

С.С. ЗИЛИТИНКЕВИЧ

**АТМОСФЕРНАЯ
ТУРБУЛЕНТНОСТЬ
И ПЛАНЕТАРНЫЕ
ПОГРАНИЧНЫЕ СЛОИ**



С.С. ЗИЛИТИНКЕВИЧ

**АТМОСФЕРНАЯ
ТУРБУЛЕНТНОСТЬ
И ПЛАНЕТАРНЫЕ
ПОГРАНИЧНЫЕ СЛОИ**



МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ®
2013

УДК 550.388
ББК 26.323
3 61



*Издание осуществлено при поддержке
Российского фонда фундаментальных
исследований по проекту 11-05-07081,
не подлежит продаже*

Зилитинкевич С.С. **Атмосферная турбулентность и планетарные пограничные слои.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. — 256 с. — ISBN 978-5-9221-1519-3.

Книга обобщает исследования С.С. Зилитинкевича со многими соавторами в области атмосферной турбулентности и планетарных пограничных слоев (ППС), опубликованные за последнее десятилетие главным образом в англоязычных журналах. Особое внимание уделено новым аспектам теории — взаимодействию турбулентности с внутренними волнами в устойчиво стратифицированных течениях и самоорганизации турбулентности в форме долгоживущих крупномасштабных структур в конвективных ППС. Рассматриваются ключевые физические проблемы, связанные с ролью пограничных слоев как связующих звеньев между геосферами в глобальной климатической системе: законы сопротивления и тепло/массообмена, определяющие приземные значения турбулентных потоков количества движения, энергии и вещества; уравнения турбулентного вовлечения, определяющие аналогичные потоки на внешней границе ППС; уравнения для высоты ППС при различных условиях стратификации плотности. Кардинально пересмотрена проблема турбулентного замыкания. На этой основе разработаны новые подходы к расчету ППС, новая иерархия моделей турбулентного замыкания и новые методы расчета турбулентности в свободной атмосфере.

Книга представляет интерес для метеорологов широкого профиля, специалистов по атмосферной турбулентности и ученых, работающих в области оперативного моделирования погоды, загрязнения воздуха и изменений климата.

Соавторы отдельных глав:

Бакланов А.А. (§ 2.2, 3.2, 4.4), Грачев А.А. (§ 2.1, 4.4), Гряник В.М. (§ 5.2), Клиорин Н. (§ 5.1), Лыкосов В.Н. (§ 5.2), Мареев Е.А. (§ 3.2, 4.3), Миرون Д.В. (§ 3.5, 5.2), Рогачевский И. (§ 5.1), Троицкая Ю.И. (§ 3.2, 4.3), Тюряков С.А. (§ 3.2, 4.3), Эзау И.Н. (§ 3.2, 3.3, 3.4, 4.4, 5.1), Эльперин Т. (§ 5.1), Akylas E. (§ 4.4), Fairall C.W. (§ 2.1, 4.4), Fernando H.J.S. (§ 4.4), Hunt J.C.R. (§ 4.4), Joffre S.M. (§ 2.2, 4.4), Lalas D.P. (§ 4.4), Mammarella I. (§ 2.2), Tombrou M (§ 4.4).

ISBN 978-5-9221-1519-3

© ФИЗМАТЛИТ, 2013

© С. С. Зилитинкевич, 2013

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	6
Глава 1. Введение	8
Глава 2. Взаимодействие воздушного потока с подстилающей поверхностью	16
§ 2.1. Тепло- и массообмен над взволнованной морской поверхностью	16
2.1.1. Введение (16). 2.1.2. Масштабный анализ тепло- и массообмена в слое шероховатости (18). 2.1.3. Эмпирические данные о тепло- и массообмене (20). 2.1.4. Заключение (23).	
§ 2.2. Влияние стратификации на аэродинамическую шероховатость и толщину вытеснения	24
2.2.1. Введение (24). 2.2.2. Теоретическая модель (27). 2.2.3. Эмпирическая проверка модели (30). 2.2.4. Выводы (35).	
Глава 3. Устойчиво стратифицированные пограничные слои	37
§ 3.1. Асимптотические формулы для толщины экмановского пограничного слоя	37
§ 3.2. Высота устойчиво стратифицированных планетарных пограничных слоев	44
3.2.1. Введение (45). 3.2.2. Высота пограничного слоя при равновесном режиме (47). 3.2.3. Релаксационное уравнение для высоты ППС (53). 3.2.4. Почему высоту ППС трудно определить по атмосферным данным? (54). 3.2.5. Определение высоты ППС по данным вихререзающего моделирования (55). 3.2.6. Выводы (57).	
§ 3.3. Интегральные законы сопротивления для устойчиво стратифицированных планетарных пограничных слоев в атмосфере	58
3.3.1. Введение (59). 3.3.2. Теоретическая модель (64). 3.3.3. Проверка законов сопротивления и теплообмена по данным вихререзающего моделирования (79). 3.3.4. Заключение (80).	
§ 3.4. Физические основы расчета вертикальных турбулентных потоков у подстилающей поверхности при устойчивой стратификации	83
3.4.1. Введение (83). 3.4.2. Средние градиенты и число Ричардсона (87). 3.4.3. Определение турбулентных потоков у земной поверхности (91). 3.4.4. Заключительные замечания (94).	
§ 3.5. Теоретическая модель эволюции термоклина в пресноводном бассейне	94
3.5.1. Локальное подобие и баланс энергии перемежающейся турбулентности (95). 3.5.2. Автомодельное углубление термоклина — решение типа бегущей волны (96). 3.5.3. Формирование термоклина (101).	

Глава 4. Конвективные слои	106
§ 4.1. О турбулентности и диффузии при свободной конвекции	106
4.1.1. Автомодельность режима свободной конвекции (106).	
4.1.2. Гипотеза об отщеплении горизонтальных движений (108).	
4.1.3. Приложения к турбулентной диффузии (110). 4.1.4. Обсуждение результатов (112).	
§ 4.2. Теоретическая модель проникающей турбулентной конвекции при отсутствии сдвига скорости (лабораторный режим)	113
4.2.1. Введение (113). 4.2.2. Параметризация профиля плавучести (115). 4.2.3. Простейшие теоретические модели (117).	
4.2.4. Уравнение для скорости вовлечения (118). 4.2.5. Оценки универсальных констант, асимптотики (120). 4.2.6. Экспериментальная проверка (122). 4.2.7. Постоянный поток плавучести при двухслойной стратификации (123). 4.2.8. Постоянный поток плавучести при исходной линейной стратификации (124). 4.2.9. Постоянная температура дна при двухслойной стратификации (127). 4.2.10. Постоянная температура дна при исходной линейной стратификации (129).	
§ 4.3. Теоретические модели высоты конвективного пограничного слоя атмосферы и турбулентного вовлечения на его верхней границе. . .	134
4.3.1. Введение (134). 4.3.2. Модель полностью перемешанного слоя (135). 4.3.3. Термодинамические модели скорости роста конвективного слоя (137). 4.3.4. Энергетическая модель чисто конвективного слоя (138). 4.3.5. Энергетическая модель конвективно-механического слоя (140). 4.3.6. Заключение (141).	
§ 4.4. Организованные структуры и турбулентность при безветренной конвекции: пересмотр классической теории тепло- и массообмена	142
4.4.1. Введение (143). 4.4.2. Теоретическая модель (145).	
4.4.3. Нелокальная модель конвективного пограничного слоя (150).	
4.4.4. Эмпирическая проверка теории (161). 4.4.5. Заключение (169).	
Глава 5. Замыкание уравнений турбулентного движения	171
§ 5.1. Энергетика турбулентности и теория турбулентного замыкания для устойчиво стратифицированных геофизических течений	171
5.1.1. Введение (174). 5.1.2. Энергетически согласованные уравнения теории турбулентного замыкания (176). 5.1.3. Равновесный режим турбулентности (183). 5.1.4. Иерархия моделей турбулентного замыкания (201). 5.1.5. Заключение (205).	
§ 5.2. Нелокальный перенос и проблема турбулентного замыкания для конвективных пограничных слоев	208
5.2.1. Введение (208). 5.2.2. Перенос тепла в турбулентной конвекции (209). 5.2.3. Третьи моменты: конвективная адвекция и турбулентная диффузия (213). 5.2.4. Сравнение с данными вихререшающего моделирования (216). 5.2.5. Уравнение баланса для вертикального потока потенциальной температуры (218). 5.2.6. Заключение (223).	
Список литературы	225

Человеческому зрению недоступно видеть ветер — настолько тонка и неуловима его природа. И тем не менее, однажды я видел его. Это случилось после сильного снегопада четыре года назад. Я ехал по большой дороге между городами Топклиффом-на-Свейле и Бороу Бридж. Прошедшие до меня путники успели протоптать тропу. Ровные поля по обеим ее сторонам были завалены снегом почти метровой толщины. Ночью подморозило, и снег покрылся настом. Утро стояло ясное. Солнце ярко светило. Дул резкий свистящий ветер. Снег на тропе был взрыхлен копытами лошадей. Порывы ветра подхватывали его; и он свободно скользил над твердым настом, покрывавшим все снежное поле. Это движение снега и позволило видеть ветер — как он дул в тот день. Я был поражен.

Иногда ветер казался всего лишь струйкой шириной не более двух метров, несущей снег вдаль насколько удавалось разглядеть. Иногда он охватывал снежным бураном сразу целую половину поля. Временами он слабел, затем внезапно достигал удивительной силы. Ветер был множеством струй и не чем-то единым. То я видел около себя одну широкую струю. То она затухала, и снег лежал у моих ног неподвижно, но чуть поодаль — шагах в двадцати — другая похожая, хотя и не точно такая струя вздувала и несла снег. Одна струя замирала, другая разгонялась; и эти струи тянулись всюду, насколько я мог проследить взглядом, — быстрые или медленные, широкие или узкие. И они вовсе не были прямыми, а изгибались то в одну, то в другую сторону или даже свивались в кольца. Случалось, что снег взмывал прямо вверх, затем падал вниз, словно никакого ветра нет и в помине, тут же снова взмывал и снова падал. Случалось и так, что над моей головой выл ветер, а у моих ног снег лежал неподвижно; или вокруг меня все было спокойно, а неподалеку ветер взметал снег с бешеной силой. Но самое удивительное из того, что я видел, это две струи — одна с запада, другая с севера, которые пересекали друг друга, словно две дороги.

Это зрелище вселило в меня восхищение перед чудом, но не дало понимания природы ветра. И все же, увидев, насколько изменчив он в своем движении, я понял, почему охотники так часто дают промахи в ветреную погоду.

Роджер Эшем

Roger Ascham (1515–1568). Seeing the Wind (Toxophilus). In: «The Oxford Book of English Prose», Chosen and Edited by Sir Arthur Quiller-Couch, Oxford, Clarendon Press, 1930. P. 77–78.

Предисловие

Эта книга написана на основе моих статей со многими соавторами, опубликованных за последнее десятилетие большей частью в англоязычных журналах. Сначала английские статьи были переведены на русский язык, во многих случаях сокращены, в других дополнены, некоторые статьи объединены, одна разделена и разнесена в разные главы. Кроме того, книга дополнена моими четырьмя старыми работами, которые оказались полезны для полноты изложения.

В начале каждой из глав указывается, на какой статье или статьях она основана; но мне хочется надеяться, что в результате получился не сборник статей, а связный текст, из которого читатель сможет составить картину происходящего сейчас очень быстрого развития физики атмосферной турбулентности и планетарных пограничных слоев, а студент сможет выбрать для себя тему дипломной работы или диссертации.

Почему именно сейчас резко повысился интерес к этой области физики окружающей среды, и в какой мере востребована эта работа, я объясняю во введении. В книге отобраны, в первую очередь, задачи физики атмосферной турбулентности и планетарных пограничных слоев, продиктованные требованиями современной науки и технологий, связанными с окружающей средой: оперативного прогноза погоды, включая «химическую погоду», т. е. качество воздуха, и моделирования климата в широком смысле слова, в особенности климата среды нашего обитания — планетарного пограничного слоя атмосферы.

Физика турбулентности в стратифицированных вращающихся средах — в атмосфере, океане и астрофизических объектах, как Солнце или аккреционные диски, развивается настолько быстро, что в настоящий момент нет смысла писать новый систематический курс. Слишком много еще предстоит сделать и, несомненно, будет сделано в самое ближайшее время. В то же время, обобщающие работы и взгляд в будущее нужны уже сейчас. Я надеюсь, эта книга будет полезна и найдет заинтересованных читателей.

Ее написание было частью моей работы как руководителя проекта «Взаимодействие атмосферы, гидросферы и поверхности суши: физические механизмы, методы мониторинга и контроля планетарных пограничных слоев и качества окружающей среды» (мегагрант Правительства Российской Федерации № 11.G34.31.0048) и проектов: «Планетарные пограничные слои — физика, моделирование и роль в земных системах» (программа «Идеи» Европейского исследовательского сове-

та, грант № 227915) и «Квалификационные стандарты в метеорологии» (программа Европейской Комиссии Tempus IV, грант JPHES-159352).

Книга публикуется при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (издательский проект № 11-05-07081).

Разные главы прочли и сделали полезные замечания Р.С. Бортковский, Г.С. Голицын и В.И. Старостенко. Помогали мне в работе над книгой С.А. Тюряков и Е.В. Каданцев. Всем им я сердечно благодарен.

Ноябрь 2012 г
Нижний Новгород–Хельсинки

Глава 1

ВВЕДЕНИЕ

Согласно классической парадигме, турбулентное течение представляется как суперпозиция полностью упорядоченного среднего движения и полностью хаотической турбулентности, природа которой определяется колмогоровским прямым каскадом кинетической энергии по направлению от больших вихрей к меньшим. Соответственно этому главными инструментами моделирования турбулентности служат концепция градиентного переноса (по аналогии с молекулярным переносом), теория инерционного интервала в спектрах турбулентных флуктуаций и, в атмосферных моделях, теория подобия Мони́на–Обухова. Подобный подход удовлетворительно описывает обширный класс нейтрально стратифицированных течений в природе и в инженерных установках. Однако он плохо применим к типичным для атмосферы и океана сильно устойчивым и, в особенности, конвективным течениям. Ключевая проблема состоит в том, что, помимо обычной турбулентности с ее прямым каскадом, в геофизических течениях почти всегда присутствует особый тип хаотических движений, упущенный в классической парадигме. Эти движения, для которых предлагается название «странная турбулентность», характеризуются обратным каскадом — от меньших вихрей к большим, что ведет к самоорганизации в форме долгоживущих крупномасштабных структур, сосуществующих с обычным средним движением. Предлагаемая альтернативная парадигма включает странную турбулентность и организованные структуры наряду со средним движением и обычной турбулентностью.

Основано на статье *Зилитинкевич С.С.* Самоорганизация и нелокальная природа геофизической турбулентности и планетарных пограничных слоев // Геофизический журнал. 2010. Т. 6. С. 169–174.

Классическая теория

Теория геофизической турбулентности и планетарных пограничных слоев (ППС) формировалась в течение XX века в контексте одновременно физики атмосферы и океана и общей теории турбулентности. Определяющая роль стратификации плотности, устойчивой — подавляющей турбулентность, или неустойчивой — ведущей к развитию конвекции, а также влияние вращения Земли — главные отличительные черты геофизических течений и ППС (по сравнению с инженерными пограничными слоями).

В первой половине XX века (до 2-й Мировой войны) были сформулированы основные понятия и проблемы физики ППС: концепция ППС как турбулентных пограничных слоев во вращающейся-

ся жидкости или газе (В. Экман); роль ППС в механизмах общей циркуляции атмосферы и океана (Л. Прандтль, Т. фон Карман, К.-Г. Россби, Дж. Тейлор); задача о влиянии стратификации плотности на турбулентность (Л.Ф. Ричардсон); проблема замыкания системы уравнений для статистических моментов турбулентного движения (А.А. Фридман) [47, 186].

Формирование зрелой теории геофизической турбулентности и ППС начинается со статей А.Н. Колмогорова [27–29] и продолжается в течение XX века, совокупными усилиями международного сообщества при значительном вкладе учеников Колмогорова: А.М. Обухова, А.С. Монины, А.М. Яглома и М.Д. Миллионщикова. Современная теория волновой турбулентности основана на работах В.Е. Захарова и его школы [327].

К концу XX века теория стратифицированной турбулентности систематизирована¹⁾ и, казалось бы, окончательно сложились в том смысле, что ее дальнейшее развитие более или менее предопределено в рамках *общепризнанной парадигмы*²⁾.

- Турбулентное течение представляет собой суперпозицию *среднего движения*, т. е. упорядоченной части движения, которая описывается осредненными уравнениями гидродинамики, и *турбулентности*, т. е. хаотической части движения, которая описывается методами теории случайных процессов.

- Природа турбулентности определяется генерацией больших вихрей из-за неустойчивости среднего движения и прямым каскадом кинетической энергии, т. е. последовательным дроблением вихрей с передачей энергии от больших вихрей к меньшим, завершающейся ее вязкой диссипацией (переходом в тепловую энергию) на наименьших вихрях³⁾.

¹⁾ Наиболее исчерпывающее и авторитетное изложение механики турбулентности дано в двухтомной монографии Монины и Яглома [38, 39], позднее дорабатывавшейся и переиздававшейся на разных языках: английском (два тома в 1971 и 1973 гг.), японском (четыре тома в конце 1970-х гг.), русском (два тома в 1992 и 1996 гг.); и, наконец, снова на английском — раздел о гидродинамической неустойчивости, существенно обновленный и пополненный А.М. Ягломом (2007 г.). Наиболее полный и авторитетный курс метеорологии пограничного слоя принадлежит Дж. Гарратту [143].

²⁾ Термин «парадигма» употреблен здесь в смысле «теории научных революций» Томаса Куна [30].

³⁾ На первый взгляд, идея прямого и только прямого каскада опирается на прочный фундамент второго начала термодинамики. Однако это только на первый взгляд: второе начало формулируется для замкнутой системы и никак не отрицает возможности существования как прямого (порядок → хаос), так и обратного (хаос → порядок) каскадов при общей тенденции к нарастанию хаоса. Идею о самоорганизации как фундаментальном свойстве турбулентности сформулировал Григорян [12].

Соответственно этому:

- главными инструментами моделирования турбулентных течений служат чисто локальные концепции: идея градиентного переноса и коэффициентов турбулентной вязкости, теплопроводности и диффузии, теория инерционного интервала в спектре турбулентности и, в атмосферных моделях, теория подобия Мони́на–Обухова [37];

- практические цели дальнейших исследований сводятся в значительной мере к уточнению знаний о коэффициентах турбулентного переноса — их зависимости от локальных характеристик среднего движения (сдвига скорости и стратификации плотности) и кинетической энергии турбулентности (КЭТ), определяемой уравнением баланса КЭТ, а также об универсальных функциях и безразмерных универсальных константах теории подобия.

Вполне естественно, что парадигма, открывая пути для решения определенного класса проблем, одновременно отсекает проблемы, выходящие за ее рамки. Для приверженцев парадигмы такие проблемы становятся как бы невидимыми; а если их все же поднимают, то они отторгаются как заведомо абсурдные.

Сигналы тревоги

В конце 50-х годов XX века выдающийся климатолог М.И. Будыко, анализируя данные о тепловом балансе земной поверхности, пришел к выводу о необходимости турбулентного (как он полагал) переноса тепла от более холодного слоя атмосферы к более тепловому. Эта идея встретила у физиков абсолютное неприятие и вызвала резкую критику со стороны А.С. Мони́на — одного из создателей теории геофизической турбулентности. И неудивительно: классические концепции чисто хаотической турбулентности и коэффициентов турбулентной теплопроводности начисто исключают подобный противоградиентный перенос. К концу XX века стало ясно, что принципиально прав был Будыко: противоградиентный перенос тепла действительно имеет место, например, в верхней части конвективных пограничных слоев; но осуществляется он не столько мелкомасштабной турбулентностью (как полагал Будыко), как самоорганизованными структурами, т.е. движениями, упущенными в классической теории турбулентности.

Как бы то ни было, именно на теории подобия и коэффициентах турбулентного переноса, определяемых через локальные значения КЭТ и внешнего масштаба турбулентности, основаны алгоритмы ППС, описывающие взаимодействие атмосферы с земной поверхностью и диффузию примесей в оперативных моделях загрязнения воздуха, прогноза погоды и изменений климата. До недавнего времени эти алгоритмы казались более или менее адекватными общему уровню моделей. Но по мере совершенствования моделей, особенно по достижении высокого пространственного разрешения и отказа от гидростатического приближения, традиционные параметризации ППС становятся тормозом дальнейшего прогресса. Главные их недостатки, а именно, неприме-

нимость к экстремальным условиям стратификации и к течениям над сложными поверхностями (такими как город, лес, пересеченная местность или штормовое море) не удастся устранить, оставаясь в рамках классической парадигмы, т. е. путем уточнения функций подобия и/или введения дальнейших поправок в традиционные турбулентные замыкания, основанные на КЭТ. Неудивительно, что качество моделирования изменений климата с помощью объединенных моделей атмосфера–гидросфера–криосфера, «склеенных» через ППС, существенно уступает качеству моделирования геосфер по отдельности (см., например, с. 619 и рис. 8.11 в главе 8 отчета IPCC 4AR). Очевидная причина — именно в неудовлетворительной «склейке». Более того, в моделях с пространственным разрешением менее 10 км параметризации турбулентности на основе КЭТ перестают работать. В качестве альтернативы для конвективных ППС предлагается упрощенное вихреразрешающее моделирование [315].

Независимо от этого тревожного сигнала, в исследованиях собственно геофизической турбулентности и ППС накоплены бесспорные свидетельства несоответствий между наблюдаемыми свойствами стратифицированных (как конвективных, так и устойчивых) турбулентных течений и выводами классической теории. Более того, несоответствия вполне могли быть замечены уже в период формирования теории — экспериментальный материал для этого имелся. Однако на фоне триумфальных достижений теории, там где она применялась к турбулентности в нейтрально или слабо стратифицированной жидкости, свидетельства против нее попросту не замечались.

Строго говоря, самоорганизация, не учитываемая в традиционных турбулентных замыканиях, наблюдается и в нейтрально стратифицированных ППС. Течение в ППС испытывает воздействие вращения Земли, влияние которой на турбулентность в некотором смысле подобно действию устойчивой стратификации. Средний профиль ветра (так называемая спираль Экмана) оказывается неустойчивым по отношению к малым возмущениям; причем последние приводят к формированию крупномасштабных спиральных вихрей («роллов»), которые и по наблюдениям, и по вихреразрешающим численным экспериментам осуществляют более 50 % вертикального переноса количества движения. Традиционные модели замыкания этот механизм не воспроизводят.

Напомним, что Колмогоров [27–29] формулировал свою концепцию прямого каскада и соответственно определяющей роли диссипации КЭТ, включая замыкание, основанное на одном лишь уравнении баланса КЭТ, *имея в виду турбулентность в нейтрально-стратифицированной жидкости*. А это именно тот тип турбулентных течений, который и по сей день не обнаруживает существенных расхождений с колмогоровским пониманием турбулентности. Распространение идей Колмогорова на стратифицированные среды осуществляли его последователи, *сохранив эти идеи в первоизданном виде*. В результате долгие годы не замечался обратный каскад (от хаоса к порядку), играющий,

как мы знаем сейчас, доминирующую роль в турбулентной конвекции; а в оперативно используемых турбулентных замыканиях оказалось упущено уравнение баланса потенциальной энергии турбулентности (ПЭТ), без которого моделирование сильно устойчивой турбулентности фактически зашло в тупик (см. [357, 360]).

Яркий пример обратного каскада — развитие турбулентной конвекции в покоящейся жидкости после включения нагрева снизу. На начальном этапе конвективный слой представляет собой быстро разбухающую зону хаотической турбулентности, но затем на фоне хаоса происходит слияние мелких восходящих струек в более крупные, в результате чего развиваются хорошо выраженные организованные структуры, аналогичные ячейкам Бенара (вертикальным струям, окруженным зонами оседания, обнаруженным Бенаром в опытах с вязкой конвекцией еще в конце XIX века). По-видимому, первым из метеорологов, кто обратил внимание на это явление, был Скворцов [45]. Наличие здесь обратного каскада, т. е. передачи энергии от меньших вихрей к большим, и самоорганизации от хаоса к порядку очевидно (см. [120, 122, 131, 235]). Но «гипноз» классической парадигмы — сильнее очевидности: трактовка самоорганизованных конвективных структур как просто очень крупных турбулентных вихрей и попытки их моделирования с помощью аппарата теории случайных процессов продолжают до настоящего времени.

Характерный результат подобного гипноза — подгонка экспериментов под *закон конвективного теплообмена*, освященный более чем полувековой традицией: «число Нуссельта пропорционально числу Рейля в степени $1/3$ ». Вера в эту формулу, незыблемую с точки зрения классической теории, подвигала самых добросовестных экспериментаторов на искусственное подавление самоорганизующихся структур в лабораторных опытах, что только и позволяло получать ее «экспериментальное подтверждение». Виртуозные эксперименты подобного рода с конвекцией в жидком гелии докладывал на Ассамблее EGU-2009 К.Р. Сринивасан (K.R. Sreenivasan — в то время генеральный директор Международного центра по теоретической физике имени Абдуса Салама). В природе самоорганизованные структуры практически всегда присутствуют; и именно они служат главным механизмом теплообмена, усиливая его по сравнению с классической формулой на порядок и более [361].

Самоорганизация проявляется и в очень устойчивой турбулентности в форме так называемых «блинов» — сплюснутых по вертикали и протяженных по горизонтали, т. е. почти двумерных, структур (см., например, [202]). Этот термин предложил О. Филипс в 1965 году в Москве, познакомившись с русскими блинами в столовой Московского университета в перерыве между обсуждениями сплюснутых структур на международном симпозиуме по атмосферной турбулентности и распространению радиоволн. В то время *блины* понимались как

объемы, заполненные обычной мелкомасштабной турбулентностью¹⁾ и окруженные почти ламинарным течением (детальную теорию их эволюции под действием сил отрицательной плавучести разрабатывал Г.И. Баренблатт). С нашей точки зрения, *блины* могут порождаться в результате двумеризации турбулентных вихрей за счет их сплющивания силами отрицательной плавучести и последующей самоорганизации через обратный каскад энергии, типичный для двумерной турбулентности. Это фундаментальное свойство двумерной турбулентности обнаружили и исследовали Р.Х. Крейчнан [192], Дж. Бэтчелор, Р.В. Озмидов и др.

Альтернативная парадигма

Пользуясь терминологией Куна [30], налицо кризис теории геофизической турбулентности и ППС, требующий пересмотра основной парадигмы.

Альтернативная парадигма в сущности уже висит в воздухе²⁾. Вряд ли можно отрицать, что геофизические течения жидкости или газа (т.е. стратифицированные течения с очень большими числами Рейнольдса) включают отнюдь не два, а до пяти принципиально разных типов движения:

- среднее движение, понимаемое в традиционном смысле этого термина;
- «обычная» турбулентность, также определяемая традиционно как иерархия хаотических вихрей разного масштаба, характеризующихся прямым каскадом энергии от больших вихрей к меньшим и в конечном счете к вязкой диссипации энергии на мельчайших вихрях;
- внутренние волны, присутствующие при устойчивой стратификации, а также при вращении, и взаимодействующие с турбулентностью;
- «странная» турбулентность, которую предлагается определить как иерархию сравнительно крупных вихрей, характеризующихся обратным каскадом энергии от меньших вихрей к большим;
- долгоживущие самоорганизованные структуры, поддерживаемые через странную турбулентность путем обратного каскада энергии.

Само по себе явление гидродинамической самоорганизации хорошо известно в метеорологии и физической океанографии³⁾. Так, например,

¹⁾ Турбулентность в *блинах* иногда называют «ископаемой турбулентностью» [145].

²⁾ Концептуальный анализ современных представлений о турбулентности, включая аргументы против классической парадигмы, дан в книге А. Цинобера [298].

³⁾ Океанографический пример самоорганизации — так называемая «глубокая конвекция». Организована она совершенно иначе, чем конвекция в атмосфере, вследствие очень малых скоростей движения, при которых сильнейшим образом проявляется вращение Земли. Теория этого вида конвекции заложена Голицыным [10].

кучевое облако при солнечной тихой погоде развивается именно путем слияния мелких конвективных струек, восходящих от нагретой земной поверхности, т. е. их укрупнения и организации в крупномасштабную циркуляционную ячейку, состоящую из мощной центральной струи и растекания в стороны на верхней границе ячейки (облако становится видимым благодаря адиабатическому охлаждению поднимающегося воздуха и конденсации содержащегося в нем водяного пара). Разумеется, истинная турбулентность в этой ячейке присутствует, но не она определяет механизм самоорганизации.

Рассматривать кучевое облако как очень большой турбулентный вихрь, т. е. образование хаотической природы, вряд ли кому придет в голову. Однако совершенно аналогичные по своему происхождению и своей топологии долгоживущие конвективные ячейки внутри обычных конвективных ППС до последнего времени трактовались именно как очень большие турбулентные вихри. Неудивительно, что попытки их статистического описания в контексте турбулентных замыканий традиционного типа встречаются громадные трудности (см. обзорную главу в работе [335]).

Что делать?

Перечисленные выше трудности классической теории в значительной степени вызваны нечеткой трактовкой слова турбулентность. Чтобы минимизировать изменения терминологии, предлагается сохранить этот термин в его расширенном смысле, а для хаотических вихрей — с их тенденцией к разрушению, прямым каскадом энергии и прочими твердо установленными свойствами комогоровской турбулентности — использовать термин «*обычная турбулентность*». Для вихрей, хотя бы и хаотических, но имеющих тенденцию к слиянию и укрупнению, т. е. к обратному каскаду и самоорганизации, предлагается название «*странная турбулентность*». Изучение ее природы, в том числе механизмов обратного каскада выдвигается как физическая проблема первостепенной теоретической [120, 122] и технологической важности [142].

Конечный продукт обратного каскада — самоорганизованные структуры — представляет собой как бы «второй этаж» среднего движения [12], т. е. вторичные циркуляции, способные в свою очередь порождать мелкомасштабную обычную турбулентность за счет сдвигов скорости и тем самым усиливать турбулентный перенос в ряде случаев на порядок и более (см., например, [171, 361]). Учет самоорганизованных структур, а в устойчиво стратифицированных течениях еще и внутренних волн (см. [343, 358]) необходим для адекватного описания ППС в численных моделях атмосферы и океана.

Последние два десятилетия работы в этих направлениях ведутся все более интенсивно (например, в рамках европейского проекта «Атмосферные пограничные слои: физика, моделирование и роль в земной

системе», PBL-PMES, 2009-2013, <http://pbl-pmes.fmi.fi>). С точки зрения наук о земле главная их цель — создать алгоритмы для реалистического описания ППС как связующих звеньев между геосферами (см. рис. 1.1) в многокомпонентных моделях земных систем, в частности, в оперативных моделях прогноза погоды, загрязнения воздуха и изменений климата.

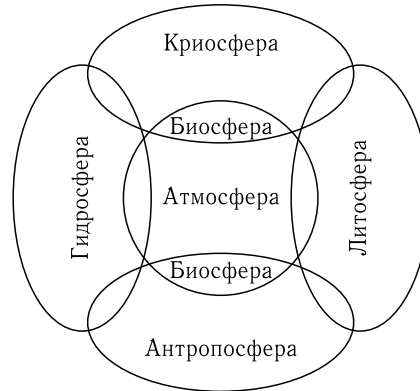


Рис. 1.1. Взаимодействие геосфер через планетарные пограничные слои (ППС), показанные как «линзы» на границах раздела. В ППС сосредоточено почти 100 % антропоферы и более 90 % биосферы Земли

Глава 2

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА С ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

§ 2.1. Тепло- и массообмен над взволнованной морской поверхностью

Обсуждаются физические механизмы, отличающие обмен количеством движения от тепло- и массообмена в терминах параметров шероховатости морской поверхности для ветра z_{0u} , температуры z_{0T} и влажности z_{0q} . Дается простой вывод зависимости отношений z_{0T}/z_{0u} и z_{0q}/z_{0u} от числа Рейнольдса шероховатости $Re_{0u} = z_{0u}u_*/\nu$, где u_* — скорость трения и ν — коэффициент молекулярной вязкости воздуха. Полученные результаты проверяются по данным экспериментов TOGA COARE ¹⁾ и SCOPE ²⁾.

Основано на статье *Zilitinkevich S.S., Grachev A.A., Fairall C.W.* Scaling reasoning and field data on the sea surface roughness lengths for scalars // *J. Atmos. Sci.* 2001. V. 58. P. 320–325.

2.1.1. Введение

В теории турбулентного пограничного слоя параметр аэродинамической шероховатости подстилающей поверхности z_{0u} определяется как значение высоты над поверхностью z , на которой средняя скорость ветра или течения u при ее экстраполяции вниз по логарифмическому закону обращается в нуль. В соответствии с этим определением профиль средней скорости выражается в виде:

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_{0u}}, \quad (2.1)$$

где $k \approx 0,4$ — постоянная Кармана для количества движения; $u_* \equiv \sqrt{\tau_s}$ — скорость трения; τ_s — значение удельного потока количества движения непосредственно у подстилающей поверхности. Параметры

¹⁾ Tropical Ocean Global Atmosphere Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment.

²⁾ San Clemente Ocean Probing Experiment.

шероховатости z_{0T} для потенциальной температуры θ и z_{0q} для удельной влажности q определяются аналогичным образом, как высоты, на которых значения $\theta(z)$ и $q(z)$, получаемые путем экстраполяции вниз логарифмических профилей, совпадают со значениями θ_s и q_s непосредственно у подстилающей поверхности. При этом, например, профиль потенциальной температуры выражается в виде:

$$\theta(z) = \theta_s + \frac{\theta_*}{k_T} \ln \frac{z}{z_{0T}}, \quad (2.2)$$

где $k_T \approx 0,4$ — постоянная Кармана для температуры [183]; $\theta_* \equiv \equiv -F_{\theta s}/u_*$ — турбулентный масштаб температуры; $F_{\theta s}$ — значение турбулентного потока потенциальной температуры у подстилающей поверхности.

Формально параметры шероховатости z_{0u} , z_{0T} и z_{0q} возникают как произвольные постоянные при интегрировании уравнений вида $\partial u/\partial z = u_*/kz$ или $\partial \theta/\partial z = \theta_*/k_T z$, теряющих физический смысл при $z = 0$. Эти параметры имеют размерность длины и зависят от геометрических свойств поверхности, скорости трения и коэффициентов молекулярных вязкости и температуропроводности. Их введение позволяет избежать детального описания профилей скорости ветра и температуры в непосредственной близости к подстилающей поверхности. Помимо (2.2) используется альтернативное выражение:

$$\theta(z) = \theta_0 + \frac{\theta_*}{k_T} \ln \frac{z}{z_{0u}}, \quad (2.3)$$

где θ_0 — так называемая *аэродинамическая температура* подстилающей поверхности, т. е. потенциальная температура, получаемая путем логарифмической экстраполяции на уровень $z = z_{0u}$.

Соотношения (2.1)–(2.3) справедливы в интервале высот $(z_{0u}, z_{0T}) \ll z \ll |L|$, где $L = -u_*^3/F_{bs}$ — масштаб длины Обухова, характеризующий влияние стратификации на турбулентность; F_{bs} — поток плавучести у подстилающей поверхности. Еще раз напомним, что эти соотношения неприменимы в непосредственной близости к элементам шероховатости. Поэтому θ_0 — условный параметр с размерностью температуры, а не фактическая температура на высоте $z = z_{0u}$. Параметры шероховатости z_{0u} — для количества движения и z_{0T} — для потенциальной температуры различны; и это различие можно выразить как перепад температуры в слое шероховатости:

$$\delta\theta \equiv \theta_s - \theta_0 = \frac{\theta_*}{k_T} \ln \frac{z_{0u}}{z_{0T}}. \quad (2.4)$$

Для расчетов турбулентных потоков количества движения $\tau_s = = u_*^2$, потенциальной температуры $F_{\theta s} = -u_*\theta_*$ и удельной влажности $F_{qs} = -u_*q_*$ (где q_* — турбулентный масштаб, определяемый данным соотношением), наряду с параметрами шероховатости z_{0u} , z_{0T}

и z_{0q} , используются коэффициенты сопротивления C_D , теплообмена C_H и массообмена C_M :

$$C_D \equiv \frac{\tau_s}{u_{10}^2}, \quad C_H \equiv -\frac{F_{\theta s}}{u_{10}\Delta\theta}, \quad C_M \equiv -\frac{F_{qs}}{u_{10}\Delta q}, \quad (2.5)$$

где $u_{10} = u|_{z=10m}$, $\Delta\theta = \theta|_{z=10m} - \theta_s$ и $\Delta q = q|_{z=10m} - q_s$. При известной форме вертикальных профилей $u(z)$, $\theta(z)$ и $q(z)$ знание этих коэффициентов равносильно знанию параметров шероховатости.

Исторически сложилось так, что параметрам шероховатости морской поверхности для скаляров z_{0T} и z_{0q} уделялось гораздо меньше внимания, чем параметру аэродинамической шероховатости z_{0u} [7, 13, 24, 80, 113, 143, 144, 207]. Настоящая работа в какой-то мере восполняет этот пробел.

2.1.2. Масштабный анализ тепло- и массообмена в слое шероховатости

В слое развитой турбулентности ($z \gg z_{0u}$) основным турбулентным масштабом скорости служит u_* , а турбулентными масштабами температуры и влажности служат $\theta_* = -F_{\theta s}/u_*$ и $q_* = -F_{qs}/u_*$. Вблизи шероховатой поверхности перенос количества движения, с одной стороны, и тепло- и массообмен, с другой, осуществляется принципиально разными механизмами. Передача количества движения от ветра к подстилающей поверхности зависит, прежде всего, от формы и размеров обтекаемых неровностей и, при значительной шероховатости, лишь слабо зависит от молекулярной вязкости. В общем случае поток количества движения τ_s складывается из составляющих τ_{sp} — обусловленной силами давления и τ_{sv} — обусловленной молекулярной вязкостью, причем доминирует τ_{sp} .

Напротив, теплообмен или массообмен в непосредственной близости к поверхности полностью контролируются молекулярной теплопроводностью или диффузией, независимо от того, является ли поверхность гладкой или шероховатой. Поэтому масштабом скорости, характеризующим передачу тепла или влаги у самой поверхности, служит не полная скорость трения $u_* = (\tau_s)^{1/2}$, а аналогичная скорость $(\tau_{sv})^{1/2}$, основанная на «вязкой составляющей» суммарного потока количества движения. Масштабами длины и средней скорости ветра в слое шероховатости служат z_{0u} и u_* , так что масштабом градиента скорости служит u_*/z_{0u} , что позволяет оценить вязкую составляющую потока количества движения:

$$\tau_{sv} \sim \nu u_*/z_{0u}, \quad (2.6)$$

и соответственно этому — масштаб скорости $(\nu u_*/z_{0u})^{1/2}$ и масштаб температуры

$$\theta_{*v} = F_{\theta s}/\sqrt{\tau_{sv}} \propto \theta_* \sqrt{\text{Re}_{0u}}, \quad (2.7)$$

где Re_{0u} — число Рейнольдса шероховатости:

$$\text{Re}_{0u} \equiv z_{0u} u_*/\nu. \quad (2.8)$$

Принимая $\theta_*\nu$ в качестве характерного масштаба для перепада температуры в слое шероховатости, получаем

$$\delta\theta = (A_\theta/k_T)\theta_*\sqrt{Re_{0u}}, \quad z_{0T} = z_{0u}\exp(-A_\theta\sqrt{z_{0u}u_*/\nu}), \quad (2.9)$$

где A_θ — безразмерный коэффициент, зависящий от высоты и формы элементов шероховатости (над водной поверхностью — от высоты, формы и фазовой скорости поверхностных волн). Вообще говоря, этот коэффициент зависит также от числа Прандтля $Pr = \nu/\chi_\theta$, где χ_θ — коэффициент молекулярной теплопроводности, но для воздуха Pr практически постоянная величина: $Pr \approx 0,7$, так что зависимость A_θ от Pr несущественна.

Аналогично вышеизложенному, перепад влажности в слое шероховатости δq и параметр шероховатости для влажности z_{0q} выражаются соотношениями:

$$\delta q = (A_q/k_q)q_*\sqrt{Re_{0u}}, \quad z_{0q} = z_{0u}\exp(-A_q\sqrt{z_{0u}u_*/\nu}), \quad (2.10)$$

где $k_q \approx k_T$ — постоянная Кармана для влажности, A_q — безразмерный коэффициент, аналогичный A_θ и, вообще говоря, зависящий от числа Шмидта $Sc = \nu/\chi_q$, где χ_q — коэффициент молекулярной диффузии водяного пара. Для воздуха зависимость A_q от Sc несущественна, так как число Шмидта практически постоянно: $Sc \approx 0,6$.

Линейная зависимость перепадов температуры $\delta\theta$ и влажности δq от $Re_{0u}^{1/2}$ известна начиная с 1960-х гг. Оуэн и Томсон [244] получили выражение для $\delta\theta/\theta_*$, аналогичное (2.9), но вместо Re_{0u} использовали число Рейнольдса $Re_{h_0} \equiv h_0u_*/\nu$, основанное на типичной высоте элементов шероховатости h_0 . В книге [13] уже использовалось число Рейнольдса Re_{0u} , определяемое согласно (8), и на основе данных лабораторных экспериментов над поверхностями с различной шероховатостью была установлена эмпирическая зависимость $\delta\theta/\theta_* \propto Re_{0u}^{0,45}$, практически неотличимая от $Re_{0u}^{1/2}$ (рис.1.5 в [13]). Яглом и Каддер [323] подтвердили этот закон для твердых поверхностей. Позднее аналогичное соотношение для сухого осаждения частиц на морской поверхности было получено с помощью модели броуновской диффузии [168]. Мельдер [232] обнаружил, что теплообмен поверхности, покрытой растительностью, не подчиняется закону $\delta\theta/\theta_* \sim Re_{0u}^{1/2}$; однако Йенсен и Хуммельской [177, 178] показали, что этот закон все же подтверждается экспериментальными данным, по крайней мере над хвойным лесом, если в выражении для числа Рейнольдса в качестве h_0 использовать не высоту деревьев, а длину хвои. Модели теплообмена над взволнованной водной поверхностью предлагались в работах [94, 95, 218, 219].

Согласно приведенному выше масштабному анализу (см. также [342]) в качестве адекватного масштаба элементов шероховатости используется не их высота h_0 и основанное на ней число Рейнольдса Re_{h_0} , а параметр аэродинамической шероховатости z_{0u} и число Рей-

нольда шероховатости Re_{0u} (2.8). Это особенно удобно и физически обоснованно для морской поверхности, где средняя высота волн h_0 , в отличие от аэродинамической шероховатости морской поверхности z_{0u} , не определяет сопротивление волн по отношению к ветру. В настоящей работе принимается простейшее предположение о постоянстве коэффициентов A_θ и A_q для морской поверхности. В дальнейшем целесообразно исследовать зависимость этих коэффициентов от основных характеристик волнового поля: крутизны волн, угла между ветром и направлением распространения волн и возраста волн c_0/u_* , где c_0 — фазовая скорость доминирующей волны (см., например, [24]).

Соотношения (2.9) и (2.10) справедливы для аэродинамически шероховатой морской поверхности — при ветреной погоде и, соответственно, при больших значениях Re_{0u} (2.8). В безветренную или почти безветренную погоду и при отсутствии зыби высота ряби оказывается меньше характерной толщины вязкого подслоя $\sim \nu/u_*$, так что морская поверхность становится аэродинамически гладкой. Тогда, при $Re_{0u} < 0,1$ должны выполняться классические выражения для эффективных параметров шероховатости и соответствующих перепадов температуры и влажности:

$$z_{0u} \approx 0,1\nu/u_*, \quad z_{0T} \approx 0,2\nu/u_*, \quad z_{0q} \approx 0,3\nu/u_*, \quad (2.11)$$

$$\delta\theta/\theta_* \approx -2, \quad \delta q/q_* \approx -3 \quad (2.12)$$

(см., например, раздел 4.4 книги Братсера [80] или главу 4 книги Гаррата [143]). Влияние зыби на передачу количества движения обсуждается, например, в работе Смедман и др. [273].

2.1.3. Эмпирические данные о тепло- и массообмене

Для проверки предлагаемых соотношений используются данные экспериментов TOGA COARE и SCOPE, охватывающие все типы водной поверхности от аэродинамически гладкой при слабом ветре до существенно шероховатой при умеренном и сильном ветре [132, 133, 135]. Эксперимент TOGA COARE (1992–1993 гг.) на научно-исследовательском судне *Moana Wave* проходил в три этапа в западной тропической части Тихого океана. Измерения тонкой структуры океана проводились в дрейфе. В эксперименте SCOPE (сентябрь 1993 г.) платформа *FLIP* Института океанографии Скриппса была заякорена в 15 км к северо-западу от о. Сан Клементе (южная Калифорния). В обоих экспериментах использовалась система измерения турбулентных потоков, описанная в [133]. Приборы были установлены на конце 20-метровой стрелы на высоте 15 м над поверхностью моря в TOGA COARE и на высоте 11 м в SCOPE. Данные были получены при скоростях ветра от 0,5 до 13 м/с. Каждая из 1000 независимых точек эксперимента TOGA COARE и 300 точек эксперимента SCOPE включает осредненные за 50 мин оценки турбулентных потоков количества движения, тепла и влаги (т. е. скрытого тепла), полученные ковариационным и инер-

ционно-диссипативным методами, а также средние значения основных метеорологических параметров, радиационные потоки и высоту пограничного слоя. Температура поверхности воды измерялась с помощью плавающего термистора, буксируемого на глубине 5 см, а затем к ней вводилась поправка для учета влияния поверхностной пленки по модели [135]. В эксперименте SCOPE, при типичном перепаде температуры в пленке $\sim 0,2$ К и разности температур воды и воздуха $\sim 2,5$ К, эта поправка была мала. В эксперименте TOGA COARE, где разность температур воды и воздуха составляла всего около 1 К, эффект пленки был существенен. Для измерения турбулентных потоков использовались акустический анемометр/термометр и малоинерционный инфракрасный гигрометр.

Коэффициент сопротивления и параметр аэродинамической шероховатости морской поверхности ранее исследовались по данным TOGA COARE и SCOPE в работах [132] и [152]. Было обнаружено, что при снижении средней скорости ветра до 4 м/с происходит заметное уменьшение $Re_{0u} = z_{0u}u_*/\nu$, а при дальнейшем ослаблении ветра Re_{0u} остается постоянным или даже несколько увеличивается. Морская поверхность становилась полностью шероховатой ($Re_{0u} > 2$) при скоростях ветра выше 8–9 м/с. В настоящей работе эти же данные TOGA COARE и SCOPE использованы для исследования тепло- и массообмена в терминах перепадов температуры и влажности в слое шероховатости и параметров шероховатости z_{0T} и z_{0q} .

Показанное на рис. 2.1 традиционное представление перепадов температуры $\delta\theta/\theta_*$ (рис. 2.1, а) и влажности $\delta q/q_*$ (рис. 2.1, б, в), осредненных с интервалом 1 м/с, в зависимости от средней скорости ветра u обнаруживает лишь слабую тенденцию к их росту с увеличением u . Большой разброс данных TOGA COARE (рис. 2.1, в) по сравнению с данными SCOPE (рис. 2.1, б) объясняется, во-первых, большей изменчивостью метеорологических условий в эксперименте TOGA COARE и, во-вторых, меньшей точностью судовых измерений по сравнению с измерениями на платформе *FLIP*. Кроме того, из-за малой разности температур воды и воздуха в эксперименте TOGA COARE перепад температуры $\delta\theta/\theta_*$ определялся с очень низкой точностью.

На рис. 2.2 представлена зависимость $\delta\theta/\theta_*$ (рис. 2.2, а) и $\delta q/q_*$ (рис. 2.2, б) от числа Рейнольдса шероховатости Re_{0u} . Осреднение выполнено тем же способом, что и на рис. 2.1. Рис. 2.2, б в целом подтверждает соотношения (2.10). Сравнительно низкое качество данных по температуре объясняется очень малыми разностями температур воды и воздуха в эксперименте SCOPE. Сплошные кривые на рис. 2.2 соответствуют соотношениям

$$\frac{1}{k_T} \ln \frac{z_{0u}}{z_{0T}} = \frac{\delta\theta}{\theta_*} = A_\theta Re_{0u}^{1/2} - B_\theta \quad (2.13)$$

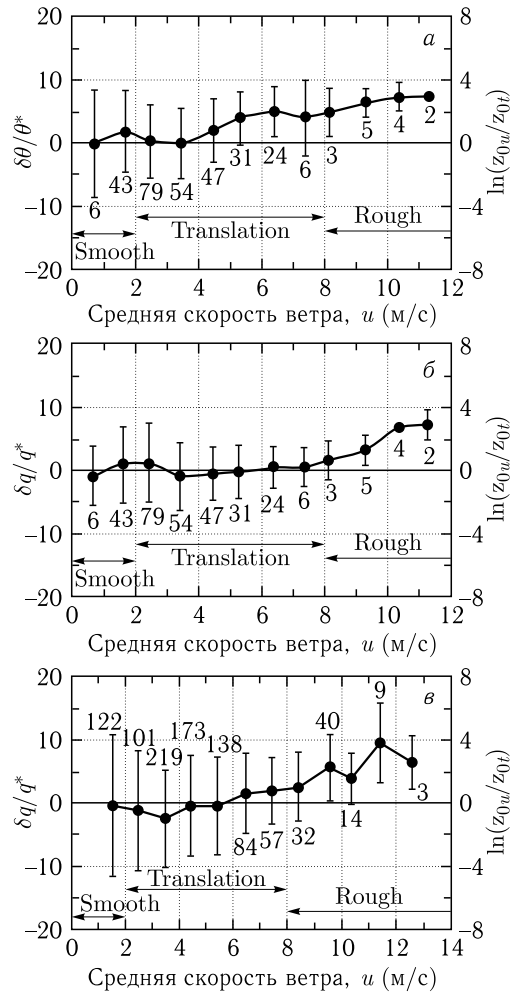


Рис. 2.1. Зависимости безразмерных перепадов температуры $\delta\theta/\theta_*$ и влажности $\delta q/q_*$ над морской поверхностью от скорости ветра u : а) $\delta\theta/\theta_*$ по данным SCOPE, б) $\delta q/q_*$ по данным SCOPE, в) $\delta q/q_*$ по данным TOGA COARE. Осреднение выполнено на интервалах скорости ветра шириной 1 м/с. Вертикальные отрезки показывают стандартные отклонения; числа под ними — количество точек, учтенных при осреднении

и

$$\frac{1}{k_q} \ln \frac{z_{0u}}{z_{0q}} = \frac{\delta q}{q_*} = A_q \text{Re}_{0u}^{1/2} - B_q, \quad (2.14)$$

при значениях коэффициентов $A_\theta = A_q = 4,0$, $B_\theta = -3,2$ и $B_q = -4,2$. Пунктирными кривыми показаны предшествующие модели. Предлага-

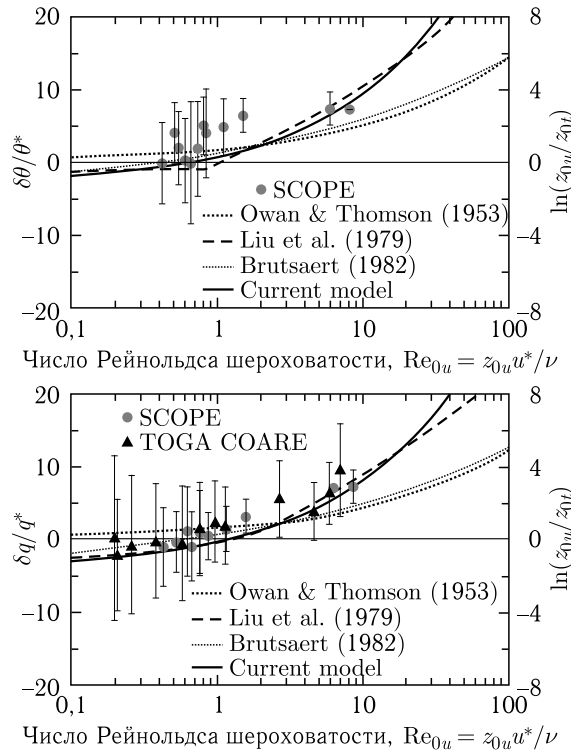


Рис. 2.2. Зависимости $\delta\theta/\theta_*$ и от Re_{0u} : а) по данным SCOPE, б) $\delta q/q_*$ по данным SCOPE и TOGA COARE. Процедура осреднения та же, что на рис. 2.1. Сплошные кривые построены согласно (13) и (14), остальные кривые — согласно более ранним моделям Оуэна и Томсона [244] ($\delta\theta/\theta_* = 0,52 Pr^{0,8} Re_{h0}^{0,45}$, где $Re_{h0} \equiv h_0 u_*/\nu = 30 Re_{0u}$, т. е. $z_{0u} = h_0/30$; $Pr = 0,7$ и $Sc = 0,6$), Лю и др. [207] и Братсера [80]

емые соотношения (2.13) и (2.14) в целом неплохо согласуются с эмпирическими данными. Очень близка к ним модель Лю и др. [207]. Остальные модели существенно недооценивают $\delta\theta/\theta_*$ и $\delta q/q_*$ при умеренных и сильных ветрах. По сравнению с (2.9) и (2.10) соотношения (2.13) и (2.14) включают дополнительные члены B_θ и B_q , введенные для обеспечения непрерывного перехода между режимами гладкой и шероховатой поверхности. При $Re_{0u} = 0,1$ (2.13) и (2.14) переходят в (2.11) и (2.12), а при $Re_{0u} \gg 1$ асимптотически приближаются к (2.9) и (2.10).

2.1.4. Заключение

При малых Re_{0u} параметры шероховатости морской поверхности для температуры и влажности могут быть рассчитаны по классическим формулам (2.11) и (2.12) для аэродинамически гладких поверхностей,