— J. Appl. Meteorol. ,14, p. 488—497.
Morton F. I. (1976). Climatological estimates of evapotranspiration.— J. Hydraul. Div., Proc. ASCE. 102(HY3), p. 275—291.
Mukammal E. I., Neumann H. H. (1977). Application of the Priestley—Taylor evaporation model to assess the influence of soil moisture on the evaporation from a large weighing lysimeter and Class A pan.— Boundary Layer Meteorol., 12, 243—256.
Mulhearn P. J. (1977). Relations between surface fluxes and mean profiles of velocity, temperature and concentration, downwind of a change in surface roughness.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 103, p. 785—802.
Mulhearn P. J. (1978). A wind-tunnel boundary-layer study of the effect of a surface roughness change: rough to smooth, Boundary-Layer Meteorol., 15, p. 3—30.
Müller-Glewe J., Hinzpeter H. (1974). Measurements of the turbulent heat flux over the sea.— Boundary-Layer Meteorol., 6, p. 47—52.
Munk W. H. (1955). Wind stress on water: an hypothesis.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 81, p. 320—332.
Munro D S., Oke T. R. (1975). Aerodynamic boundary-layer adjustment over a crop in neutral stability.— Boundary-Layer Meteorol., 9, p. 53—61.
Murty L. K. (1976). Heat moisture budgets over AMTEX area during AMTEX-75.— J Meteorol. Soc. Japan, 54, p. 370—381.
Nagpal N. K., Boersma L. (1973). Air entrapment as a possible surface of error in the use of a cylindrical heat probe.— Soil Sci. Soc. Am. Proc., 37, p. 828—832.
Neuwirth F. (1974). Ueber die Brauchbarkeit empirischer Verdungstungsformeln dargestellt am Beispiel des Neusiedler Sees nach Beobachtungen in Seemitte und in Ufernähe.— Arch. Meteorol. Geophys. Biokl., Ser. B 22, S. 233—246.

Nickerson E. C. (1968). Boundary-year adjustment as an initial value problem.— J. Atmos. Sci., 25, p. 207—213.
Nickerson E. C., Smiley V. E. (1975). Surface layer and energy budget parametrizations for mesoscale models.— J. Appl. Meteorol., 14, p. 297—300.
Nielsen D. R., Biggar J. W. (1961). Measuring capillary conductivity.— Soil Sci., 92, p. 192—193.
Nielsen D. R., Biggar J. W., Erh K. T. (1973). Spatial variability of field-measured soil-water properties.— Hilgardia, 42, p. 215—259.
Nielsen D. R., Davidson J. M., Biggar J. W., Miller R. J. (1964). Water movement through Panoche clay loam soil.— Hilgardia, 35.
Niiler P. P., Kraus E. B. (1977). One-dimensional models of the upper ocean. In E. B. Kraus (ed.) "Modeling and Prediction of the Upper Layers of the Ocean".— Pergamon Press, N. Y., p. 143—172.
Nikuradse J. (1933). Strömungsgesetze in rauhen Rohren.— VDI Forschungsheft 361 (Beilage Forsch. Geb. Ingenieurw B4).— 22 S.
Ninomiya K. (1972). Heat and water-vapor budget over the East China Sea in the winter season.— J. Meteorol. Soc. Japan, 50, p. 1—17.
Nitta T. (1976). Large-scale heat and moisture budgets during the air mass transformation experiment.— J. Meteorol. Soc. Japan, 54, p. 1—14.
Nunner W. (1956). Wärmeübergang und Druckabfall in rauhen Rohren.— VDI-Forschungsh. 455 (Beilage Forsch. Geb. Ingenieurw. B 22).— 39 S.
Ogata G., Richards L. A. (1957). Water content changes following irrigation of bare-field soil that is protected from evaporation.— Soil Sci. Soc. Am. Proc., 21, p. 355—356.
Oliver H. R. (1975). Ventilation in a forest.— Agric. Meteorol., 14, p. 347—355.
Onishi G., Estoque M. A. (1968). Numerical study on atmospheric boundary-layer flow over inhomogeneous terrain.— J. Meteorol. Soc. Japan, 46, p. 280—286.
Ordway D. E., Ritter A., Spence D. A., Tan H. S. (1963). Effects of turbulence and photosynthesis of CO_2 profiles in the lower atmosphere. In E. R. Lemon (ed.) "The Energy Budget at the Earth's Surface".— ARS, USDA. Production Res. Rept. N 72, Washington, D. C., p. 3—6.
Owen P. R., Thomson W. R. (1963). Heat transfer across rough surfaces.— J. Fluid Mech., 15, p. 321—334.
Paeschke W. (1937). Experimentelle Untersuchungen zum Rauhigkeits- und Stabilitätsproblem in der bodennahen Luftschicht.— Beiträge z. Phys. d. freiden Atmos., 24, S. 163—189.
Palmen E. (1963). Computation of the evaporation over the Baltic Sea from the flux of water vapor on the atmosphere.— General Assembly Berkeley, Intern. Assoc. Sci. Hydrol., Publ. N 62, Gentbrugge, Belgium, p. 244—252.
Paltridge G. W., Platt C. M. R. (1976). Radiative processes in meteorology and climatology.— Elsevier Sci. Pub. Co., Amsterdam.— 318 p.
Panchev S., Donev E., Godev N. (1971). Wind profile and vertical motions above an abrupt change in surface roughness and temperature.— Boundary-Layer Meteorol., 2, p. 52—63.
Panofsky H. A. (1963). Determination of stress from wind and temperature measurements.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 89, p. 85—93.
Panofsky H. A. (1973). Tower meteorology. In D. A. Haugen (ed.) "Workshop on micrometeorology".— Amer. Met. Soc., p. 151—176.
Panofsky H. A., Petersen E. L. (1972). Wind profiles and change of terrain roughness at Riso.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 98, p. 845—854.
Panofsky H. A., Townsend A. A. (1964). Change of terrain roughness and the wind profile.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 90, p. 147—155.
Paquin J. E., Pound S. (1971). The determination of the Kolmogoroff constants for velocity, temperature and humidity fluctuations from second- and third-order structure functions.— J. Fluid Mech., 50, p. 257—269.
Pasquill F. (1949a). Eddy diffusion of water vapour and heat neat the ground.— Proc. Roy. Soc. London, A198, p. 116—140.
Pasquill F. (1949b). Some estimates of the amount and diurnal variation of evaporation from a clay-land pasture in fair spring weather.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 75, p. 249—256.

Paulson C. A. (1970). The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer.— J. Appl. Meteorol., 9, p. 857—861.
Paulson C. A., Leavitt E., Fleagle R. G. (1972). Air-sea transfer of momentum, heat and water determined from profile measurements during BOMEX.— J. Phys. Oceanog., 2, p. 487—497.
Payne R. E. (1972). Albedo of the sea surface.— J. Atmos. Sci., 29, p. 959—970.
Penman H. L. (1948). Natural evaporation from open water, bare soil, and grass.— Proc. Roy. Soc. London, A193, p. 120—146.
Penman H. L. (1956). Evaporation: an introductory survey.— Netherl. J. Argic. Sci., 4, p. 9—29.
Penman H. L., Schofield R. K. (1951). Some physical aspects of assimilation and transpiration.— Sympos. Soc. Exper. Biol., 5, p. 115—129.
Perrier A. (1975a). Etude physique de l'evapotranspiration dans les conditions naturelles.— Ann. Agron., 26, p. 1—18.
Perrier A. (1975b). Assimilation nette, utilisation de l'eau et microclimat d'un champ de mais.— Ann. Agron., 26, p. 139—157.
Perrier A., Archer P., Blanco de Pablos A. (1974). Etude de l'evapotranspiration relle et maximale de diverses cultures: Dispositif et mesures.— Ann. Agron., 25, p. 697—731.
Perrier A., Itier B., Bertolini J. M., Katerji N. (1976). A new device for continuous recording of the energy balance of natural surfaces.— Agric. Meteorol., 16, p. 71—84.
Perry A. E., Joubert P. N. (1963). Rough-wall boundary layers in adverse pressure gradients.— J. Fluid Mech., 17, p. 193—211.
Petersen E. L, Taylor P. A. (1973). Some comparisons between observed wind profiles at Riso and theoretical predictions for flow over inhomogeneous terrain, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 99, 329—336.
Peterson E. W. (1969a). Modification of mean flow and turbulent energy by a change in surface roughness under conditions of neutral stability.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 95, p. 561—575.
Peterson E. W. (1969b). On the relation between the shear stress and the velocity profile after a change in surface roughness.— J. Atmos. Sci., 26, p. 773—774.
Peterson E. W. (1971). Predictions of the momentum exchange coefficient for flow over heterogeneous terrain.— J. Appl. Meteorol., 10, p. 958—961.
Peterson E. W. (1972). Relative importance of terms in the turbulent energy and momentum equations as applied to the problem of a surface roughness change.— J. Atmos. Sci., 29, p. 1470—1476.
Petukhov B. S., Krasnoschekov E. A., Protopopov V. S. (1961). An investigation of heat transfer to fluids flowing in pipes under supercritical conditions.— International Developments in Heat Transfer, Part III, International Heat Conference, Boulder, Color., p. 569—578.
Philip J. R. (1957). Evaporation, and moisture and heat fields in the soil.— J. Meteorol., 14, p. 354—366.
Philip J. R. (1959). The theory of local advection.— J. Meteorol., 16, p. 535—547.
Philip J. R. (1961). The theory of heat flux meters.— J. Geophys. Res., 66, p. 571—579.
Philip J. R., De Vries D. A. (1957). Moisture movement in porous materials under temperature gradients.— Trans. Am. Geophys. Un., 38, p. 222—232.
Philips D. W. (1978). Evaluation of evaporation from Lake Ontario during IFYGL by a modified mass transfer equation.— Water Resour. Res., 14, p. 197—205.
Philips D. W., Rasmusson E. M. (1978). Lake meteorology panel.— Proc. IFYGL Wrap-up Workshop Oct. 1977, IFYGL Bull. (Special) N 22, p. 13—26, Nat. Ocean. Atmos. Adm., U. S. Dept. Commerce.
Pickett R. L. (1975). Intercomparison of Canadian and U. S. automatic data buoys.— Marine Tech. Soc. J. 9 (N 10), p. 20—22.
Pierce F. J., Gold D. S. (1977). Near wall velocity measurements for wall

shear inference in turbulent flows.— U. S. Dept. Inter., Bur. Stand., Spec. Publ., 484, (2), p. 621—648.
Pike J. G. (1964). The estimation of annual run-off from meteorological data in a tropical climate.— J. Hydrol., 2, p. 116—123.
Pinsak A. P., Rogers G. K. (1974). Energy balance of Lake Ontario.— Proc. IFYGL Symposium, 55th Ann. Meet. Amer. Geophys. Un., p. 86—101, NOAA, U. S. Dept. Commerce, Rockville, MD.
Plate E. J. (1971). Aerodynamic characteristics of atmospheric boundary layers.— AEC Critical Review Series, U. S. Atomic Energy Commission, Div. Tech. Info.— 190 p.
Plate E. J., Hidy G. M. (1967). Laboratory study of air flowing over a smooth surface onto small water waves.— J. Geophys. Res., 72, p. 4627—4641.
Pochop L. O., Shanklin M. D., Horner D. A. (1968). Sky cover influence on total hemispheric radiation during daylight hours.— J. Appl. Meteorol., 7, p. 484—489.
Pond S., Fissel D. B., Paulson C. A. (1974). A note on bulk aerodynamic coefficients for sensible heat and moisture fluxes.— Boundary-Layer Meteorol., 6, p. 333—339.
Pond S., Phelps G. T., Paquin J. E., McBean G., Stewart R. W. (1971). Measurements of the turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over the ocean.— J. Atmos. Sci., 28, p. 901—917.
Prandtl L. (1904). Ueber Flussigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung.— Verhandl. III, Internat. Math-Kong., Heidelberg, Teubner, Leipzig, S. 484—491, (1905) (Also in Gesammelte Abhundlungen, B 2, Springer-Verlag, Berlin, 1961, S. 575—584, English in NACA, Tech. Mem. N 452.
Prandtl L. (1932). Meteorologische Anwendungen der Strömungslehre.— Beitr. Phys. Fr. Atmosph., 19, S. 188—202.
Prandtl L., Tollmein W. (1924). Die Windverteilung über dem Erdboden, errechent aus den Gesetzen der Rohrströmung.— Z. Geophys., 1, S. 47—55.
Prandtl L., Weighardt K. (1945). Ueber ein neues Formelsystem für die ausgebildete Turbulenz.— Nachr. Akad. Wissen., Göttingen, Math. Kl. 6—19; See also Gesammelte Abhandlungen, B 2, Springer-Verlag, Berlin, 1961, S. 874—887.
Prescott J. A. (1940). Evaporation from a water surface in relation to solar radiation.— Trans. Roy. Soc. South. Aust., 64, p. 114—125.
Priestley C. H. (1954). Convection from a large horizontal surface.— Australian J. Phys., 6, p. 297—290.
Priestley C. H. (1964). Turbulent in the Lower Atmosphere, Univ. Chicago Press, Chicago, III.— 130 p. (Пристли С. Х. Б., 1964. Турбулентный перенос в приземном слое атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат.)
Priestley C. H., Taylor R. J. (1972). On the assessment of surface heat flux and evaporation using large-scale parameters.— Monthly Weath. Rev., 100, p. 81—92.
Pruitt W. O. (1966). Empirical method of estimating evapotranspiration using primarily evaporation pans. In "Evapotranspiration and its Role in Water Resources Management".— Am. Soc. Agric. Eng., St. Joseph, Mich., p. 57—61.
Pruitt W. O., Angus D. E. (1960). Large weighing lysimeter for measuring evapotranspiration.— Trans. Am. Soc. Agric. Eng., 3, p. 13—15, 18.
Pruitt W. O., Morgan D. L., Lourence F. J. (1968). Energy, momentum and mass transfers above vegetative surfaces.— Techn. Rept. ECOM-0447(E)-F, Dept. Water Sci. Eng., Univ. Calif., Davis.— 49 p.
Pruitt W. O., Morgan D. L., Lourence F. J. (1973). Momentum and mass transfers in the surface boundary layer.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 99, p. 370—386.
Pruitt W. O., von Oettingen S., Morgan D. L. (1972). Central California evapotranspiration frequences.— J. Irrig. Drain. Div., Proc. ASCE, 98, p. 177—184.
Rao K. S., Wyngaard J. C., Cote O. R. (1974a). The structure of the two-dimensional internal boundary layer over a sudden change of surface roughness.— J Atmos. Sci., 31, p. 738—746.
Rao K. S., Wungaard J. C., Cote O. R. (1974b). Local advection of mo-

mentum, heat, and moisture in micrometeorology.— Boundary-Layer Meteorol., 7, p. 331—348.
Rasmusson E. M. (1971). A study of the hydrology and eastern North America using atmospheric vapor flux data.— Monthly Weath. Rev., 99, p. 119—135.
Rasmusson E. M. (1977). Hydrological application of atmospheric vapor-flux analyses.— Operational Hydrol. Rept. N 11, WMO N 476, World Meteorol. Org.— 50 p.
Rasmusson E. M., Ferguson H. L., Sullivan J., Den Hartog G. (1974). The atmospheric budgets program of IFYGL.— Proc. 17th Conf. Great Lakes Res., Internat. Assoc. Great Lakes Res., p. 751—777.
Raupach M. R. (1978). Infrared fluctuation hygrometry in the atmospheric surface layer.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 104, p. 309—322.
Revfeim K. J. A., Jordan R. B. (1976). Precision of evaporation measurements using the Bowen ratio.— Boundary-Layer Meteorol., 10, p. 97—111.
Reynolds O. (1894). On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion.— Phil. Trans. Roy. Soc. London. A 186 (1895), Pt I, p. 123—161.
Richards J. M. (1971). Simple expression for the saturation vapor pressure of water in the range —50 to 140°.— Brit. J. Appl. Phys., 4, p. 115—118.
Richards L. A. (1931). Capillary conduction of liquids through porous medium.— Physics, 1, p. 318—333.
Richards L. A. (1949). Methods of measuring soil moisture tension.— Soil Sci., 68, p. 95—112.
Richardson L. F. (1920). The supply of energy from and to atmospheric eddies.— Proc. Roy. Soc. London, A 97, p. 354—373.
Rider N. E. (1954). Eddy diffusion of momentum, water vapour, and heat near the ground.— Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 246, p. 481—501.
Rider N. E. (1957). Water losses from various land surfaces.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 83, p. 181—193.
Rider N. E., Philip J. R., Bradley E. F. (1963). The horizontal transport of heat and moisture. A micrometeorological study.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 89, p. 507—531.
Ritchie J. T., Burnett E. (1968). A precision weighing lysimeter for row crop water use studies.— Agron. J., 60, p. 545—549.
Robinson N. (1966). Solar radiation.— Elsevier Publ. Co., N. Y.— 347 p.
Rohwer C. (1934). Evaporation from different types of pans. Trans. Am. Soc. Civ. Eng., 99, p. 673—703.
Rosenberg N. E., Brown K. W. (1970). Improvements in the Van Bavel-Myers automatic weighing lysimeter.— Water Resour. Res., 6, p. 1227—1229.
Rossby C.-G. (1932). A generalization of the theory of the mixing length with applications to atmospheric and oceanic turbulence.— MIT, Meteorol. Papers, Cambridge. Mass., 1 (4).— 36 p.
Rossby C. G., Montgomery R. B. (1935). The layers of frictional influence in wind and ocean currents.— MIT, Woods Hole, Pap. Phys. Oceanog. Meteorol., 3 (3).— 101 p.
Rossby C. G. (1940). Planetary flow patterns in the atmosphere.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. Suppl., 66, p. 68—87.
Rotta J. C. (1951). Statistische Theorie nichthomogener Turbulenz.— Z. Phys., 129, S. 547—572; 131, 51—77.
Rouse W. R., Mills P. F., Stewart R. B. (1977). Evaporation in high latitudes.— Water Resour. Res., 13, p. 909—914.
Ryan P. J., Harleman D. R. R., Stolzenbach K. D. (1974). Surface heat loss from cooling ponds.— Water Resour. Res., 10, p. 930—938.
Saito T. (1962). On estimation of transpiration and eddy-transfer coefficient within plant communities by energy balance method.— J. Agric. Meteorol. (Nogyo Kisho) Japan, 17, p. 101—105.
Sasamori T. (1970). A numerical study of atmospheric and soil boundary layers.— J. Atmos. Sci., 27, p. 1122—1137.
Satterlund D. R. (1979). An improved equation for estimating longwave radiation from the atmosphere.— Water Resour. Res., 15, p. 1649—1650.

Satterlund D. R., Means J. E. (1978). Estimating solar radiation under variable cloud conditions.— Forest Sci., 24, p. 363—373.
Schlichting H. (1960). Boundary layer theory. Trans. by J. Kestin, 4th edn., McGraw-Hill, N. Y.— 647 p. (Шлихтинг Г., 1966. Теория пограничного слоя.— М.: Изд-во иностр. лит.— 130 с.)
Schmidt W. (1915). Strahlung und Verdungstung an freien Wasserflächen: ein Beitrag zum Wärmehaushalt des Weltmeers und zum Wasserhaushalt der Erde.— Ann. d. Hydrogr. u. Mar. Mer., 43, S. 111—124.
Schmugge T. (1978). Remote sensing of surface soil moisture.— J. Appl. Meteorol., 17, p. 1549—1557.
Schmugge T. J., Jackson T. J., McKim H. L. (1980). Survey of methods for soil moisture determination.— Water Resour. Res., 16, p. 961—979.
Scholl D. G., Hibbert A. R. (1973). Unsaturated flow properties used to predict outflow and evapotranspiration from a sloping lysimeter.— Water Resour. Res., 9, p. 1645—1655.
Schreiber P. (1904). Ueber die Bezeihungen zwischen dem Niederschlag und der Wasserführung der Flüsse in Mitteleuropa.— Meteorol. Z. 21, S. 441—452.
Seginer I. (1974). Aerodynamic roughness of vegetated surfaces.— Boundary-Layer Meteorol., 5, p. 383—393.
Seginer I., Mulhearn P. J., Bradley E. F., Finnigan J. J. (1976). Turbulent flow in a model plant canopy.— Boundary-Layer Meteorol., 10, p. 423—453.
Sethuraman S., Raynor G. S. (1975). Surface drag coefficient dependence on the aerodynamic roughness of the sea.— J. Geophys. Res., 80, p. 4983—4988.
Shahane A. N., Thomas D., Bock P. (1977). Spectral analysis of hydrometeorological time series.— Water Resour. Res., 13, p. 41—49.
Shannon J. W. (1968). Use of atmometers in estimating evapotranspiration.— J. Irrig. Drain. Div., Proc. ASCE 94 (IR3), p. 309—320.
Shaw R. H. (1977). Secondary wind speed maxima inside plant canopies.— J. Appl. Meteorol., 16, p. 514—521.
Shawcroft R. W., Lemon E. R., Allen L. H. Jr., Stewart D. W., Jensen S. E. (1974). The soil-plant-atmosphere model and some of its predictions.— Agric. Met., 14, p. 287—307.
Sheppard P. A. (1958). Transfer across the earth's surface and through the air above.— Quart. J. Roy Meteorol. Soc., 84, p. 205—224.
Sheppard P. A., Tribble D. T., Garratt J. R. (1972). Studies of turbulence in the surface layer over water (Lough Neagh), part I. Instrumentation, programme, profiles.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 98, p. 627—641.
Sheriff N., Gumley P. (1966). Heat transfer and friction properties of surfaces with discrete roughness.— Int. J. Heat Mass Transfer, p. 1297—1319.
Sherman F. S., Imberger J., Corcos G. M. (1978). Turbulence and mixing in stably stritified waters.— Ann. Rev. Fluid Mech., 10, p. 267—288.
Shir C. C. (1972). A numerical computation of air flow over a sudden change of surface roughness.— J. Atmos. Sci., 29, p. 304—310.
Shnitnikov A. V. (1974). Current methods for the study of evaporation from water surfaces and evapotranspiration.— Hydrol. Sci. Bull., Intern. Assoc. Hydrol. Sci., 19, p. 85—97.
Shuttleworth W. J., Calder I. R. (1979). Has the Priestley-Taylor equation any relevance to forest evaporation? — J. Appl. Meteorol., 18, p. 639—646.
Shulyakovskiy L. G. (1969). Formula for computing evaporation with allovance for temperatur of free surface.— Soviet Hydrol. Selec. Papers, N 6, p. 566—573.
Sinclair T. R., Allen L. H., Lemon E. R. (1975). An analysis of errors in the calculation of energy flux densities above vegetation by a Bowen ratio profile method.— Boundary-Layer Meteorol., 8, p. 129—139.
Slatyer R. O., McIlroy I. C. (1967). Practical microclimatology.— CSIRO, Melbourne, Australia.— 310 p.
Smedman-Högström A.-S. (1973). Temperature and humidity spectra in the atmospheric surface layer.— Boundary-Layer Meteorol., 3, p. 329—347.
Smedman-Högström A.-S., Högström U. (1973). The Marsta micrometeorological field project.— Boundary-Layer Meteorol., 5, p. 259—273.

Smith S. D. (1974). Eddy flux measurements over Lake Ontario.— Boundary-Layer Meteorol., 6, p. 235—255.
Smith S. D., Banke E. G. (1975). Variation of the sea surface drag coefficient with wind speed.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 101, p. 665—673.
Söderman D., Wesantera J. (1966). Some monthly value of evapotranspiration in Finland computed from aerological data.— Geophysica, 8, p. 281—290.
Stanhil G. (1962). The use of the Piche evaporimeter in the calculation of evaporation.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 88, p. 80—82.
Stanhill G. (1969). A simple instrument for the field measurement of turbulent diffusion flux.— J. Appl. Meteorol., 8, p. 509—513.
Staple W. J. (1976). Prediction of evaporation from columns of soil during alternate periods of wetting and drying.— Soil Sci. Soc. Am. J., 40, p. 756—761.
Stegen G. R., Gibson C. H., Friehe C. A. (1973). Measurements of momentum and sensible heat fluxes over the open ocean.— J. Phys. Oceanogr., 3, p. 86—92.
Stephens J. C. (1965). Discussion of "Estimating evaporation from insolation".— J. Hydraul. Div., Proc. ASCE 91, (HY5), p. 171—182.
Stephens J. C., Stewart E. H. (1963). A comparison of procedures for computing evaporation and evapotranspiration.— General Assembly of Berkeley, Int. Assoc. Sci. Hydrology, Publn. N 62, p. 123—133.
Stewart J. B., Thom A. S. (1973). Energy budgets in pine forest.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 99, p. 154—170.
Stewart R. B., Rouse W. R. (1976). A simple method for determining the evaporation from shallow lakes and ponds.— Water Resour. Res., 12, p. 623—628.
Stewart R. B., Rouse W. R. (1977). Substantiation of the Priesley and Taylor parameter α-1,26 for potential evaporation in high latitudes.— J. Appl. Meteorol., 6, p. 649—650.
Stricker H., Brutsaert W. (1978). Actual evapotranspiration over a summer period in the "Hupsel Catchment".— H. Hydrol., 39, p. 139—157.
Sutton O. G. (1934). Wind structure and evaporation in a turbulent atmosphere.— Proc. Roy. Soc. London, A 146, p. 701—722.
Sutton O. G. (1953). Micrometeorology.— McGraw-Hill Book Co., N. Y.— 333 p.
Sutton W G. L. (1943). On the equation of diffusion in a turbulent medium.— Proc. Roy. Soc. London A182, p. 48—75.
Sverdrup H. U. (1935). The ablation on Isachsen's Plateau and on the Fourtheenth of July glacier in relation to radiation and meteorological conditions.— Geograf. Ann. (Stockholm), 17, p. 145—166.
Sverdrup H. U. (1937). On the evaporation from the oceans.— J. Mar. Res., 1, p. 3—14.
Sverdrup H. U. (1946). The humidity gradient over the sea surface.— J. Meteorol., 3, p. 1—8.
Swinbank W C. (1951). The measurement of vertical transfer of heat and water vapor by eddies in the lower atmosphere.— J. Meteorol., 8, p. 135—145.
Swinbank W. C. (1963). Long-wave radiation from clear skies.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 89, p. 339—348.
Szeicz G., Long I. F. (1969). Surface resistance of crop canopies.— Water Resour. Res., 5, p. 622—633.
Takeda K. (1966). On roughness length and zero-plane displacement in the wind profile of the lowest air layer.— J. Meteorol. Soc. Japan, Ser. II, 44, p. 101—107.
Talsma T. (1970). Hysteresis of two sands and the independent domain model.— Water Resour. Res., 6, p. 694—970.
Tan H. S., Ling S. C. (1963). Quasi-steady micro-meteorological atmospheric boundary layer over a wheatfield.— In E. R. Lemon (ed.), "The energy budget at the earth's surface".— ARS, USDA, Production Res. Rept. N 72, Washington, D. C., p. 7—25.
Tanner C. B. (1960). Energy balance approach to evapotranspiration from crops.— Soil Sci. Soc. Am. Proc., 24, p. 1—9.
Tanner C. B., Jury W. A. (1976). Estimating evaporation and transpiration from a row crop during incomplete cover.— Agron. J., 68, p. 239—242.

Tanner C. B., Pelton W. L. (1960). Potential evapotranspiration estimates by the approximate energy balance method of Penman.— J. Geophys. Res., 65, p. 3391—3413.
Taylor G. I. (1935). Statistical theory of turbulence.— Proc. Roy. Soc. London, A 151, p. 421—478.
Taylor G. I. (1938). The spectrum of turbulence.— Proc. Roy. Soc. London, A 164, p. 476—490.
Taylor P. A. (1969a). On wind and shear stress profiles above a change in surface roughness.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 95, p. 77—91.
Taylor P. A. (1969b). On planetary boundary layer flow under conditions of neutral thermal stability.— J. Atmos. Sci., 26, p. 427—431.
Taylor P. A. (1969c). The planetary boundary layer above a change in surface roughness.— J. Atmos. Sci., 26, p. 432—440.
Taylor P. A. (1970). A model of airflow above changes in surface heat flux, temperature and roughness for neutral and unstable conditions.— Boundary-Layer Meteorol., 1, p. 18—39.
Taylor P. A. (1971). Airflow above changes in surface heat flux, temperature and roughness; an extension to include the stable case.— Boundary-Layer Meteorol., 1, p. 474—497.
Taylor R. J. (1960). Similarity theory in the relation between fluxes and gradients in the lower atmosphere.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 86, p. 67—87.
Taylor R. J. (1961). A new approach to the measurement of turbulent fluxes in the lower atmosphere.— J. Fluid Mech., 10, p. 449—458.
Tennekes H. (1970). Free convection in the turbulent Ekman layer of the atmosphere.— J. Atmos. Sci., 27, p. 1027—1034.
Tennekes H. (1973). The logarithmic wind profile.— J. Atmos. Sci., 30, p. 234—238.
Tennekes H., Lumley J. L. (1972). A first course in turbulence.— The MIT Press, Cambridge, Mass.— 300 p.
Thom A. S. (1971). Momentum absorption by vegetation.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 97, 414—428.
Thom A. S. (1972). Momentum, mass and heat exchange of vegetation.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 98, p. 124—134.
Thom A. S. (1975). Momentum, mass and heat exchange of plant communities.— In J. L. Monteith (ed.) "Vegetation and the atmosphere", v. 1. Principles, Academic Press, London, p. 57—109.
Thom A. S., Oliver H. R. (1977). On Penman's equation for estimating regional evaporation.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 105, p. 345—357.
Thom A. S., Stewart J. B., Oliver H. R., Gash J. H. (1975). Comparison of aerodynamic and energy budget estimates of fluxes over a pine forest.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 101, p. 93—105.
Thornthwaite C. W. (1948). An approach toward a rational classification of climate.— Geograph. Rev., 38, p. 55—94.
Thornthwaite C. W., Holzman B. (1939). The determination of evaporation from land and water surfaces.— Monthly Weath. Rev., 67, p. 4—11.
Townsend A. A. (1965a). Self-preserving flow inside a turbulent boundary layer.— J. Fluid Mech., 22, p. 773—797.
Townsend A. A. (1965b). The response of a turbulent boundary layer to abrupt changes in surface conditions.— J. Fluid Mech., 22, p. 799—822.
Townsend A. A. (1966). The flow in a turbulent boundary layer after a change in surface roughness.— J. Fluid Mech. 26, p. 255—266.
Tschinkel H. M. (1963). Short-term fluctuation in streamflow as related to evaporation and transpiration.— J. Geophys. Res., 68, p. 6459—6469.
Tsukamoto O., Hayashi T., Monji N., Mitsuta Y. (1975). Transfer coefficients and turbulence-flux relationship as directly observed over the ocean during the AMTEX-74.— Scient. Report, 4th AMTEX Study Confer. (Tokyo, Sept. 1975), p. 109—112.
Tswang L. R., Koprov B. M., Zubkonskii S L., Dyer A. J., Hicks B. B., Miyake M., Stewart R. W, McDonald J. W. (1973). A comparison of turbulence measurements by different instruments. Tsimlyansk field experiment.— Boundary-Layer Meteorol., 3, p. 499—521.

Turc I. (1954, 1955). Le bilan d'eau des sols: relations entre les precipitations, l'vaporation et l'ecoulement.— Ann. Agron., 5, p. 491—595; 6, p. 5—131.
Uchijima Z. (1962). Studies on the micro-climate within plant communities (1): "On the turbulent transfer coefficient within plant layer".— J. Agric. Meteorol. (Nogyo Kisho) Japan, 18, p. 1—9.
Uchijima Z., Udagawa T., Horie T., Kobayashi K. (1970). Studies of energy and gas exchange within crop, canopies (8): "Turbulent transfer coefficient and foliage exchange velocity within a corn canopy".— J. Agric. Meteorol. (Nogyo Kisho) Japan, 25, p. 215—227.
Uchijima Z., Wright J. L. (1964). An experimental study of air flow in a corn plant-air layer.— Bull. Nation. Inst. Agric. Sci. Japan (Nogyo Gidjutsu Kenkyusho Hokoku) A 11, p. 19—66.
Unsworth M. H., Monteith J. L. (1975). Long-wave radiation at the ground.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 101, p. 13—24.
Van Bavel C. H. (1966). Potential evaporation: the combination concept and its experimental verification.— Water Resour. Res., 2, p. 455—467.
Van Bavel C. H. M. (1961). Lysimetric measurements of evapotranspiration rates in the eastern United States.— Proc. Soil Sci. Soc. Am., 25, p. 138—141.
Van Bavel C. H. M. (1967). Changes in canopy resistance to water loss from alfalfa induced by soil water depletion.— Agric. Meteorol., 4, p. 165—176.
Van Bavel C. H. M., Mayers L. E. (1962). An automatic weighing lysimeter.— Agric. Ang., 43, p. 580—583, p. 587—588.
Van Bavel C. H. M., Reginato R. J. (1965). Precision lysimetry for direct measurement of evaporative flux.— Internat. Sympos. Methodol. of Plant Eco-Physiol., Montpellier, France, 1962, p. 129—135.
Van Hylckama T. E. A. (1968). Water level fluctuation in evapotranspirometers.— Water Resour. Res., 4, p. 761—768.
Van Wijk W. R. (1963). General temperature variations in a homogeneous soil. In W. R. Van Wijk (ed.) "Physics of plant environment", North Holland Publ. Co., Amsterdam, p. 144—170.
Van Wijk W. R., De Vries D. A. (1963). Periodic temperature variations in a homogeneous soil. In W. R. Van Wijk (ed.) "Physics of plant environment".— North Holland Publ. Co., Amsterdam, p. 102—143.
Van Wijk W. R., Scholte Ubing D. W. (1963). Radiation. In W. R. Van Wijk (ed.) "Physics of plant environment".— North Holland Publ. Co., Amsterdam, p. 62—101.
Verma S. B., Rosenberg N. J., Blad B. L. (1978). Turbulent exchange coefficients for sensible heat and water vapor under advective conditions.— J. Appl. Meteorol., 17, p. 330—338.
Warhaft Z. (1976). Heat and moisture flux in the stratified boundary layer.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 102, p. 703—707.
Webb E. K. (1960). On estimating evaporation with fluctuating Bowen ratio.— J. Geophys. Res., 65, p. 3415—3417.
Webb E. K. (1964). Further note on evaporation with fluctuating Bowen ratio.— J. Geophys. Res., 69, p. 2649—2650.
Webb E. K. (1966). A pan-lake evaporation relationship.— J. Hydrology, 4, p. 1—11.
Webb E. K. (1970). Profile relationships: the long-linear range, and extension to strong stability.— Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 96, p. 67—90.
Weisman R. N. (1975). Comparison of warm water evaporation equations.— J. Hydraul. Div., Proc. ASCE 101 (HY10), p. 1303—1313.
Wesman R. N., Brutsaert W. (1973). Evaporation and cooling of a lake under unstable atmospheric conditions.— Water Resour. Res., 9, p. 1242—1257.
Weseley M. L., Eastman J. A., Cook D. R., Hicks B. B. (1978). Daytime variations of ozone eddy fluxes to maize.— Boundary-Layer Meteorol., 15, p. 361—373.
Wesely M. L., Hicks B. B. (1975). Comments on limitations of an eddy-cor-

relation technique for the determination of the carbon-dioxide and sensible fluxes.— Boundary-Layer Meteorol., 9, p. 363—367.
Wieringa J. (1972). The errors and precipitation effects in trivane measurements of turbulent fluxes over open water.— Boundary-Layer Meteorol., 2, p. 406—426.
Wieringa J. (1974). Comparison of three methods for determining strong wind stress over Lake Flevo.— Boundary-Layer Meteorol., 7, p. 3—19.
Williams R. J., Broersma K., Van Ryswyk A. L. (1978). Equilibrium and actual evapotranspiration from a very dry vegetated surface.— J. App. Meteorol., 17, p. 1827—1832.
Williamson R. E. (1963). The management of soil salinity in lysimeters.— Soil Sci. Soc. Am. Proc., 27, p. 580—583.
Willis W. O. (1960). Evaporation from layered soils in the presence of a water table.— Soil Sci. Soc. Am. Proc., 24, p. 239—242.
Wilson R. G., Rouse W. R. (1972). Moisture and temperature limits of the equilibrium evapotranspiration model.— J. Ann. Meteorol., 11, p. 436—442.
Wooding R. A., Bradley E. F., Marshall J. K. (1973). Drag due to regular arrays of roughness elements of varying geometry.— Boundary-Layer Meteorol., 5, p. 285—308.
Wright J. L., Brown K. W. (1967). Comparison of momentum and energy balance methods of computing vertical transfer within a crop.— Agron., 59, p. 427—432.
Wüst G. (1937). Temperatur und Dampfdruckgefalle in den untersten Metern über der Meeresoberfläche.— Meteorol. Z., 54, S. 4—9.
Wyngaard J. C. (1973). On surface layer turbulence. In D. A. Haugen (ed.), "Workshop on Microclimatology".— Amer. Meteorol. Soc., p. 101—149.
Wyngaard J. C., Arya S. P. S., Cote O. R. (1974). Some aspects of the structure of convective planetary boundary layers.— J. Atmos. Sci., 31, p. 747—754.
Wyngaard J. C., Cote O. R. (1971). The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer.— J. Atmos. Sci., 28, p. 190—201.
Yadav B. R. (1965). Total solar radiation in relation to duration of sunshine.— Indian J. Meteorol. Geophys., 16, p. 261—266.
Yaglom A. M. (1976). Semi-empirical equations of turbulent diffusion in boundary layers.— Fluid Dynamics Trans. (Polish Acad. Sci., Inst. Fund. Technol. Res., Warsaw), 7(11), p. 99—144.
Yaglom A. M. (1977). Comments on wind and temperature flux-profile relationships.— Boundary-Layer Meteorol., 11, p. 89—102.
Yaglom A. M., Kader B. A. (1974). Heat and mass transfer between a rough wall and turbulent fluid flow at high Reynolds and Peclet numbers.— J. Fluid Mech., 62, p. 601—623.
Yamada T. (1976). On the similarity functions *A*, *B* and *C* of the planetary layer.— J. Atmos. Sci., 33, p. 781—793.
Yamamoto G. (1950). On nocturnal radiation.— Sci. Rep. Tohoku Univ. (Sendai, Japan), Ser. 5, Geophys. 2, p. 27—43.
Yamamoto G., Smimanuki A. (1964). Profiles of wind and temperature in the lowest 250 meters in Tokyo, Sci. Rep. Tohoku Univ. (Sendai, Japan), Ser. 5, Geophys. 15, p. 111—114.
Yamamoto G., Miura A. (1950). Evaporation by natural convection.— Sci. Rep. Tohoku Univ. (Sendai, Japan), Ser. 5, Geophys. 2, p. 48—50.
Yap D., Black T. A., Oke T. R. (1974). Calibration and tests of a yaw sphere-thermometer system for sensible heat flux measurements.— J. Appl. Meteorol., 13, p. 40—45.
Yasuda N. (1975). The heat balance at the sea surface observed in the East China Sea.— Sci. Rep. Tohoku Univ. (Sendai, Japan), Ser. 5, Geophys. 22, p. 87—105.
Yeh G. T., Brutsaert W. (1970). Perturbation solution of an equation of atmospheric turbulent diffusion.— J. Geophys. Res., 75, p. 5173—5178.
Yeh G. T., Brutsaert W. (1971a). A numerical solution of the two-dimen-

sional steady-state turbulent transfer equation.— Monthly Weath. Rev., 99, p. 494—500.
Yeh G. T., Brutsaert W. (1971b). Sensitivity of the solution for heat flux evaporation to off-diagonal turbulent diffusivities.— Water Resour. Res., 7, p. 734—735.
Yeh G. T., Brutsaert W. (1971c). A solution for simultaneous turbulent heat and vapor transfer between a water surface and the atmosphere.— Boundary-Layer Meteorol., 2, p. 64—82.
Yih C.-S. (1952). On a differential equation of atmospheric diffusion.— Trans. Am. Geophys. Un., 33, p. 8—12.
Yotsukura N., Jackman A. P., Faust C. R. (1973). Approximation of heat exchange at the air-water interface.— Water Resour. Res., 9, p. 119—128.
Yu S. L., Brutsaert W. (1967). Evaporation from very shallow pans.— J. Appl. Meteorol., 6, p. 265—271.
Yu S. L., Brutsaert W. (1969a). The generation of an evaporation time series for Lake Ontario.— Water Resour. Res., 5, p. 785—796.
Yu S. L., Brutsaert W. (1969b). Stochastic aspects of Lake Ontario evaporation.— Water Resour. Res., 5, p. 1256—1266.
Yordanov D., Wipperman F. (1972). The parametrization of the turbulent fluxes of momentum, heat and moisture at the ground in a baroclinic planetary boundary layer.— Beitr. Phys. Atmos., Contr. Atmos. Phys., 45, p. 58—65.
Zilitinkevich S. S. (1969). On the computation of the basic parameters of the interaction between the atmosphere and the ocean.— Tellus, 21, p. 17—24.
Zilitinkevich S. S., Deardorff J. W. (1974). Similarity theory for the planetary boundary layer of time-dependent height.— J. Atmos. Sci., 31, p. 1449—1452.

СПИСОК ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Адаменко В. Н. (1979). Мелиоративная микрометеорология.— Л.: Гидрометеоиздат.— 184 с.
Бихеле З. Н., Молдау Х. А., Росс Ю. К. (1980). Математическое моделирование транспирации и фотосинтеза растений при недостатке почвенной влаги.— Л.: Гидрометеоиздат.— 223 с.
Будаговский А. И. (1964). Испарение почвенной влаги.— М.: Наука.— 244 с.
Тепловой баланс Земли/Под ред. М. И. Будыко.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 40 с.
Бютнер Э. К. (1978). Динамика приповерхностного слоя воздуха.— Л.: Гидрометеоиздат.— 158 с.
Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. (1979). Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности.— Л.: Гидрометеоиздат.— 136 с.
Дубов А. С., Быкова Л. П., Марунич С. В. (1978). Турбулентность в растительном покрове.— Л.: Гидрометеоиздат.— 184 с.
Зубенок Л. Р. (1976). Испарение на континентах.— Л.: Гидрометеоиздат.— 264 с.
Китайгородский С. А. (1970). Физика взаимодействия океана и атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат.— 284 с.
Константинов А. Г. (1968). Испарение в природе.— Л.: Гидрометеоиздат.— 244 с.
Кузнецова Л. П. (1983). Атмосферный влагообмен над территорией СССР.— М.: Наука.— 172 с.
Методы изучения и расчета водного баланса./Под ред. А. А. Соколова и др.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.— 397 с.
Орленко Л. Р. (1979). Строение планетарного пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат.— 270 с.
Раунер Ю. Л. (1972). Тепловой баланс растительного покрова.— Л.: Гидрометеоиздат.— 210 с.
Урываев В. А. (1953). Экспериментальные гидрологические исследования на Валдае.— Л.: Гидрометеоиздат.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

УИЛФРЕД БРАТСЕРТ

Испарение в атмосферу

Теория, история, приложения

Редактор Н. С. Смирнова. Художник И. Г. Архипов. Художественный редактор Б. А. Денисовский. Технический редактор Г. В. Ивкова. Корректор А. В. Хюркес. ИБ № 1586. Сдано в набор 23.01.85. Подписано в печать 13.06.85. Формат 60×90¹/₁₆. Бум. тип. № 1. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 22. Кр.-отт. 22. Уч.-изд. л. 25,19. Тираж 1310 экз. Индекс ПРЛ-58. Заказ 68. Цена 4 р. 20 к. Гидрометеоиздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, д. 23.

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 190000, г. Ленинград, Прачечный переулок, 6.