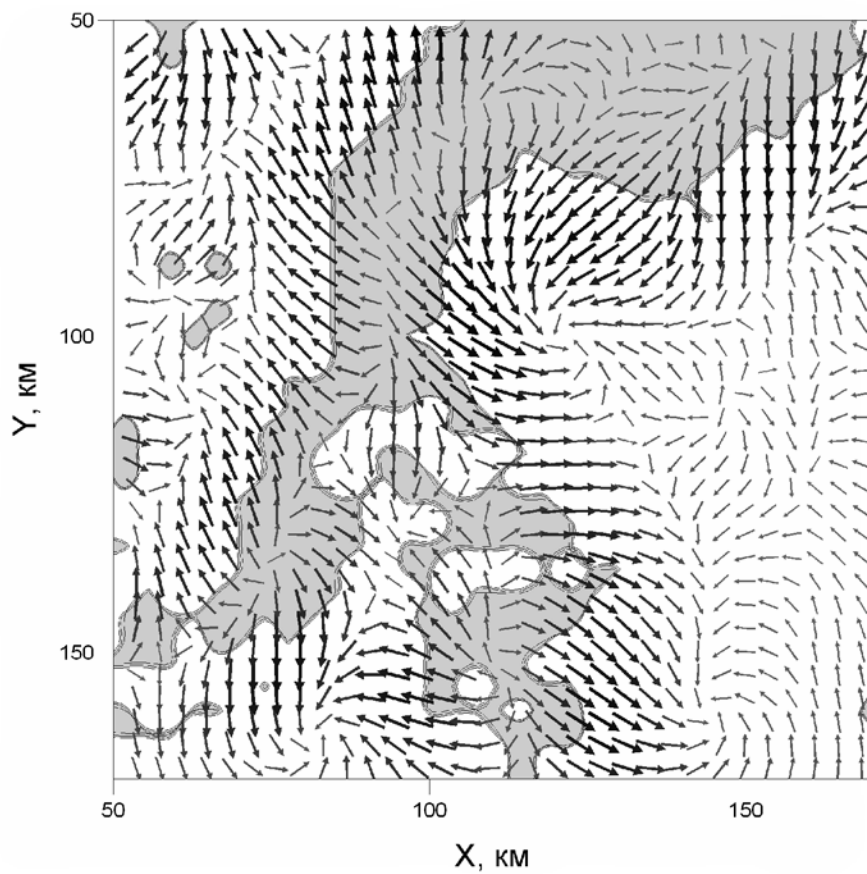


Н. Ф. Вельтищев

В. М. Степаненко

МЕЗОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Учебное пособие



Москва - 2006

АННОТАЦИЯ

Пособие основано на материалах одноименного курса лекций, который читается более 10 лет студентам 4-го курса кафедры метеорологии и климатологии географического факультета МГУ. Приведены необходимые сведения из геофизической гидродинамики: выводятся система динамических уравнений в упрощениях Буссинеска, изложены критерии подобия, а также размерные константы, часто встречающиеся в задачах мезометеорологии. Основная часть пособия посвящена конвективным течениям, мезомасштабной структуре синоптических образований и местным ветрам. Рассмотрение всех мезомасштабных процессов начинается с данных наблюдений, преимущественно спутниковых и радиолокационных, и завершается гидродинамической теорией. Большинство мезомасштабных циркуляций трактуется как реализация соответствующего типа гидродинамической неустойчивости или сверхкритического режима течения. Наряду с выводами линейной теории приводятся результаты численных расчетов на основе нелинейных систем уравнений гидродинамики. Отдельный параграф посвящен мезомасштабным моделям, получившим широкое применение в практике прогнозирования и в исследовательских задачах. Кроме того, в пособии рассмотрены закономерности взаимодействия мезомасштабных и синоптических процессов, и методы параметризации мезомасштабных процессов в моделях общей циркуляции атмосферы.

Пособие предназначено для студентов старших курсов географического факультета МГУ.

Список обозначений

t – время, с

x – горизонтальная декартова координата, направленная на восток, м

y – горизонтальная декартова координата, направленная на север, м

ϕ – широта, рад

ω – угловая скорость вращения Земли, с^{-1}

c_p – удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении, $\text{Дж}/(\text{кг}^\circ\text{K})$

R_f – удельная газовая постоянная для сухого воздуха, $\text{Дж}/(\text{кг}^\circ\text{K})$

$\kappa = R_f / c_p$ – показатель степени в уравнении Пуассона, коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$

k – коэффициент теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{м}^\circ\text{K})$

k_x – волновое число вдоль оси OX , м

k_y – волновое число вдоль оси OY , м^{-1}

n – волновое число вдоль оси OZ , м

ν – кинематический коэффициент вязкости, $\text{м}^2/\text{с}$

$\gamma = -\partial T / \partial z$ – вертикальный градиент температуры, $\text{K}/\text{м}$

$\gamma_s = g / c_p$ – сухадиабатический градиент температуры, $\text{K}/\text{м}$

g – ускорение свободного падения, $\text{м}/\text{с}^2$

L_v – удельная теплота испарения/конденсации, $\text{Дж}/\text{кг}$

T – температура, K

u – составляющая скорости вдоль оси Ox , $\text{м}/\text{с}$

v – составляющая скорости вдоль оси Oy , $\text{м}/\text{с}$

w – составляющей скорости вдоль оси Oz , $\text{м}/\text{с}$

p – давление, Па

ρ – плотность воздуха, $\text{кг}/\text{м}^3$

θ – потенциальная температура, K

f – параметр Кориолиса, с^{-1}

q – удельная влажность, $\text{кг}/\text{кг}$

$\vec{F}$ – сумма сил, действующих на единицу массы воздуха, $\text{м}/\text{с}^2$

Q – сумма источников тепла, $\text{K}/\text{с}$

1. Введение

Термины «*мезометеорологический*», «*мезомасштабный*» появились в начале 1950-х годов для обозначения атмосферных процессов, являющихся по пространственно-временной структуре промежуточными, средними (от греч. «mesos») между крупномасштабными и мелкомасштабными (микромасштабными) процессами, которые к тому времени были уже хорошо известны.

Согласно одному из первых определений, появившихся в начале 50-х годов прошлого столетия, *мезомасштаб* охватывает явления, которые слишком велики, чтобы наблюдаться *in situ* датчиками и наблюдателем на одной станции, но слишком малы, чтобы их можно было определить по измерениям на синоптической сети станций.

1.1. Мезометеорология и средства измерений в атмосфере. Более позднее рождение *мезометеорологии* по сравнению с синоптической метеорологией или микрометеорологией связано, прежде всего, с отсутствием наблюдательных систем, которые обеспечивали бы идентификацию атмосферных систем с горизонтальными размерами порядка 10–1000 км.

Действительно, с одной стороны, производя наблюдения на метеорологической станции, можно с хорошей точностью измерить локальное состояние атмосферы (в точке), вертикальный профиль распределения метеорологических величин с помощью радиозонда или градиентной мачты. Визуально, по распределению облачности, можно идентифицировать атмосферные неоднородности с горизонтальными размерами от нескольких сот метров до нескольких километров. Однако предел прямой видимости является ограниченным, и наблюдатели не могут распознавать структуры с характерными размерами более нескольких километров, в частности, мезомасштабные структуры.

С другой стороны, наземная сеть метеорологических наблюдений (синоптическая сеть) характеризуется средним расстоянием между соседними станциями 100–150 км, а аэрологическая сеть – 300–500 км. Учитывая то, что по данным пространственно разнесенных точечных наблюдений можно распознавать только атмосферные неоднородности, горизонтальные размеры которых, по крайней мере, в 5–6 раз превышают разрешение наблюдательной сети, получаем, что синоптическая сеть «разрешает» объекты с размерами порядка 1000 км и более (длинные атмосферные волны, циклоны и антициклоны, атмосферные фронты). В то же время, широкий спектр атмосферных процессов с пространственным масштабом от 10 км до нескольких сотен километров не охватывался метеорологическими наблюдениями.

Таким образом, до середины XX в. метеорологи имели слабое представление об атмосферных процессах, более крупных по пространственному масштабу, чем те, которые

наблюдаются в пограничном слое. Новые средства наблюдений, которые позволили идентифицировать мезомасштабные процессы, стали появляться в конце 40-х – начале 50-х годов XX столетия. Это были, прежде всего, метеорологические радиолокаторы (МРЛ). Сначала для целей метеорологических наблюдений использовались модифицированные военные радиолокаторы, но затем появились и специализированные модели. Метеорологические радиолокаторы имели характерную зону обзора с радиусом 200 км и регистрировали гидрометеоры с достаточно высоким пространственным разрешением (от нескольких сот метров до 1 километра). С их помощью были обнаружены упорядоченные мезомасштабные структуры в поле осадков, в частности, спирали в тропических циклонах, полосы осадков, связанные с атмосферными фронтами и линиями циклонов, мезомасштабные области осадков, связанные с очагами конвекции, и др.

Фотографии облачного покрова с самолетов, а затем и с ракет позволили обнаружить мезомасштабные тряды облачности, волнистые облака прерывистости и другие структуры. Однако эти наблюдения носили эпизодический характер, и по их результатам трудно было составить полную картину мезомасштабных течений в атмосфере.

Революционным в этом смысле оказалось использование метеорологических спутников. Первый из них – спутник «Тайрос 1» был запущен в США в апреле 1960 г. Телевизионные изображения с этого спутника показали, что атмосфера Земли полна мезомасштабными системами облаков, предполагающими существование мезомасштабных систем движений, образующих эти облачные структуры. Именно после появления первых спутниковых изображений облачности, т.е. в 60-х годах, интерес к мезомасштабной динамике атмосферы в научных кругах резко возрос, и появилось большое количество работ, направленных на объяснение механизма возникновения различных мезомасштабных циркуляций.

Следует признать, что до последнего времени средства дистанционных наблюдений высокого пространственного разрешения в различных диапазонах электромагнитного спектра (видимом, инфракрасном и радиодиапазоне) давали лишь качественный «портрет» мезомасштабных систем, связанный в основном с плановой формой неоднородности поля облачности и осадков. Количественной информации о динамических характеристиках атмосферы эти наблюдения не давали.

Заметный прогресс в этом направлении наметился в последние десятилетия в связи с использованием когерентных (доплеровских) метеорологических радиолокаторов. В отличие от обычного (некогерентного) радиолокатора, доплеровский локатор позволяет измерять компоненту скорости трассера (воздушного потока) вдоль луча визирования. Система из двух или трех доплеровских радиолокаторов позволяет восстановить в области, перекрываемой

зонами наблюдения радиолокаторов, трехмерную структуру атмосферных движений с пространственным разрешением порядка нескольких сот метров.

В настоящее время существует быстро расширяющаяся сеть оперативно действующих доплеровских МРЛ. В научно-исследовательской работе они используются уже более 20 лет, и за это время позволили ученым получить много новых и интересных данных по мезомасштабной динамике, в особенности по динамике конвективных систем.

Параллельное развитие дистанционных измерений в различных диапазонах электромагнитного спектра как со спутников, так и с поверхности Земли неуклонно повышает уровень наших знаний о мезомасштабных процессах в атмосфере, поскольку эти системы наблюдений обладают значительно большей разрешающей способностью во времени и пространстве, чем традиционные средства контактных измерений, хотя пока и уступают последним по точности.

Следует отметить, что к настоящему времени не существует общепринятой точки зрения на то, каковы границы горизонтальных масштабов мезометеорологических процессов. Разными авторами предложены различные классификации атмосферных процессов по пространственно-временным масштабам, и в каждой из них мезометеорологическим процессам отводится свой, отличный от других, диапазон значений масштабов. Наиболее употребительные классификации приводятся в табл. 1.1.

Таблица 1.1.

Классификации атмосферных процессов по пространственно-временным масштабам

Горизон- тальный масштаб	Время жизни	Пространственно-временной масштаб				Атмосферные явления
		Хромов, Петровский (2001)	Pielke (2002)	Orlansky (1975)	Thiris, Bornstein (1996)	
> 10 тыс. км	~1 мес.	глобаль- ный		макро- α	макро- α	элементы общей циркуляции атмосферы, стационарные волны
2–10 тыс. км	1 нед. – 1 мес.	синапти- ческий	синапти- ческий	макро- β	макро- β	циклонная депрессия
200–2 000 км	сут. – нед.			мезо- α	макро- γ	фронты, тропические циклоны
20–200 км	1 сут. – сут.	мезо	мезо	мезо- β	мезо- β	низкоуровневые струйные течения, скопления кучево-дождевых облаков, торнадо, ветры и волны, морской бриз
2–20 км	~1 ч	масштаб конвективных облаков	микро	мезо- γ	мезо- γ	кучево-дождевые облака, «турбулентность ясного неба», гравитационные волны, торнадо, циркуляция
200 м–2 км	50 мин. – ч	микро		микро- α	мезо- δ	кучевые облака, торнадо

20–200 м	1–30 м/сек	микро β	микро β	течки, смерчи
2–20 м	1 с–1 м/сек	микро γ	микро γ	турбулентность
< 2 м	< 1 с	микро δ	микро δ	турбулентность, акустические волны

Как видно, приведенные классификации не совпадают, но тем не менее, движения с горизонтальными масштабами от 2 до 200 км единодушно отнесены авторами к мезомасштабным. Таким образом, мезомасштабные возмущения охватывают довольно широкий спектр атмосферных движений, размеры которых отличаются, по крайней мере, на два порядка.

Появление средств наблюдений за мезомасштабными процессами в атмосфере, а также более мощной вычислительной техники привело в последние годы к появлению большого числа экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению различных мезомасштабных циркуляций в атмосфере. Интерес к мезомасштабным возмущениям обусловлен тем, что с ними связаны многие опасные явления погоды, причиняющие значительный экономический ущерб и нередко уносящие человеческие жизни. К таким явлениям относятся сильные шквальные ветры и микропорывы, грозовая деятельность, интенсивные осадки, вызывающие наводки на реках, а также смерчи.

1.2. Динамическое определение мезомасштаба. Определение мезомасштабных процессов, данное в п. 1.1, основано на данных наблюдений и поэтому является сугобо феноменологическим. Оно не раскрывает генетического отличия мезомасштабных процессов от атмосферных движений других масштабов. Ниже дается динамическое определение мезомасштаба, основанное на анализе соотношений основных сил, действующих в атмосфере.

Рассмотрим первое уравнение движения, считая поток стационарным и пренебрегая силами вязкости:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f_v, \quad (1.1)$$

Найдем условие, при котором левой частью уравнения (1.1) можно пренебречь, т. е. когда выполняется уравнение геострофического ветра. Можно показать (Кибель, 1955), что адвективные слагаемые в левой части (1.1) имеют порядок U^2/L , где U – характерная горизонтальная скорость, а L – горизонтальный масштаб явления. Будем считать, что адвективные слагаемые пренебрежимо малы при условии

$$U^2/L \ll \alpha \ll 1,$$

где α – некоторое положительное число. Из этого условия имеем

$$L > \frac{U}{f\alpha}, \quad (1.2)$$

Подставляя типичные для атмосферы значения $U = 10$ м/с, $f = 10^{-4}$ с⁻¹, а также полагая $\alpha = 0.1$, получаем

$$L > 10^3 \text{ км},$$

т.е. геострофический баланс с достаточной точностью может выполняться только для атмосферных движений, горизонтальный масштаб которых превышает ~ 1000 км. Для движений с горизонтальным масштабом менее ~ 1000 км геострофический баланс существенно нарушается,ными словами, эти движения являются агеострофическими.

Теперь рассмотрим третье уравнение движения при условии стационарности потока и в отсутствие вязкости:

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} - w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g, \quad (1.3)$$

Найдем условие, при котором выполняется уравнение гидростатики. Можно показать, что адвективные слагаемые в данном случае имеют порядок $U^2 H/L^2$, где H – вертикальный масштаб, и условие гидростатики будет выполнено при

$$\frac{U^2 H}{L^2 g} < \alpha \ll 1, \quad (1.4)$$

что, при подстановке указанных выше характерных значений масштабов, а также при $H = 10$ км, приводит к условию

$$L > 1 \text{ км}.$$

Таким образом, атмосферные процессы можно считать гидростатичными, если их горизонтальный масштаб превышает ~ 1 км².

Из приведенного анализа следует, что атмосферные движения с масштабами менее ~ 1 км, традиционно относимые к турбулентности, являются агеострофическими и негидростатическими. Процессы же синоптического и глобального (планетарного) масштабов, горизонтальные размеры которых превышают ~ 1000 км, напротив, являются геострофическими и гидростатическими. В промежуточном интервале масштабов $1-1000$ км находятся гидростатические и агеострофические процессы, которые, согласно динамическому определению, являются *мезомасштабными* (Pielke, 2002). В то же время следует отметить, что гидростатическое приближение не для всех мезомасштабных процессов можно считать приемлемым: чем меньше горизонтальный масштаб процесса, тем важнее адекватно описывать поле вертикальных токов в нем, и тем желательнее использовать при его изучении третье уравнение движения в полном виде. В особенности это касается кучевых облаков. Поэтому

некоторые исследователи (Хромов и Петросянц, 2004) рассматривают масштаб кучевых облаков отдельно от мезомасштаба (см. табл. 1.1).

Полученные выше выводы о применимости гидростатического и геострофического уравнений к атмосферным движениям различных масштабов обобщены в табл. 1.2.

Таблица 1.2 Динамическое определение масштабов атмосферных движений

Класс атмосферных процессов	Геострофический баланс	Гидростатический баланс
Макромасштабные процессы геопотенциальный и планетарный масштабы	+	+
Мезомасштабные процессы	-	±
Микромасштабные процессы (турбулентность)	-	-

± Более точный анализ с применением упрощений Буссинеска для третьего уравнения движения (см. параграф 3), позволяет получить оценку ~ 6 км.

2. Критерии подобия и некоторые размерные характеристики

При рассмотрении теоретических моделей и результатов численного или лабораторного моделирования часто пользуются критериями подобия – безразмерными величинами, характеризующими соотношения различных сил, действующих в жидкости (газе). Большая их часть была получена в экспериментальной и теоретической гидромеханике и впоследствии применена в метеорологических задачах. Некоторые критерии подобия образованы с учетом специфики геофизических процессов и отличаются от критериев подобия, принятых в гидромеханике, использованием размерных констант, характерных для атмосферы Земли.

Среди размерных параметров важную роль играют частоты, характеризующие инерционные и гравитационные колебания в атмосфере Земли. Инерционные колебания характеризует *параметр Корнолиса*

$$f = 2\omega \sin \varphi, \quad (2.1)$$

где ω – угловая скорость вращения Земли ($\omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$), а гравитационные – частота Брента-Вэйсаля

$$N = \left(\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^{1/2}, \quad (2.2)$$

Как видим, частота гравитационных колебаний определяется величиной вертикального градиента потенциальной температуры. Напомним, что знак этой величины характеризует стратификацию воздушной массы. В самом деле, в курсе физической метеорологии доказывается, что

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{T}(\gamma_s - \gamma), \quad (2.3)$$

Отсюда следует, что если стратификация неустойчива, т. е. $\gamma_s < \gamma$, то градиент потенциальной температуры отрицателен, в случае же устойчивой стратификации ($\gamma_s > \gamma$) – положителен. Из (2.2) и (2.3) следует, что действительные значения частоты N возможны только при $\gamma_s > \gamma$. Физически это означает, что гравитационные колебания возможны только при устойчивой стратификации.

В задачах обтекания горных препятствий воздушным потоком используется масштаб Лира, определяемый по формуле:

$$\lambda_L = 2\pi U/N, \quad (2.4)$$

Он представляет собой длину волны, которую образует траектория частицы воздуха, совершающей вертикальные колебания с частотой N и одновременно перемещаемой в горизонтальном направлении со скоростью U .

В динамике дозвуковых потоков (т. е. потоков со скоростями, меньшими скорости звука) основными критериями подобия являются *число Рейнольдса* Re , *число Фруда* Fr , и *число Струхала* St .

Число Рейнольдса определяется по формуле

$$Re = \frac{UL}{\nu_{\text{ж}}}, \quad (2.5)$$

где L – характерный линейный размер течения (в качестве такового может выступать как вертикальный размер H , так и горизонтальный размер (также обычно обозначаемый L) в зависимости от специфики рассматриваемого течения и необходимости разделения линейных размеров по вертикали и горизонтали), $\nu_{\text{ж}}$ – кинематическая вязкость жидкости¹¹. Число Рейнольдса (названо в честь английского физика Осборна Рейнольдса (1842-1912)) характеризует отношение между силами инерции и силами трения в потоке жидкости. Весьма часто используются другие формулировки числа Рейнольдса, например,

$$\text{Re} = \frac{UL}{\nu_m}, \quad (2.6a)$$

$$\text{Re} = \frac{\partial U / \partial z \cdot L^2}{\nu_m}, \quad (2.6b)$$

где UL – разность скорости потока на границах рассматриваемой области, $\partial U / \partial z$ – градиент скорости в рассматриваемом слое жидкости. Наиболее часто число Рейнольдса используется при изучении закономерностей движения жидкостей и газов в каналах в отсутствие вращения.

¹⁰ Градиент скорости рассматривается для ламинарных течений под этой величиной понимают молекулярную вязкость, но в метеорологии, где изучаются турбулентные течения, под ней чаще всего подразумевают «турбулентный» коэффициент.

Во вращающихся жидкостях (таковой является и атмосфера – сплошной жидкости, «разлитый» на вращающийся сфере) в качестве критерия подобия часто используется *число Гэйлора*

$$\text{Ta} = \frac{2\omega L^2}{\nu_m}, \quad (2.7)$$

Число Гэйлора характеризует соотношение между силой инерции и силой трения и является аналогом числа Рейнольдса.

Модификацией числа Гэйлора, учитывающей геофизическую специфику, является используемое в метеорологии *число Экмана*

$$E = \frac{\nu_m}{fH}, \quad (2.8)$$

где f – параметр Кориолиса, H – глубина рассматриваемого слоя. Как видно, число Экмана, так же как и число Гэйлора, характеризует отношение сил трения к силам инерции.

Число Фруда определяется по формуле:

$$\text{Fr} = \frac{U^2}{gL}, \quad (2.9)$$

Оно характеризует соотношение между силами инерции и силами тяжести и применяется наиболее часто при изучении обтекания жидкостью различных тел. Под скоростью U здесь подразумевают обычно скорость невозмущенного потока вдали от препятствия, а под L – масштаб явления (высоту верхней границы жидкости, высоту препятствия, и т. д.). Существуют различные модификации числа Фруда, которые используются в зависимости от поставленной задачи. Определение (2.9) дано для случая нейтрально стратифицированной жидкости. Если необходимо рассмотреть более общий случай стратифицированной жидкости, то число Фруда представляют в виде:

$$\text{Fr} = \frac{U^2}{\Delta \rho g L}, \quad (2.10)$$

где $\beta = \Delta\theta/\theta_m$ – параметр стратификации, характеризующий устойчивость, $\Delta\theta$ – перепад потенциальной температуры между верхней и нижней границами потока, θ_m – среднее значение потенциальной температуры. Параметр стратификации может содержать вертикальный градиент потенциальной температуры, и тогда число Фруда приобретает вид:

$$Fr = \frac{U^2}{gL\theta_m^{-1}\partial\theta/\partial z}. \quad (2.10a)$$

Также часто пользуются *внутренним числом Фруда* Fi :

$$Fi = \sqrt{Fr} = \frac{U}{L\sqrt{g\theta_m^{-1}\partial\theta/\partial z}} = \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda}{L}. \quad (2.11)$$

По определению, число Струхала вычисляется по формуле:

$$St = \frac{L}{UT}. \quad (2.12)$$

где T – некоторый интервал времени, а произведение UT называют адвективным масштабом длины. Этот критерий, формально характеризующий отношение масштаба длины к адвективному масштабу длины, не используется для характеристики неустановившегося движения жидкости. Например, при периодических движениях жидкости в качестве T служит период.

Из основных безразмерных чисел (2.5)–(2.12) можно составить ряд производных критериев подобия. Например, в метеорологии часто применяется *число Россби (Киёсия)*, которое является по существу переформулировкой числа Струхала, только вместо периода T используется частота (угловая скорость)

$$Ro = \frac{U}{2\omega L}. \quad (2.13)$$

Число Россби характеризует отношение сил инерции, представленных в уравнениях движения адвективными слагаемыми, к силе Кориолиса.

Основными критериями подобия в задачах переноса тепла в режиме свободной конвекции являются *числа Нуссельта* Nu , *Грасгофа* Gr и *Прандтля* Pr , а при вынужденной конвекции – числа Nu , Re и Pr .

Число Нуссельта вычисляется по формулам

$$\text{для жидкостей } Nu = \frac{QL}{k\Delta T}; \quad (2.14a)$$

$$\text{для газов } Nu = \frac{QL}{k\Delta\theta}, \quad (2.14b)$$

где Q – поток тепла, численно равный количеству теплоты, передаваемой сквозь единицу площади за единицу времени, ΔT – перепад температуры между границами рассматриваемой области (в газах используется перепад потенциальной температуры $\Delta\theta$), k – коэффициент

теплопроводности. Число Нуссельта характеризует соотношение между полным потоком тепла, являющимся суммой конвективного и турбулентного потоков, и турбулентным потоком тепла. Применительно к стратифицированному горизонтальному слою газа толщиной H число Нуссельта может быть записано в виде:

$$Nu = \frac{\kappa \overline{\partial \theta} / \partial z}{-\kappa \Delta \theta / H} + \frac{\overline{w' \theta'}}{-\kappa \Delta \theta / H}, \quad (2.15)$$

Здесь κ – коэффициент теплопроводности: $\kappa = \lambda / (\rho c_p)$, θ – потенциальная температура газа в состоянии покоя (т.е. при отсутствии конвективных движений), w' и θ' – пульсации вертикальной скорости и температуры, возникающие за счет конвективных движений, черта сверху означает осреднение по горизонтали. Второй член в правой части (2.15) учитывает вклад конвективных течений в общий поток тепла.

Если жидкость стратифицирована линейно, то градиент температуры $\partial \theta / \partial z$ на каждом уровне равен среднему градиенту в слое $\Delta \theta / H$ и число Нуссельта приобретает вид

$$Nu = 1 + \frac{\overline{w' \theta'}}{-\kappa \Delta \theta / H}, \quad (2.16)$$

В этом случае при отсутствии конвекции $Nu = 1$. Число Нуссельта показывает, во сколько раз увеличивается теплообмен между двумя горизонтальными границами при развитии конвекции. Аналогичным образом число Nu записывается в случае двух вертикально расположенных границ, между которыми имеется перепад температуры.

Для горизонтального слоя толщиной H число Грасгофа определяется соотношениями:

$$\text{для жидкости } Gr = \frac{\alpha g H^3 \Delta T}{\nu_s^2}, \quad (2.17a)$$

$$\text{для газа } Gr = \frac{\alpha g H^3 \Delta \theta}{\nu_s^2}, \quad (2.17b)$$

Здесь $\alpha = T^{-1}$ – коэффициент температурного расширения. Существуют и другие формы его записи, например,

$$Gr = \frac{\alpha g H^3 \partial \theta / \partial z}{\nu_s^2}.$$

Число Грасгофа характеризует соотношение между силой плавучести, возникающей вследствие перепада плотности (температуры) в слое жидкости, и силой трения.

Число Прандтля

$$Pr = \frac{\nu_s}{\kappa} \quad (2.18)$$

характеризует физические свойства жидкости. В задачах метеорологии под ним подразумевают «турбулентный» аналог, в котором используются «турбулентные» коэффициенты вязкости и температуропроводности. В зарубежной литературе «турбулентный» аналог числа Прандтля часто называют числом Шмидта.

Из чисел Грасгофа и Прандтля образуется широко используемое при изучении естественной конвекции *число Рэлея*

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{\alpha g H^3 \Delta \theta}{\kappa \nu_{\text{eff}}}, \quad (2.19)$$

Из перечисленных выше основных критериев подобия при решении конкретных задач образуются многие другие. Например, в метеорологии часто используется *число Ричардсона*

$$Ri = Gr \cdot (Re)^{-1} = \alpha g \Delta \theta H / U^2 \quad (2.20)$$

или, при градиентной записи чисел Рейнольдса и Грасгофа,

$$Ri = \frac{\alpha g \partial \theta / \partial z}{(\partial U / \partial z)^2}, \quad (2.21)$$

характеризующее соотношение между силами плавучести и силами инерции.

Отношением аспекта называется отношение горизонтального размера циркуляционной системы к ее вертикальному размеру:

$$A = \frac{L}{H}. \quad (2.22)$$

Иногда отношением аспекта называют обратную величину A^{-1} . Отношение аспекта играет важную роль как при выборе системы уравнений для решения той или иной задачи, так и при исследовании самих течений, возникающих при потере потоком устойчивости.

При теоретическом и экспериментальном изучении устойчивости движений жидкости переход от одной формы течений к другой обычно фиксируется значениями некоторых безразмерных чисел. Значения безразмерных чисел, при которых происходит этот переход, называют *критическими*. Так, например, значение числа Рейнольдса, при котором ламинарный поток сменяется турбулентным, называют критическим числом Рейнольдса $Re_{кр}$, а число Рэлея, при котором в горизонтальном слое жидкости возникает конвекция, – критическим числом Рэлея $Ra_{кр}$. Физически это означает, что в первом случае силы трения при возрастании сил инерции не в состоянии поддерживать динамическое равновесие, свойственное ламинарному потоку, и оно сменяется новой формой динамического равновесия, при котором структура течений становится зависящей от времени. Во втором случае при возрастании сил плавучести силы трения не в состоянии удерживать систему в состоянии покоя и происходит переход к состоянию динамического равновесия, в котором баланс сил достигается за счет появления сил

инерции конвективных течений. Конкретные формы гидродинамической неустойчивости, порождающие различные мезомасштабные циркуляции в атмосфере, будут рассмотрены ниже.

3. Системы уравнений мезометеорологии

При теоретическом рассмотрении механизма образования различных мезомасштабных циркуляций и их численном моделировании используются различные системы исходных уравнений, выбор которых определяется конкретным физическим содержанием решаемой задачи. В связи с малостью горизонтальных размеров мезомасштабных циркуляций и большинстве случаев сферичность Земли не оказывает заметного влияния на их развитие, поэтому в задачах мезометеорологии чаще всего используется декартова прямоугольная система координат. В качестве вертикальной координаты используется геометрическая высота, давление или одна из координат, связанных с давлением («геома» – , «па» – координаты), в зависимости от удобства решения поставленной задачи.

Наиболее полной системой уравнений является так называемая «упругая» система, которая для случая сухой атмосферы записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -V \cdot \nabla V - \frac{1}{\rho} \nabla p - g \hat{k} - 2\Omega \times V + F, \quad (3.1a)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0, \quad (3.1b)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - V \cdot \nabla \theta = Q, \quad (3.1c)$$

$$p = \rho R_s T, \quad (3.1d)$$

Здесь V – вектор скорости, p – давление, ρ – плотность, θ – потенциальная температура, g – ускорение силы тяжести, $\hat{k}$ – единичный вектор, направленный вдоль оси Oz ,

$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$ – оператор градиента, F – ускорение суммы сил, не вошедших в правую

часть уравнения движения (3.1a)⁶, а Q обозначает источник тепла. Эти уравнения представляют

⁶ Как правило, в F входят только силы турбулентного трения. В простейшем случае, когда коэффициент турбулентной вязкости $M_{\text{тур}}$ – постоянная, их можно представить в виде $F = \nabla_{\text{тур}}^2 V$.

собой законы сохранения импульса (2-й закон Ньютона), массы и энергии, соответственно, последнее уравнение – уравнение состояния идеального газа.

Уравнение движения сводится к трем уравнениям для компонент скорости:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + f_v + F_x,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + f_u + F_y,$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g + F_z.$$

Здесь u , v и w – зональная, меридиональная и вертикальная составляющие скорости, соответственно, F_x , F_y , F_z – проекции силы на соответствующие оси. Основная особенность этой системы состоит в том, что в уравнении сохранения массы учитывается сжимаемость жидкости (газа), поэтому она и называется «упругой». Она подходит для решения всех задач мезометеорологии. Недостаток ее состоит лишь в сложности решения. Учет сжимаемости предполагает, что система воспроизводит весь спектр атмосферных движений, включая акустические волны, которые не имеют значения с метеорологической точки зрения. Присутствие этих коротких и очень быстрых волн накладывает существенные ограничения на шаг по времени при численном интегрировании, поэтому решение «упругой» системы является очень неэкономичным с вычислительной точки зрения. На практике при решении упругих уравнений выбираются численные алгоритмы, которые, по крайней мере, частично фильтруют акустические волны.

3.1. Упрощения Бюссинеска. Исходная система (3.1) содержит ряд нелинейных слагаемых, которые можно линеаризовать⁶, сохранив при этом ее основное физическое содержание. В этом заключается смысл упрощений Бюссинеска, в соответствии с которыми термодинамические переменные представляются в виде

$$f(x, y, z, t) = f(z) + f'(x, y, z, t), \quad (3.2)$$

где f характеризует априори заданное стационарное фоновое состояние, а f' – отклонение переменной от фонового состояния, причем предполагается, что $f' / f \ll 1$. Применительно к (3.1) последнее условие означает, что

$$\rho' \ll \rho, \quad p' \ll p, \quad T' \ll T, \quad \theta' \ll \theta, \quad (3.3)$$

и это позволяет линеаризовать исходную систему уравнений.

⁶ Напомним, что слагаемое считается *линейным*, если оно не содержит произведений зависимых переменных, либо их произведений, либо каких-либо функций этих переменных. *Линеаризовать* – это превращение уравнения или отдельных его слагаемых от исходного нелинейного вида к линейному.

Отноительно основного состояния жидкости предполагается условие гидростатического:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g, \quad (3.4)$$

т. е. вертикальное ускорение в основном состоянии считается равным 0.

В первом и втором уравнениях движения фигурируют слагаемые $\rho^{-1} \partial \rho / \partial x$ и $\rho^{-1} \partial \rho / \partial x$, выражающие силу градиента давления. Применим к первому из них представление (3.2):

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{1}{\bar{\rho}(1 + \rho'/\bar{\rho})} \approx \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho'}{\partial x}, \quad (3.5)$$

где использовано предположение $\rho'/\bar{\rho} \approx 0$. Первое слагаемое в правой части (3.5) равно 0 в силу того, что $\rho = \rho(z)$. Тогда первое уравнение движения для возмущений в случае идеальной жидкости без учета силы Кориолиса запишется в виде:

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho'}{\partial x}. \quad (3.6)$$

Поскольку $\rho = \rho(z)$ считается заданной функцией, правая часть (3.6) становится линейной. Это является важнейшим достоинством упрощений Буссинеска. Аналогичным образом преобразуется и второе уравнение движения.

Теперь преобразуем уравнение для вертикальной компоненты скорости. Множитель ρ^{-1} можно преобразовать к виду

$$\frac{1}{\rho} \approx \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\bar{\rho}}{1 + \rho'/\bar{\rho}}$$

Здесь использовано представление (3.2) и опущена величина $(\rho'/\bar{\rho})^2$ ввиду (3.3). Подставляя этот результат в слагаемое $\rho^{-1} \partial \rho / \partial z$ и применяя (3.2) к давлению, получаем

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \approx \left[\frac{1}{\bar{\rho}} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2} \right] \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} - \frac{\partial \rho'}{\partial z}.$$

Подставляя этот результат в правую часть третьего уравнения движения, раскрывая скобки и пренебрегая членом $(\rho'/\bar{\rho}) \partial \rho' / \partial z$, имеем

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} - g \approx -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial z} - g.$$

Первое и последнее слагаемые в правой части сокращаются в силу уравнения гидростатики (3.4). Применяя уравнение гидростатики в третьем слагаемом, получаем

$(\rho'/\bar{\rho}) \partial \bar{\rho} / \partial z = -g \rho' / \bar{\rho}$, и в итоге третье уравнение движения для возмущений принимает вид

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho'}{\partial z} - g \frac{\rho'}{\bar{\rho}}. \quad (3.7)$$

Заметим, что пренебрегать слагаемым $g \rho' / \bar{\rho}$ будет неоправданно, поскольку $g \approx 10$. Теперь перейдем к уравнению состояния (3.1), которое, согласно (3.2), можно переписать следующим образом:

$$(\bar{p} + p') = (\bar{\rho} + \rho')(\bar{T} + T')R_w,$$

или

$$p(1 + p'/\bar{p}) = \rho(1 + \rho'/\bar{\rho})T(1 + T'/\bar{T})R_w,$$

или, после перемножения скобок в правой части,

$$\bar{p}(1 + p'/\bar{p}) = \bar{\rho}\bar{R}_w\bar{T}\left(1 + \rho'/\bar{\rho} + T'/\bar{T} + \rho'T'/(\bar{\rho}\bar{T})\right).$$

Поскольку член $\rho'T'/(\bar{\rho}\bar{T})$ является величиной второго порядка малости, его можно отбросить. Если же, кроме того, предположить, что для фонового потока также справедливо уравнение состояния

$$p = R_w\rho T, \quad (3.8)$$

то, используя предыдущее соотношение, получим:

$$\frac{p'}{p} = \frac{\rho'}{\rho} + \frac{T'}{T}. \quad (3.9)$$

В метеорологии не принято использовать плотность как некую величину, ее исключают из прогностических уравнений, привлекая уравнение состояния. В нашем случае можно, конечно, исключить пульсации плотности из (3.7) по формуле (3.9), однако удобнее воспользоваться формулой для пульсации потенциальной температуры. Формулу для пульсации можно получить, продифференцировав уравнение, определяющее потенциальную температуру:

$$\theta = T \frac{1000 \Delta \sigma^{\theta}}{\Delta \sigma - p^{\theta}}.$$

Пропуская промежуточные выкладки и некоторые упрощения, приведем окончательный результат:

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \frac{dp}{p}. \quad (3.10)$$

Дифференциалы в (3.10) можно считать малыми приращениями величин, т. е. малыми отклонениями от фонового состояния, поэтому (3.10) перепишем в следующем виде:

$$\frac{\theta'}{\theta} = \frac{T'}{T} - \frac{p'}{p}.$$

Если теперь подставить это уравнение в (3.9), то получим

$$-\frac{\rho'}{\rho} = \frac{\theta'}{\theta}.$$

Такое представление пульсаций плотности проще, чем (3.9), и, подставляя его в (3.7), получим окончательную форму уравнения движения для вертикальной скорости

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + g \frac{\theta'}{\bar{\theta}}. \quad (3.11)$$

Член $g \theta' / \bar{\theta}$ описывает вертикальное ускорение под действием силы плавучести. В некоторых задачах можно использовать приближенное уравнение

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + g \frac{T'}{\bar{T}}. \quad (3.12)$$

Строго говоря, $\bar{\theta}$ и $\bar{T}$ являются функциями z , однако обычно для простоты в слагаемом, выражающем силу плавучести, их считают постоянными, и тогда уравнение (3.11) приобретает следующий вид:

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + g \frac{\theta'}{\theta_0}, \quad (3.13)$$

где θ_0 – некоторая постоянная температура, например, температура у поверхности земли.

Итак, физический смысл упрощений Буссинеска состоит в том, что пульсации плотности (температуры) учитываются только в слагаемом, описывающем силу плавучести.

3.2. Уравнения глубокой и мелкой конвекции. В зависимости от того, какая гипотеза принята относительно изменения плотности с высотой в фоновом состоянии, системы уравнений делятся на *уравнения глубокой и мелкой конвекции*. Эти термины возникли из-за того, что первоначально уравнения с упрощениями Буссинеска применялись в задачах конвекции.

Исторически эти уравнения сначала применялись для случая несжимаемой жидкости $\bar{\rho} = \text{const}$. В этом случае они представляют уравнения мелкой конвекции. Учитывая, что в уравнении сохранения массы (3.16) пульсации плотности, как правило, опускаются, то, принимая во внимание $\bar{\rho} = \text{const}$, уравнение сохранения массы сводится к уравнению неразрывности*. Относительно температуры в фоновом состоянии в первом приближении

* Отметим, что в литературе термином «уравнение неразрывности» обозначается как полное уравнение (3.16), так и упрощенное уравнение (3.16) при условии $d\rho/dt = 0$, где d/dt – полная производная. В данном случае использовано второе определение.

можно применить уравнение теплопроводности. Тогда, если принять условие стационарности $\partial \bar{\theta} / \partial t = 0$, пренебречь источниками тепла, а коэффициент температуропроводности κ задать постоянным, то получим

$$\kappa \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z^2} = 0.$$

Из этого соотношения следует линейный вертикальный профиль потенциальной температуры

$$\bar{\theta} = Cz + C_1,$$

где C и C_1 – константы. При этих условиях уравнения мелкой конвекции принимают вид:

$$\frac{\partial V^i}{\partial t} = -V^j \nabla^j V^i - \frac{1}{\rho} \nabla^i p' + g k^i \frac{\theta'}{\theta_0} - 2\Omega \times V^i + F^i, \quad (3.14a)$$

$$\nabla V^i = 0, \quad (3.14b)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = -w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - V^j \nabla^j \theta' + Q, \quad (3.14b)$$

Как видно, по сравнению с исходной системой (3.1) здесь радикально упростилось уравнение сохранения массы – оно свелось к уравнению неразрывности; члены с градиентом давления стали линейными; между уравнениями движения и уравнением притока тепла появилась прямая связь через слагаемое, выражающее силу плавучести.

Эта система широко используется в теории несжимаемой жидкости (которой является, например, вода). Применительно к атмосфере Земли условие $\bar{\rho} = const$ является оправданным при рассмотрении слоев толщиной не более 1–2 км. Произведенный различными авторами анализ упрощений Буссинеска показывает, что ошибка в расчете метеорологических полей в этом случае не будет превышать нескольких процентов.

Поскольку при рассмотрении конвекции или других движений в более мощных слоях атмосферы условие $\bar{\rho} = const$ уже дает заметные погрешности в решениях, Г. К. Бэтчелором (Batchelor, 1953), а затем Ё. Огурой и П. А. Филлипсом (Ogura et al., 1962) были введены так называемые уравнения глубокой конвекции или «несуругая» система уравнений, в которой допускается изменение плотности с высотой $\bar{\rho} = \bar{\rho}(z)$. В этом случае система уравнений приобретает следующий вид:

$$\frac{\partial V^i}{\partial t} = -V^j \nabla^j V^i - \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla^i p' + g k^i \frac{\theta'}{\theta_0} - 2\Omega \times V^i + F^i, \quad (3.15a)$$

$$\nabla(\bar{\rho} V^i) = 0, \quad (3.15b)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = -w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - V^j \nabla^j \theta' + Q, \quad (3.15b)$$

Как видим, эта система отличается от предыдущей (3.14) только уравнением сохранения массы. Этого, а также непостоянства $\bar{\rho}$ в уравнении движения достаточно, чтобы внести заметную асимметрию в вертикальную структуру описываемых системой циркуляций.

Основное преимущество систем (3.14) и (3.15) по сравнению с системой (3.1) заключается в том, что в них отфильтровываются акустические волны, описываемые исходной системой. Это резко упрощает как аналитические, так и численные подходы к решению задач мезометеорологии.

От систем уравнений, используемых при моделировании крупномасштабных атмосферных процессов (системы (3.14) и (3.15) отличаются помимо линеаризации членов с термодинамическими переменными) тем, что в них используется полное уравнение движения для вертикальной скорости, т.е. не привлекается гипотеза гидростатики. Поэтому их называют *негидростатическими*. Условие негидростатичности резко уменьшает «жесткость» системы, позволяя ей более естественным образом достигать согласованности полей скорости и давления, т.к. взаимодействие полей давления и скорости обеспечивается здесь не только в уравнениях для горизонтальных компонент скорости, но и в уравнении для вертикальной компоненты скорости. Данное обстоятельство имеет благоприятные последствия для практического решения многих задач. Дело в том, что если численно решать какую-либо задачу с неустойчивой стратификацией в атмосфере с помощью гидростатической системы, то будет иметь место неустойчивость численного решения, поскольку большие вертикальные скорости, возникающие в этом случае под действием сил плавучести, не компенсируются соответствующим отклонением давления от гидростатического. Негидростатические системы (3.14) и (3.15) свободны от указанного недостатка.

Система (3.14) обладает свойством сохранения энергии, а система (3.15) обладает свойством сохранения энергии, если в основном состоянии жидкость стратифицирована нейтрально. В тех случаях, когда фоновая стратификация отличается от нейтральной незначительно, «неупругое» приближение будет давать хорошие результаты. Если же решается задача, в которой фоновая стратификация значительно отличается от нейтральной, предпочтительнее использовать «упругую» систему.

4. Мезомасштабные системы мелкой конвекции

Термин «конвекция» был введен впервые В. Прутом в 1834 г. для определения способа передачи тепла в виде отдельных объемов жидкости (в отличие от кондукции и радиации). Эта форма тепло- и массообмена является чрезвычайно распространенной в атмосфере Земли и реализуется в результате потери статической устойчивости горизонтальных слоев воздуха. Горизонтальные масштабы конвективных движений в атмосфере меняются от сотни метров (размер небольшого конвективного облака или термика) до нескольких сотен километров (мезомасштабные конвективные комплексы и линии шквалов).

Выделяют *мелкую конвекцию* и *глубокую конвекцию*. Хотя данное подразделение в известном смысле условно, потому что нельзя провести четкой границы между этими двумя понятиями, оно является практически оправданным, поскольку условия погоды при развитии мелкой и глубокой конвекции существенно отличаются друг от друга.

К мелкой конвекции относят системы течений, развивающиеся в неустойчиво стратифицированных горизонтальных слоях воздуха толщиной до 2 км. В пределах таких сравнительно тонких слоев изменением плотности воздуха с высотой можно пренебречь. При мелкой конвекции вклад неадиабатических факторов, связанных с процессом образования осадков, незначителен. Мелкая конвекция представлена слоисто-кучевыми облаками, и кучевыми облаками хорошей погоды.

4.1. Мезомасштабные конвективные ячейки и гряды. Типичными структурами воздушных течений в режиме мелкой конвекции являются конвективные ячейки, имеющие в плане квазишестиугольную структуру, и квазидвумерные валы (гряды). По структуре облачного покрова выделяется два основных типа конвективных ячеек: открытые и закрытые ячейки.

Открытой ячейкой называют систему конвективных течений квазишестиугольной* формы с нисходящими движениями воздуха в центре и восходящими на периферии.

* Следует отметить, что облачные системы открытых конвективных ячеек, наблюдаемые из космоса, редко принимают правильную шестиугольную форму. Часто они имеют квазикруговую или овальную форму.

Открытые конвективные ячейки чаще наблюдаются в зимний сезон в приполярных и умеренных широтах над теплыми течениями Мирового океана, на которые с континентов переносится холодный воздух (рис. 4.1). Горизонтальный размер ячеек изменяется от 10 до 100 км и составляет чаще всего 30-40 км. Отношение аспекта изменяется в широких пределах: $L/H = 7 \div 35$ км. В среднем же $L/H = 16$.



Рис. 4.1. Облачная система открытых ячеек над Гольфстримом. А – область открытых ячеек, В – облачная «запятая» окклюдированного циклона

Закрытой ячейкой называют систему конвективных течений квазишестиугольной формы с восходящими движениями воздуха в центре и нисходящими на периферии (рис. 4.2). Закрытые

конвективные ячейки чаще всего встречаются в зоне холодных океанических течений у западных берегов континентов (рис. 4.3). Они характеризуются примерно такими же горизонтальными размерами, что и открытые ячейки, но образуются в более тонких подинверсионных слоях воздуха и состоят из слоисто-кучевых облаков.

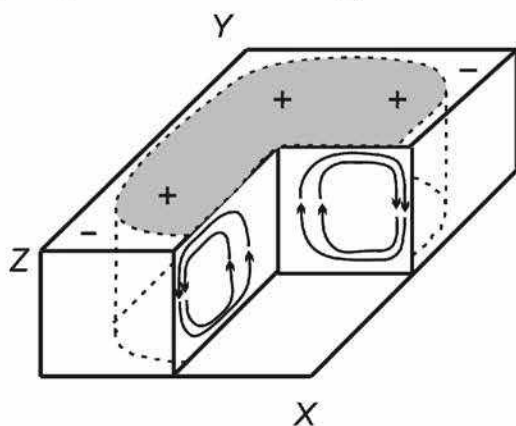


Рис. 4.2. Схема течений в закрытой конвективной ячейке (знаком «+» показана область восходящих движений, знаком «-» нисходящих движений)

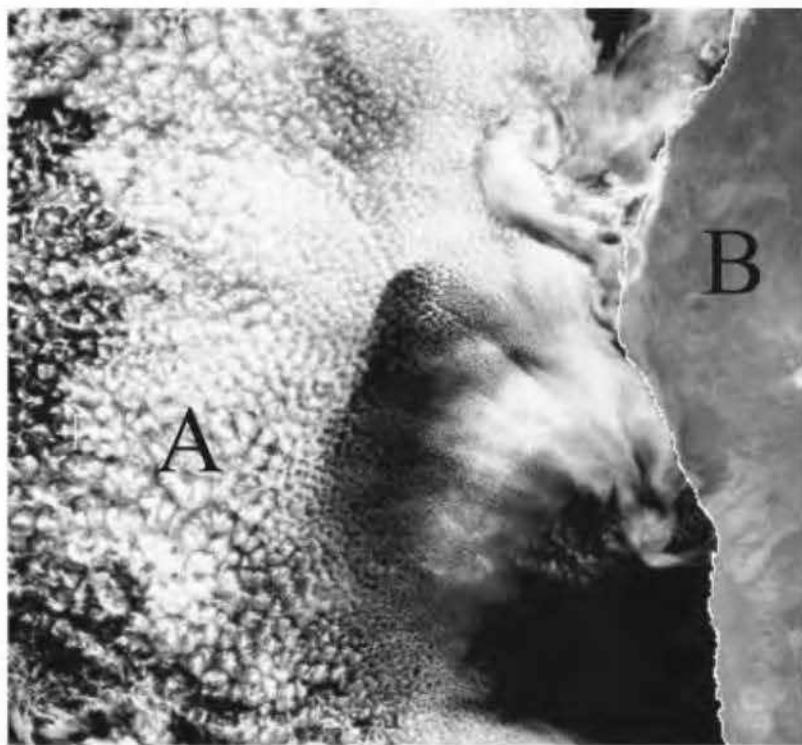


Рис. 4.3. Облачная система закрытых ячеек над Бенгельским течением. А – область закрытых ячеек, В – западное побережье Африки

Грядой (улицей) называют систему конвективных течений, образующую в плане полосы чередующихся восходящих и нисходящих течений, размер которых в одном направлении во много раз больше, чем в перпендикулярном к нему. В поле облачности такая система течений имеет вид параллельных гряд, состоящих из множества индивидуальных или слившихся конвективных облаков (рис. 4.4). Облачные гряды формируются в области восходящих движений воздуха, и отделяются друг от друга безоблачными пространствами, в которых

преобладают нисходящие движения. Гряды конвективной облачности образуются как над океанами, так и над равнинными частями континентов. Расстояние между осями соседних гряд меняется от нескольких километров до 50 км, но чаще всего лежит в пределах 6–15 км. Схема течений, образующих облачные гряды, приведена на рис. 4.5.

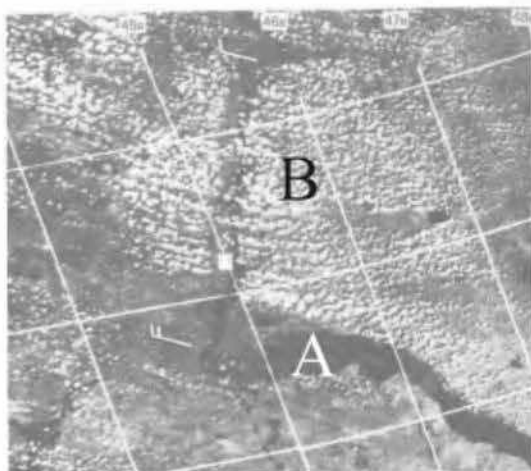


Рис. 4.4. Облачные гряды в нижнем течении р. Волги. А – р. Волга, В – область облачных гряд

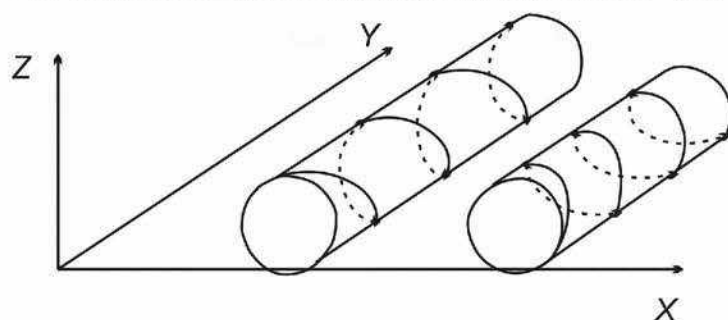


Рис. 4.5. Схема течений в облачных грядах (циркуляция в виде валиков)

4.2. Теория ячейковой конвекции Рэля. Пожалуй, первым экспериментальным исследованием конвекции, возникающей в подогреваемом снизу горизонтальном слое жидкости, стали лабораторные опыты Бенара 1900–1901 гг. Через 15 лет, в 1916 г., лорд Рэлей (Rayleigh, 1916) предложил теорию, объясняющую обнаруженные Бенаром эмпирические закономерности. В честь этих исследователей, ячейковый тип конвекции получил название *конвекции Рэля-Бенара*, а соответствующая теория – *теории Рэля*.

В теории Рэля решается вопрос о том, при каких условиях в неустойчиво стратифицированном слое жидкости возникают конвективные движения. В то же время не учитываются многие процессы, происходящие в реальной атмосфере, в частности, конденсация, адвекция и др. Поэтому решение данной задачи можно рассматривать только как первое приближение к условиям земной атмосферы.

Рассмотрим бесконечный по горизонтали слой жидкости, характеризующийся постоянными коэффициентами вязкости ν_m и теплопроводности κ . Слой имеет

мощность h . Границы слоя поддерживаются при постоянных потенциальных температурах $\bar{\theta}_1$ и $\bar{\theta}_2$, $\bar{\theta}_1 > \bar{\theta}_2$, $\Delta\bar{\theta} = \bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2$ (рис. 4.6).

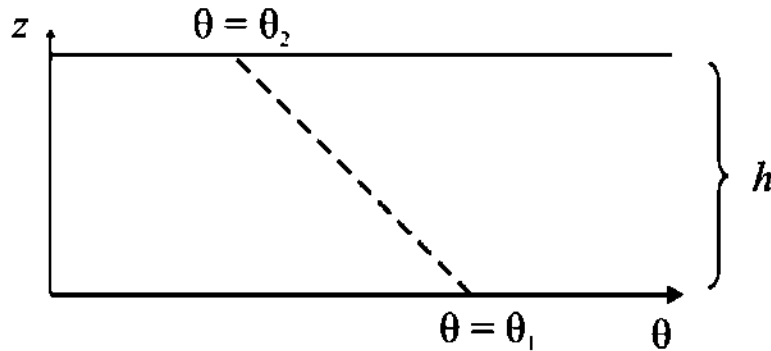


Рис. 4.6. К задаче Рэлея

В случае мелкой конвекции, когда характерная толщина слоя, охваченного конвекцией, составляет 1–2 км, можно без большой погрешности использовать условие несжимаемости $\bar{\rho} = \text{const}$. При этом условии система уравнений Буссинеска принимает вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \bar{V} \nabla u = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + v_m \nabla^2 u, \quad (4.1a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \bar{V} \nabla v = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} + v_m \nabla^2 v, \quad (4.1b)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \bar{V} \nabla w = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + v_m \nabla^2 w + g \frac{\theta'}{\theta_0}, \quad (4.1b)$$

$$\nabla \bar{V} = 0, \quad (4.1r)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{V} \nabla \theta' + w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \kappa \nabla^2 \theta'. \quad (4.1d)$$

В связи с малым размером ячейковой циркуляции сила Кориолиса в данной системе не учитывается. Далее, отбросим адвективные слагаемые*, и преобразуем систему к

* Поскольку рассматривается движение жидкости вблизи состояния покоя, то скорости малы, и адвективные члены во всех уравнениях рассматриваемой системы являются малыми второго порядка.

безразмерному виду с использованием следующих масштабов:

$$\tilde{t} = h^2 v_m^{-1}, \quad \tilde{x} = h, \quad \tilde{y} = h, \quad \tilde{z} = h;$$

$$\tilde{\theta} = \Delta\bar{\theta};$$

$$\tilde{p} = \bar{\rho} v_m^2 h^{-2};$$

$$\tilde{u} = v_m h^{-1}, \quad \tilde{v} = v_m h^{-1}, \quad \tilde{w} = v_m h^{-1}.$$

Безразмерные переменные определим по формуле $f' = f / \tilde{f}$, где $f = t, x, y, z, \theta, \dots$. В безразмерных переменных и с учетом сделанных упрощений система (4.1a–д) примет вид (штрихи над безразмерными переменными опущены для краткости записи):

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p^*}{\partial x} + \mathbf{V}^* \cdot \mathbf{u}, \quad (4.2a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p^*}{\partial y} + \mathbf{V}^* \cdot \mathbf{v}, \quad (4.2b)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial p^*}{\partial z} + \mathbf{V}^* \cdot \mathbf{w} + \text{Gr}\theta^*, \quad (4.2c)$$

$$\nabla \mathbf{V}^* = 0, \quad (4.2d)$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t} = \text{Pr}^{-1} \nabla^2 \theta^* + w, \quad (4.2e)$$

где $\text{Gr} = g\Lambda\bar{\theta}h^2/\theta_0\nu^*$ – число Грасгофа, $\text{Pr} = \nu^*/\kappa^*$ – число Прандтля. Самое простое аналитическое решение (4.2a–d) можно получить при следующих граничных условиях:

$$u = \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \theta^* = 0, \quad (4.3)$$

при $z = 0, 1$.

Физически эти условия означают, что границы жесткие (нижняя граница – земная поверхность, верхняя граница – так называемая «крышка», аналогом которой в атмосфере может служить инверсия), – сквозь них жидкость протекает и скользит без трения (отсутствуют касательные напряжения), – и идеально проводит тепло.

Продифференцируем уравнения движения:

$$\frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial^2 p^*}{\partial x^2} + \mathbf{V}^* \cdot \mathbf{u},$$

$$\frac{\partial^2}{\partial y \partial z} \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial^2 p^*}{\partial y^2} + \mathbf{V}^* \cdot \mathbf{v},$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial^2 p^*}{\partial z^2} + \mathbf{V}^* \cdot \mathbf{w} + \text{Gr}\theta^*,$$

а затем все три результата сложим. Тогда, исключая с помощью уравнения неразрывности (4.2d) горизонтальные компоненты скорости, нетрудно получить уравнение для вертикальной скорости (детали вывода не приводятся, полагая его в качестве полезного упражнения для читателя). В результате, вместо (4.2a–d) получим систему

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \mathbf{V}^* \cdot \mathbf{w} - \nabla^2 \mathbf{V}^* \cdot \mathbf{w} = \frac{\text{Ra}}{\text{Pr}} \nabla^2 \theta^*, \quad (4.4a)$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t} = \text{Pr}^{-1} \nabla^2 \theta^* + w, \quad (4.4b)$$

где $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ – горизонтальный оператор Лапласа, $Ra = Gr \cdot Pr$ – число Рэлея. Решение системы (4.4a–б) будем искать в виде волны:

$$w = a \exp(-\lambda t + i(\pi k_1 x + \pi k_2 y + \pi n_1 z)), \quad (4.5a)$$

$$\theta = b \exp(-\lambda t + i(\pi k_1 x + \pi k_2 y + \pi n_1 z)). \quad (4.5b)$$

Здесь k_1, k_2, n_1 – волновые числа, λ – декремент затухания колебаний, a и b – некоторые постоянные. Знак декремента затухания определяет характер развития конвекции. Если он положителен, то решение со временем затухает и скорость стремится к нулю. В противном случае амплитуда решения со временем возрастает (т.е. решение неустойчиво), и конвекция усиливается. Подставляя (4.5) в (4.4), сокращая в левых и правых частях экспоненциальные выражения, получим дисперсионные соотношения:

$$a(k^2 + \pi^2 n^2) \left[\lambda - (k^2 + \pi^2 n^2) + \frac{Ra}{Pr} k^2 b \right] = 0, \quad (4.6a)$$

$$b = \frac{a}{\lambda - Pr^{-1}(k^2 + \pi^2 n^2)}. \quad (4.6b)$$

Здесь $k^2 = \pi^2(k_1^2 + k_2^2)$ – квадрат горизонтального волнового числа. Подставляя (4.6б) в (4.6a), после простых преобразований получаем квадратное уравнение для декремента затухания:

$$(\dots)\lambda^2 - \lambda(\dots) + 1 + Pr^{-1}(\dots) - \frac{Ra}{Pr} k^2 = 0, \quad (4.7)$$

где $(\dots) = k^2 + \pi^2 n^2$. Пограничное состояние между устойчивым и неустойчивым процессом соответствует $\lambda = 0$. Подставив это условие в (4.7), получаем

$$Ra = \frac{(k^2 + \pi^2 n^2)}{k^2} = Ra_{crit}. \quad (4.8)$$

Это критическое число Рэлея. Если число Рэлея превышает критическое значение, то $\lambda < 0$, и реализуется неустойчивый конвективный процесс. В противном случае $\lambda > 0$, и процесс устойчив. Как видно из (4.8), критическое число Рэлея зависит от волновых чисел, т.е. для каждой волны (моды), характеризуемой своей тройкой волновых чисел, имеет место свое критическое число Рэлея. Для развития неустойчивости необходимо и достаточно, чтобы хотя бы одна мода стала неустойчивой. Поэтому критическим числом Рэлея в целом для рассматриваемого слоя жидкости является минимальное значение из всех значений критических чисел Рэлея для отдельных мод. Запишем условие минимума числа Рэлея:

$$\frac{\partial Ra_{crit}}{\partial k} = \frac{\partial}{\partial k} \left[\frac{(\pi^2 n^2 + k^2)}{k^2} \right] = 0.$$

Отсюда получим:

$$k = \frac{\pi n}{2}.$$

Подставив это выражение в (4.8), имеем:

$$\text{Ra}_{\text{кр},1} = \frac{27}{4} n^4 \pi^2, \quad n \geq 1.$$

Вертикальное волновое число n не может быть меньше 1, поскольку в таком случае будут нарушены граничные условия (4.3). Поэтому минимальное значение $\text{Ra}_{\text{кр}}$ будет иметь место для первой моды $n = 1$:

$$\text{Ra}_{\text{кр},n=1} = \frac{27}{4} \pi^2 = 657,511 (4,9)$$

Можно также показать, что отношение аспекта (отношение горизонтальной длины волны к толщине слоя h) для этой моды равно 2,828. О форме конвективных ячеек теория Рэлея никакой информации не дает.

Рассмотренная выше задача решалась и при других граничных условиях. Оказалось, что в зависимости от граничных условий меняется и значение $\text{Ra}_{\text{кр},n=1}$ (табл. 4.1):

Таблица 4.1.

Критические числа Рэлея для неустойчивых слоев жидкости с разными типами границ		
Тип граничных условий	$\text{Ra}_{\text{кр},n=1}$	Отношение аспекта конвективных ячеек
Две жесткие границы	1707,76	2,0,6
Одна жесткая и одна свободная границы	1,00,65	2,312

Результаты, приведенные в табл.4.1, ожидаемы. В самом деле, на жестких границах происходит трение жидкости, препятствующее развитию конвективных движений. Следовательно, для возникновения конвекции в этом случае требуется большая неустойчивость слоя жидкости, т. е. значит, более высокое критическое число Рэлея, чем в случае границ без трения.

Следует отметить, что критические числа Рэлея, полученные согласно линейной теории Рэлея, неоднократно (особенно для случая обеих жестких границ) проверялись в лабораторных экспериментах и были подтверждены.

При $\text{Ra} > \text{Ra}_{\text{кр},n=1}$, (т. е. в «закритическом» состоянии) линейная теория не может объяснить поведение жидкости, поскольку амплитуды мод становятся достаточно большими и нельзя пренебрегать их нелинейными взаимодействиями. Для за критического состояния необходимо рассматривать нелинейную задачу конвекции. Определенные выводы в этом

направлении удалось получить при рассмотрении взаимодействия некоторого конечного числа мод с малой амплитудой, а также в ходе лабораторных экспериментов и численного моделирования.

В частности, было установлено, что для жидкостей и газов с $Pr > 1$ (для воздуха $Pr = 0,7$) в диапазоне значений $Ra_{crit} < Ra < 22000$ конвекция приобретает форму стационарных двумерных валиков. Двумерные валики представляют собой течения, однородные вдоль одного из горизонтальных направлений, характеризующиеся в плане чередующимися полосами восходящих и нисходящих течений. Эти течения наблюдаются в реальной атмосфере и приводят к образованию рядов облачности. На отрезке $22000 < Ra < 35000$ устанавливается режим трехмерной конвекции, имеющей в плане стационарную «шахматную» форму.

В заключение отметим, что теория Рэлея строго говоря применима для только ламинарного течения жидкости, а не для условий реальной атмосферы. В частности, при моделировании реальных атмосферных движений необходимо использовать коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности, которые испытывают сильные колебания в пространстве и во времени. В системе же (4.1) эти коэффициенты приняты постоянными. Следовательно, для метеорологических приложений ценность представляют только качественные выводы теории Рэлея.

4.3. Эффекты нестационарности фоновое состояние. В лабораторных экспериментах и путем численного моделирования было показано (см. п. 4.2), что при поддержании фиксированных значений температуры на верхней и нижней границах горизонтального слоя жидкости, конвекция приобретает валиковую, а с возрастанием числа Рэлея, «шахматную» структуру. Однако в реальной атмосфере конвективные ячейки, как правило, тяготеют к гексагональной (шестигульной) форме, а не к квадратной. Объяснение этому факту также было найдено в ходе физических и численных экспериментов. Оказывается, что гексагональные конвективные ячейки возникают при нагревании или охлаждении жидкости во времени.

Как раз такие условия часто возникают в земной атмосфере. Под действием суточного хода температуры подстилающей поверхности или при крупномасштабной адвекции, когда холодная воздушная масса поступает на теплую подстилающую поверхность (или наоборот), нижняя тропосфера со временем нагревается или охлаждается. Кроме того, в атмосфере постоянно действуют внутренние источники или стоки тепла, в частности процессы конденсации водяного пара или испарения облаков и осадков, процессы нагрева и охлаждения верхней границы облаков при поглощении солнечной радиации и излучении в длинноволновом спектре.

Рассмотрим простейшую модель термически нестационарного процесса, в которой слой воздуха нагревается с постоянной скоростью, не зависящей от высоты. В таком случае уравнение притока тепла для фонового состояния примет следующий вид:

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z^2} = \text{const} = \eta, \quad (4.11)$$

Начало вертикальной координаты поместим в середину рассматриваемого слоя, так что нижняя его граница будет находиться на высоте $z = -0.5h$, а верхняя – на высоте $z = 0.5h$. Пусть в начальный момент времени ($t=0$) температура на нижней границе $\bar{\theta}(-0.5h) = \theta_0$, а на верхней границе $\bar{\theta}(0.5h) = \bar{\theta} = \bar{\theta}_0 + l/h$, где $l = \{\theta_0 - \bar{\theta}_0\}/h$ – фоновый градиент температуры. Тогда решение (4.11) принимает вид:

$$\bar{\theta} = \theta_0 + \eta t + l \left(z + \frac{1}{2}h \right) + \frac{\eta}{2\kappa} \left(z^2 - \frac{1}{4}h^2 \right), \quad (4.12)$$

Как видно, при нестационарном процессе профиль фоновой температуры является параболическим, причем направление кривизны определяется знаком η – скорости нагревания – охлаждения.

Физически сходной и математически идентичной является задача теплопроводности с постоянным внутренним источником тепла. В этом случае фоновое состояние считается стационарным, и уравнение притока тепла имеет вид:

$$0 = \kappa \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z^2} + q,$$

Очевидно, что решением этого уравнения также будет параболический профиль, если q постоянная.

Потрудно получить уравнение притока тепла для мезомасштабных пульсаций потенциальной температуры, аналогичное уравнению (4.2d), но теперь с учетом (4.12):

$$\frac{d\bar{\theta}'}{dt} = w' w' N_{\text{eff}} + \text{Pr}^{-1} \nabla^2 \bar{\theta}', \quad (4.13)$$

где $N = h^2 \eta / \kappa \Delta \bar{\theta}$ – безразмерный параметр, характеризующий скорость нагревания.

Численное решение задачи с уравнением притока тепла (4.13) приводит к следующим результатам. При небольших сверхкритических числах Рэлея конвекция приобретает вид квазидвумерных валиков, но восходящие и нисходящие ветви валиков становятся асимметричными: при $\eta > 0$ область восходящих движений становится более узкой, чем область нисходящих течений, в то время как вертикальные скорости в областях восходящих движений больше. При $\eta < 0$ наблюдается обратная картина.

При $8000 < Ra < 16000$ (в зависимости от скорости нагрева – охлаждения) происходит переход циркуляции от двумерных валчков к гексагональным ячейкам. При нагревании конвективного слоя образуются открытые конвективные ячейки с нисходящими движениями в центре и восходящими движениями на периферии, причем площадь нисходящих движений превышает площадь, занятую восходящими движениями. Скорость нисходящих движений значительно меньше, чем восходящих.

Если конвективный слой со временем охлаждается, то образуются гексагональные закрытые ячейки с восходящими движениями в центре и нисходящими – на периферии, причем площадь восходящих движений значительно превышает площади нисходящих движений.

При $Ra \geq 25000$ стационарная конвекция сменяется осциллирующей: развитые конвективные ячейки периодически разрушаются, при этом в других местах возникают новые ячейки, которые через некоторое время также разрушаются, и т.д.

Перейдем к объяснению, почему при нестационарном процессе наблюдается асимметрия восходящих и нисходящих течений. Рассмотрим случай нагревания конвективного слоя со временем, т.е. случай $\eta > 0$. При нагревании, в силу (4.12), самая неустойчивая стратификация наблюдается в нижней части слоя, поэтому там восходящие частицы получают наибольшие ускорения. В верхней же части слоя стратификация приближается к безразличной, и частицы, начинающие там движение вниз, получают значительно меньшие ускорения. Поэтому восходящие движения в середине слоя $z = 0$ характеризуются значительно большими скоростями, чем нисходящие. А поскольку количество массы, переносимое вверх, должно быть равно массе, переносимой вниз, то площадь, занимаемая восходящими потоками, более узкая, чем площадь, занимаемая нисходящими. В случае охлаждения имеет место обратная ситуация: наиболее неустойчивая стратификация, согласно (4.12), наблюдается в верхней части слоя, поэтому нисходящие движения быстрее восходящих и занимают меньшую площадь.

Выше рассмотрена одна из возможных причин изменчивости по высоте турбулентного потока тепла в фоновом состоянии – термическая нестационарность. Применительно к атмосфере причинами такой изменчивости может быть также неоднородность мелкомасштабной турбулентности по вертикали $K \neq const$ (выше коэффициент температуропроводности читается постоянным), а также действие радиационных и фазовых (конденсация – испарение) источников тепла. Так, например, длинноволновое излучение с верхней границы облаков может привести к образованию закрытых конвективных ячеек, как это имеет место в области холодных океанических течений в субтропиках. Выделение же тепла за счет конденсации приводит к тому, что области восходящих течений становятся более узкими и интенсивными, а области компенсирующих нисходящих течений – более широкими и менее интенсивными.

4.4. Нелинейная задача конвекции. Система уравнений Э.Н. Лоренца и странный аттрактор. Как уже было отмечено в п. 4.2, линейная теория Рэлея может быть применена только к описанию конвекции на начальной стадии ее развития, когда вызванные ею возмущения гидродинамических полей еще достаточно малы. Когда же эти возмущения становятся конечными, необходимо рассматривать уравнения Буссинеска с учетом адвективных слагаемых. Однако аналитическое решение нелинейной системы Буссинеска наталкивается на значительные трудности, и к настоящему времени предложены только некоторые частные ее решения. Тем не менее, и эти частные решения позволяют сделать ряд фундаментальных выводов о характере конвекции в подогреваемом снизу горизонтальном слое жидкости (газа). Одним из замечательных результатов в данном направлении стала работа выдающегося американского метеоролога Эдварда Нортона Лоренца (Lorenz, 1963).

Основываясь на данных наблюдений, согласно которым при числах Рэлея, незначительно превышающих критическое значение, наблюдается квазидвухмерная конвекция валичкового типа, рассмотрим уравнения (3.14а-в) в двухмерной постановке, без учета сил Кориолиса и источников тепла:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} + \nu_m \nabla^2 u, \quad (4.14a)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + \nu_m \nabla^2 w, \quad (4.14б)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + u \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} - w \frac{\Delta \theta}{h} = \kappa \nabla^2 \theta', \quad (4.14в)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (4.14г)$$

Здесь компонента скорости v и производные всех величин по y приняты равными 0. Теперь представим компоненты скорости через функцию тока: $u = -\partial \psi / \partial z$, $w = \partial \psi / \partial x$. Тогда уравнение (4.14г) превращается в тождество. Уравнение (4.14б) продифференцируем по x , (4.14а) – по z , и из первого результата вычтем второй. Проведя несложные преобразования в получившемся уравнении, а также в (4.14в), приходим к системе:

$$\frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial t} = -\frac{\partial (\psi, \nabla^2 \psi)}{\partial (x, z)} - \nu_m \nabla^2 \psi = -\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta'}{\partial x}, \quad (4.15a)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = -\frac{\partial (\psi, \theta')}{\partial (x, z)} + \frac{\Lambda \theta}{h} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \kappa \nabla^2 \theta', \quad (4.15б)$$

Здесь $\partial(f, g) / \partial(x, z) = \partial f / \partial x \cdot \partial g / \partial y - \partial f / \partial y \cdot \partial g / \partial x$ – якобиан. Будем искать частное решение (4.15а, б) в виде

$$\psi = a - (1 + a^2) \kappa X(t) - 2 \sin(\pi a h^{-1} x) \sin(\pi h^{-1} z), \quad (4.16a)$$

$$\theta' = \pi^{-1} \text{Ra}_{\text{crit}}^{-1} \text{Ra}^{-1} \Delta \theta Y(t) \sqrt{2} \cos(\pi a h^{-1} x) \sin(\pi h^{-1} z) + Z(t) \sin(2\pi h^{-1} z), \quad (4.16\text{б})$$

где a определяет волновое число вдоль оси OX : $k_x = \pi a h^{-1}$; $X(t)$, $Y(t)$, $Z(t)$ – функции времени, подлежащие определению. Функция $X(t)$ определяет максимальную скорость конвективных движений, $Y(t)$ – разницу температур между восходящими и нисходящими струями, $Z(t)$ – отклонение вертикального профиля температуры от линейного. Если подставить (4.16а, б) в (4.15а, б) то получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\dot{X} = -\text{Pr} X + \text{Pr} Y, \quad (4.17\text{а})$$

$$\dot{Y} = -XZ + rX - Y, \quad (4.17\text{б})$$

$$\dot{Z} = XY - bZ, \quad (4.17\text{в})$$

где точкой сверху обозначены производные по безразмерному времени $\tau = \pi^2 h^{-2} (1 + a^2) \kappa t$, $\text{Pr} = \nu_{\text{ж}} / \kappa$ – число Прандтля, $r = \text{Ra}_{\text{crit}}^{-1} \text{Ra}$, и $b = 4(1 + a^2)$. Система уравнений (4.17а – в), носящая название *системы Лоренца*, имеет, по крайней мере, три стационарных решения. Во-первых, это тривиальное решение $X = Y = Z = 0$, соответствующее состоянию покоя, и, кроме того, – два решения, описывающие стационарные режимы конвекции, которые возможны при $r > 1$:

$$X = Y = \pm b(r-1), \quad Z = r-1. \quad (4.18)$$

Общее же решение нелинейной системы (4.17а – в) неизвестно, поэтому при произвольных начальных условиях $X_{t=0} = X_0$, $Y_{t=0} = Y_0$, $Z_{t=0} = Z_0$ ее приходится решать численными методами.

Лоренц решил систему (4.17а – в) численно при следующих значениях параметров: $\text{Pr} = 10$, $a^2 = 0.5$ (так что $b = 8.3$), и некотором сверхкритическом значении числа Рэлея, и получил следующие результаты:

- Состояние покоя горизонтального слоя жидкости при сверхкритическом значении числа Рэлея неустойчиво. Это можно видеть на рис. 4.7: небольшое начальное возмущение температуры, задаваемое значением переменной Y , приводит впоследствии к колебаниям значительной амплитуды;
- Эволюция системы конвективных ячеек имеет ярко выраженный неперiodический характер (рис. 4.7). Непериодичность является следствием нелинейности системы (4.17а – в);

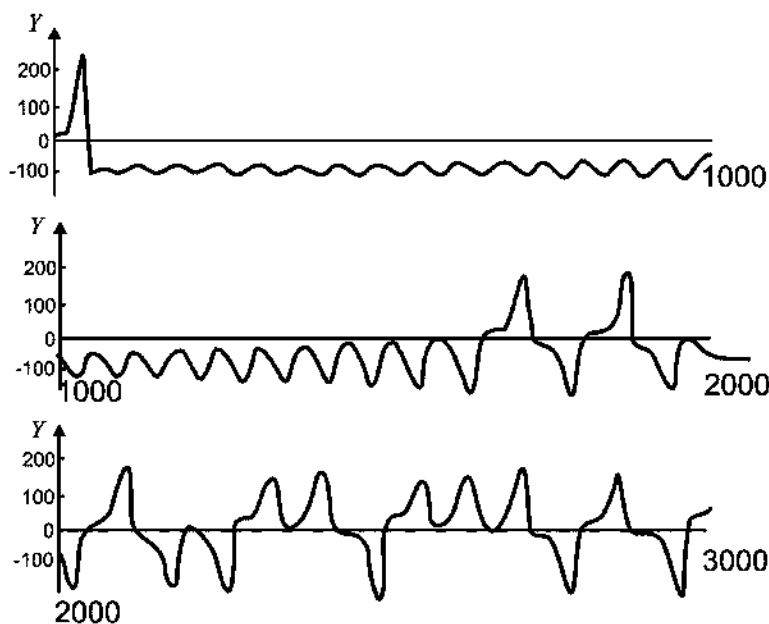


Рис. 4.7. Временной ход переменной Y в задаче Лоренца (по горизонтальной оси отложен номер шага по времени)

- Траектории системы в фазовом пространстве* «наматываются» вокруг точек,

* *Фазовое пространство* – математическое пространство, координатами которого являются параметры состояния физической системы. Состояние системы в любой момент времени характеризуется точкой в фазовом пространстве, а эволюция системы во времени – некоторой траекторией. В нашем случае фазовое пространство трехмерно, и его координатами являются переменные X , Y и Z .

соответствующих состоянию стационарной конвекции (4.18) (рис. 4.8). Причем следует отметить, что точка состояния системы сначала совершает несколько оборотов вокруг одной из точек (4.18), затем несколько оборотов вокруг другой точки, затем несколько оборотов вокруг первой, и т. д. Смена точки, вокруг которой совершаются обороты траектории, физически означает, что в области восходящих движений возникают нисходящие течения, в области же нисходящих – восходящие (циркуляционная картина «переворачивается», «меняет знак»);

– Какой бы ни была начальная точка траектории системы, начиная с некоторого момента времени, эта траектория принимает вид, показанный на рис. 4.8. Следовательно, точки C и C' образуют *аттрактор*** системы (4.17а-в).

** *Аттрактором* называют притягивающее множество траекторий в фазовом пространстве системы дифференциальных уравнений (или описываемой ею физической системы). Любая траектория системы с некоторого момента времени оказывается в пределах аттрактора, и в дальнейшем не покидает его.

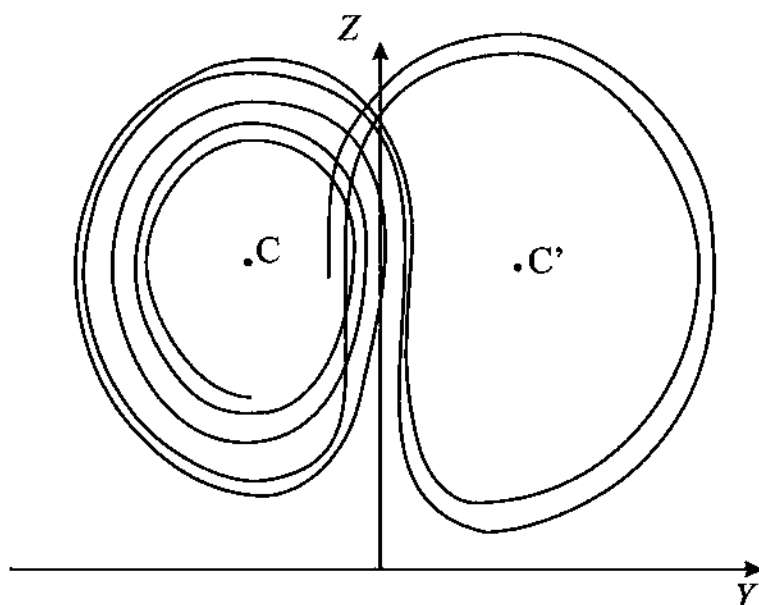


Рис. 4.8. Траектории системы Лоренца в фазовом пространстве. Точки C и C' обозначают стационарные решения системы

Аттрактор, полученный Лоренцем, был назван *странным аттрактором* благодаря непериодическому поведению решения системы в его пределах. Любопытно, что в своей пионерной статье 1963 г. (Lorenz, 1963) Лоренц не использует понятие «аттрактор», и даже не заостряет внимание на качестве траекторий системы «притягиваться» к некоторому множеству. Тем не менее именно открытие странного аттрактора стало одним из основных достижений Лоренца. В настоящее время применение этого понятия вышло далеко за рамки метеорологии и, тем более, теории конвекции. Оказалось, что поведение многих физических, химических, биологических и даже социальных систем аналогично непериодическому режиму конвекции в горизонтальном слое жидкости. В настоящее время понятия «аттрактор» и «странный аттрактор» играют фундаментальную роль в теории динамических систем, нелинейной динамике и синергетике.

Результат Лоренца имеет принципиальное значение для теории предсказуемости атмосферных процессов. В самом деле, из неустойчивости решений системы (4.17а – в) следует чувствительность решений к начальным условиям. Иными словами, даже малая ошибка в начальных значениях прогнозируемых величин через некоторое время приведет к значительным ошибкам. В применении к прогнозу погоды это означает, что небольшая ошибка в задании начального состояния атмосферы со временем возрастает, и через некоторый период времени становится слишком большой, чтобы прогноз мог иметь практическую ценность. Значит, достаточно точный прогноз погоды на сколь угодно долгий срок невозможен в принципе. Несмотря на то, что это вывод сделан на основе простейшей системы (4.17а – в), представляющей только частный атмосферный процесс, он был неоднократно подтвержден в

последующих исследованиях, проведенных с использованием моделей общей циркуляции атмосферы (Динамика погоды, 1988).

Однако наряду с пессимистическим выводом о степени предсказуемости погоды, результат Лоренца дает некоторую надежду на удачный прогноз изменений климата. В самом деле, если существует аттрактор, то, несмотря на неточное знание начальных условий, можно утверждать, что траектория системы со временем выйдет на некоторое множество и в дальнейшем его не покинет. В применении к климатической системе это означает, что каким бы ни было ее начальное состояние, при заданных внешних условиях она в конечном счете выйдет на некоторый установившийся режим. Из этого следует, что в смысле существования аттрактора (если он существует!), климатическая система предсказуема и задача прогноза климата может быть переформулирована как задача определения аттрактора климатической системы (Дымников и Филатов, 1994).

5. Мезомасштабные системы глубокой конвекции

Глубокая конвекция, в отличие от мелкой конвекции, развивается в слоях большой вертикальной протяженности, охватывающих почти всю тропосферу, а иногда и нижнюю часть стратосферы. С точки зрения горизонтальных масштабов глубокая конвекция охватывает большой диапазон движений от мезо γ (изолированные кучево-дождевые облака) до мезо α (мезомасштабные конвективные комплексы и линии шквалов). В настоящем параграфе основное внимание будет уделено конвективным движениям на масштабах мезо β (20 – 200 км) и мезо α (>200 км). С практической точки зрения анализ и прогноз мезомасштабных систем глубокой конвекции представляет большой интерес, поскольку с ними бывают связаны интенсивные ливневые осадки и паводки, градобития и шквальные ветры, причиняющие значительный экономический ущерб. Эти системы наблюдаются как в тропической зоне, так и в умеренных широтах в теплый период года.

5.1. Общая характеристика явления. Основной особенностью глубокой конвекции является ее большая вертикальная протяженность. По причине проникновения восходящих движений на значительные высоты в системах глубокой конвекции конденсируется большое количество водяного пара. Теплота конденсации нагревает частицы воздуха и сообщает им дополнительное вертикальное ускорение. Таким образом, фазовые переходы влаги играют ключевую роль в развитии и поддержании систем глубокой конвекции. Вторая важная особенность глубокой конвекции состоит в том, что, вследствие ее больших горизонтальных масштабов, на нее оказывает существенное влияние горизонтальная неоднородность

метеорологических полей синоптического масштаба, эффект вращения Земли (сила Кориолиса), и неоднородность подстилающей поверхности.

В последнее время широкое распространение получила классификация систем глубокой конвекции, предложенная Р. А. Мэддоксом (Maddox, 1980). Она основана на геометрии и горизонтальных размерах этих систем, наблюдаемых на снимках облачности со спутников (рис. 5.1).

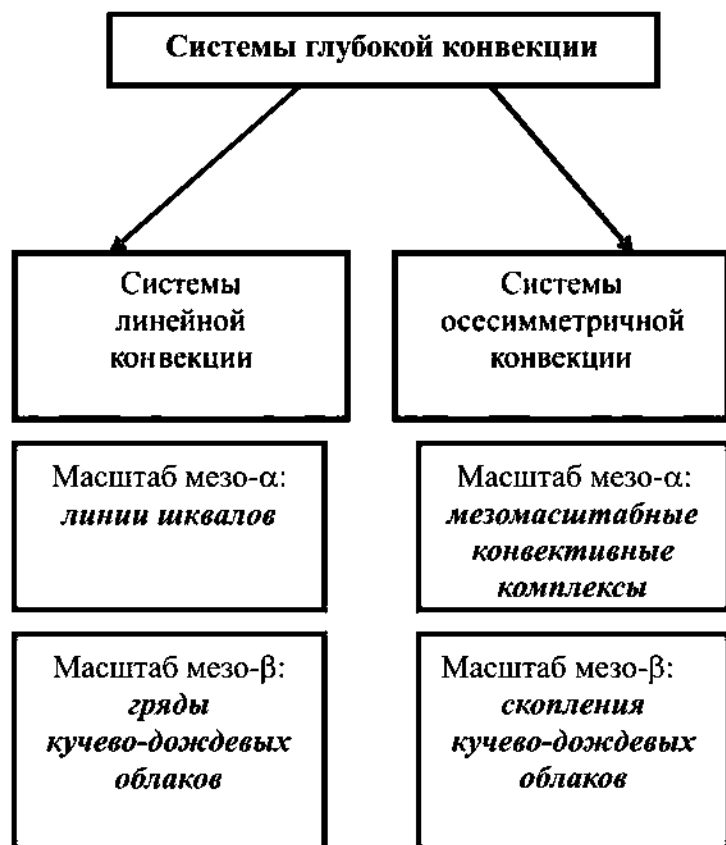


Рис. 5.1. Морфологическая классификация систем глубокой конвекции

5.2. Мезомасштабные конвективные комплексы (МКК). Первоначально для обозначения крупных (размером > 200 км) массивов кучево-дождевой облачности с почти круговой формой как в тропиках, так и в умеренных широтах употреблялся термин «скопления кучево-дождевых облаков». В более поздние годы, особенно применительно к территории США, для таких массивов был введен термин «мезомасштабный конвективный комплекс».

По данным Д. М. Роджерса и соавторов (Rodgers et al., 1983) над территорией США образуется ежегодно 30–40 МКК. На протяжении активной части своего жизненного цикла МКК генерирует много опасных явлений погоды: торнадо, крупный град, интенсивные ливни и паводки, катастрофические порывы ветра и грозовую деятельность. Почти каждый пятый МКК над территорией США (Maddox, 1983) приводит к значительным разрушениям и человеческим жертвам.

Для МКК характерна компактная облачная система по форме близкая к кругу (рис. 5.2), состоящая из кучево-дождевых и слоистых облаков большой вертикальной мощности.

Характерный диаметр этой системы составляет 250 – 300 км, а средняя продолжительность жизни около 10 ч, иногда до 16 – 18 ч. Отмечались случаи, когда МКК существовали несколько дней подряд, периодически ослабевая и усиливаясь.

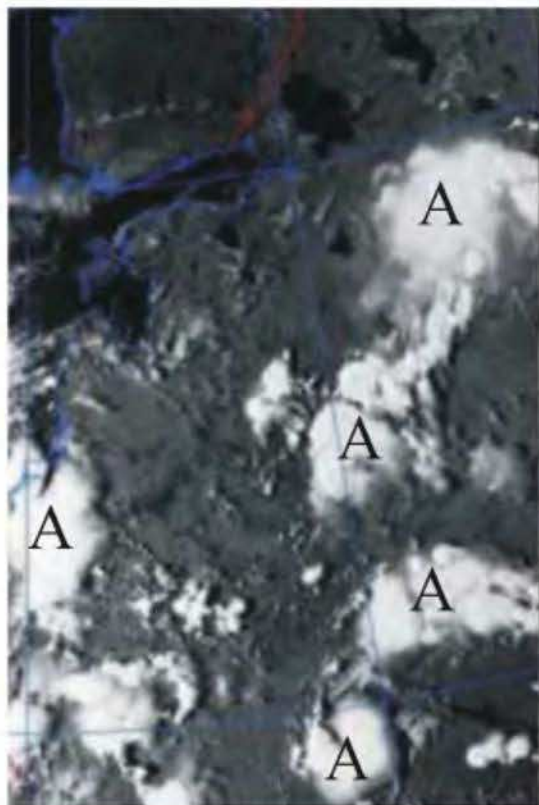


Рис. 5.2. Мезомасштабные конвективные комплексы над западной частью ЕТР (обозначены буквами А)

На основании спутниковых, радиолокационных и наземных данных наблюдений установлено, что в своем развитии МКК последовательно проходит шесть стадий.

1. *Стадия, предшествующая образованию облаков*; характеризуется конвергенцией влаги в нижней части тропосферы благодаря слабовыраженным коротким волнам на стационарных атмосферных фронтах или завихренности*, оставшейся от предшествующих МКК;
2. *Стадия образования облачного массива*; процесс конвергенции влаги приводит к образованию облаков, конденсации водяного пара и нагреву нижнего слоя тропосферы;
3. *Стадия роста МКК*; область конвергенции воздушных потоков в нижней тропосфере расширяется и начинает захватывать среднюю тропосферу, область максимальных вертикальных скоростей поднимается до уровня ~ 400 гПа;
4. *Стадия максимального развития*; в верхней тропосфере появляется антициклоническая циркуляция, в средней тропосфере – циклоническая циркуляция, у поверхности земли – область высокого давления в зоне испаряющихся осадков;
5. *Стадия затухания*; циркуляция сохраняется, но ослабевает конвергенция потоков в средней тропосфере, снабжающая систему влагой;

6. *Стадия разрушения:* сохраняются элементы антициклонической циркуляции в верхней тропосфере, циклоническая циркуляция в средней тропосфере, но их мощность по вертикали убывает, осадки прекращаются.

Завихренность вызывает вертикальную компоненту вектора вихря.

Интенсивность осадков достигает максимума через 1-2 ч после стадии образования облачного массива МКК, причем 36% осадков имеет интенсивность менее 7 мм/ч, и 45% менее 10 мм/ч. Таким образом, значительная часть осадков выпадает с небольшой интенсивностью, т.е. из слоистообразной облачности. Вклад осадков из слоистообразной облачности увеличивается на поздних стадиях развития МКК. Мезомасштабная циклоническая циркуляция, оставшаяся после разрушения МКК, иногда сохраняется до следующего дня и становится причиной нового обострения конвекции.

Из сказанного выше вытекают две основные особенности МКК:

- образование мезомасштабного вихря с вертикальной осью;
- сравнительно большой для конвективной системы жизненный цикл.

Жизненный цикл МКК и его основные стадии достаточно успешно воспроизводятся современными трехмерными негидростатическими численными моделями, в которых учтены перенос и фазовые переходы влаги, а также достаточно хорошо параметризованы другие микрофизические процессы. В этих моделях удастся воспроизвести образование мезоциклона в средней тропосфере – ключевого фактора для длительного жизненного цикла МКК и поддержания компактной облачной системы. Естественно, что процесс образования завихренности в природе и при его моделировании весьма сложен, и, в частности, включает действие неадиабатических процессов. Ниже, для простоты изложения, ограничимся чисто динамическим механизмом генерации вихря с вертикальной осью в кучевом облаке.

5.3. К механизму образования завихренностей в кучево-дождевых облаках. Если пренебречь силой Кориолиса (вследствие относительно небольших горизонтальных масштабов облаков), а также силами вязкости, то уравнения для горизонтальных компонент скорости примут вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (5.1a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - w \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (5.1b)$$

Применим к ним перекрестное дифференцирование

$$\frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial t} - v \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial t} - w \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y},$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left| \frac{\partial v}{\partial t} = u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right.$$

и сложим результаты, получив выражение для вертикального вихря $\omega_z = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$:

$$\frac{d\omega_z}{dt} = \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - D\omega_z, \quad (5.2)$$

где $D = \partial u / \partial x + \partial v / \partial y$ — плоская дивергенция. Если к правой части (5.2) прибавить и отнять $\partial w / \partial y + \partial w / \partial y$, то получим уравнение в более удобной для анализа форме:

$$\frac{d\omega_z}{dt} = \omega_x \frac{\partial w}{\partial y} - \omega_y \frac{\partial w}{\partial x} - D\omega_z. \quad (5.3)$$

Первые два слагаемых в правой части представляют собой так называемый член закручивания, а третий — член вытягивания. Член вытягивания начинает действовать только тогда, когда завихренность уже образовалась ($\omega_z \neq 0$), поэтому он не может быть ответственным за ее генерацию. Генерация имеет место только тогда, когда член закручивания становится отличным от нуля, т. е. когда одновременно имеют место вихрь с горизонтальной осью (ω_x, ω_y) и горизонтальный градиент вертикальной скорости.

Горизонтальные компоненты вихря ω_x и ω_y появляются в кучево дождевых облаках вместе с горизонтальным градиентом температуры. В этом легко убедиться, если вывести уравнения для ω_x и ω_y . В самом деле, в определения горизонтальных компонент вихря входят градиенты вертикальной скорости $\partial w / \partial y$ и $-\partial w / \partial x$, соответственно. А в уравнении для w фигурирует ускорение силы плавучести, равное $-g\theta'_0/\theta'_0$. Поэтому при образовании уравнения для $d\omega_x/dt$ получается член вида $-g\theta'_0/\partial\theta'_0/\partial y$, а для $d\omega_y/dt$ — вида $-g\theta'_0/\partial\theta'_0/\partial x$. Таким образом, горизонтальный градиент потенциальной температуры генерирует завихренность.

Уравнение для ω_z в отсутствие сил вязкости выглядит следующим образом:

$$\frac{d\omega_z}{dt} = \omega \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial z} - D_z \omega = \frac{g}{\theta'_0} \frac{\partial \theta'_0}{\partial y} - f \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \text{где } D_z = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \text{ — дивергенция в плоскости } YOZ.$$

Из-за пространственной периодичности температурных пульсаций, которая, как правило, имеет место в кучевом облаке, периодичность также наблюдается и в компонентах вихря ω_x и ω_y . Последнее же обстоятельство, согласно (5.3), приводит к тому, что в кучево дождевом облаке образуется ячеиковая (периодическая в пространстве) структура завихренности, а не единичный микроциклон.

Рассмотрим теперь ситуацию, когда в атмосфере имеется крупномасштабный (синоптический) поток с вектором скорости $V = (u, v, 0)$. Вертикальная компонента скорости равна нулю, поскольку предполагается, что конвекция развивается вдаль от атмосферных

фронтов. Кроме того, примем, что $u = f(z)$ и $v = f_1(z)$. Тогда, после упрощений Буссинеска и линеаризации, система (5.1) примет вид:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + u' \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial u'}{\partial y} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (5.4a)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + u' \frac{\partial v'}{\partial x} + v' \frac{\partial v'}{\partial y} + w' \frac{\partial v'}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y}, \quad (5.4б)$$

Здесь чертой сверху обозначены величины, относящиеся к фоновому потоку, а величины со штрихами являются отклонениями от фонового состояния. Преобразуя (5.4) перекрестным дифференцированием, получим:

$$\frac{d\omega_z'}{dt} = \omega_x' \frac{\partial w'}{\partial x} + \omega_y' \frac{\partial w'}{\partial y}, \quad (5.5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + u' \frac{\partial}{\partial x} + v' \frac{\partial}{\partial y}, \\ \omega_x' &= -\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}, \quad \omega_y' = \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \\ \omega_z' &= \frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Учитывая (5.6) перепишем (5.5) в виде:

$$\frac{d\omega_z'}{dt} = -\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial w'}{\partial y}. \quad (5.7)$$

Рассмотрим, как различные вертикальные профили фонового ветра влияют на вертикальный вихрь ω_z .

Рассмотрим случай *плоско-параллельного потока*: $v=0$, $u=f(z)$ и используем для простоты линейный профиль скорости $u = az+b$, где a и b – положительные константы. В таких предположениях уравнение (5.7) примет простой вид:

$$\frac{d\omega_z'}{dt} = a \frac{\partial w'}{\partial y}, \quad (5.8)$$

из которого следует, что положительная завихренность будет образовываться справа от области восходящих течений (центральной части кучево дождевого облака), а отрицательная – слева, если смотреть вниз по потоку (рис. 5.3).

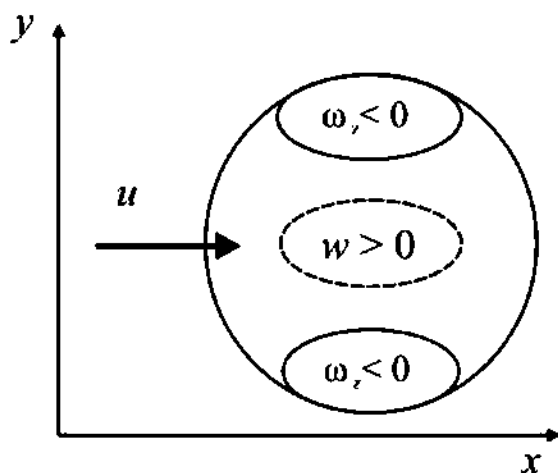


Рис. 5.3. Распределение завихренности в горизонтальном сечении кучево-дождевого облака в случае плоско – параллельного фонового потока

Как видно на рис. 5.3, под действием плоско-параллельного потока в облаке образуется так называемый диполь, состоящий из областей положительной и отрицательной завихренности. Отметим, что в данном случае наблюдается полная антисимметрия завихренностей относительно оси OX , поскольку они равны по модулю и противоположны по знаку.

Теперь рассмотрим эффект *кругового годографа скорости* на формирование завихренности в облаке. Круговой годограф выражается следующими формулами:

$$\bar{u} = -\cos \lambda z, \quad (5.9a)$$

$$\bar{v} = \sin \lambda z. \quad (5.9б)$$

Он представляет вектор скорости ветра, который постоянен по модулю и вращается с высотой по часовой стрелке в случае $\lambda > 0$ и против часовой стрелки в случае $\lambda < 0$ (если смотреть сверху). Круговой годограф является упрощенным вариантом спирали Экмана (напомним, что в спирали Экмана с ростом высоты происходит не только вращение ветра, но и изменение его модуля). Подставляя (5.9а, б) в (5.7), получаем

$$\frac{d\omega_z'}{dt} = \lambda \bar{u} \frac{\partial w'}{\partial x} + \lambda \bar{v} \frac{\partial w'}{\partial y} = \lambda \left(\bar{\mathbf{V}}, \nabla_h w' \right), \quad (5.10)$$

где выражение в скобках обозначает скалярное произведение векторов горизонтальной скорости фонового ветра и горизонтального градиента пульсации вертикальной скорости. Согласно полученной формуле (5.10) при $\lambda > 0$ (правое вращение ветра с высотой) положительная завихренность в движущихся частицах будет формироваться в наветренной части облака, а отрицательная – с подветренной. Причем поскольку по мере возрастания завихренности частицы будут смещаться к центральной части облака (области максимальных значений w'), то зона максимальной завихренности будет смещена к центральной части облака.

Рассмотренные выше механизмы образования завихренности вследствие горизонтальных градиентов температуры, а также за счет сдвига фонового ветра, несомненно, должны

действовать в реальной атмосфере, но в них не учтены многие другие процессы, в частности, радиационные и фазовые притоки тепла. Поэтому, чтобы успешно воспроизводить реальные (гораздо более сложные) ситуации, необходимо использовать численные модели с полным учетом нелинейной динамики и физики процессов.

5.4. Линии шквалов. Общая характеристика явления. Линии шквалов (ЛШ) развиваются, как правило, в теплой и влажной воздушной массе на некотором расстоянии впереди холодного фронта. Поперечная структура ЛШ состоит из двух основных элементов: области интенсивной конвекции на переднем крае ЛШ и области слоистообразной облачности в ее тыловой части. На рис. 5.4 приведена схема течений и облачности на ЛШ, полученная на основании измерений в конкретной ЛШ в штате Канзас (анализировалось 11 временных сечений по доплеровскому МРЛ).

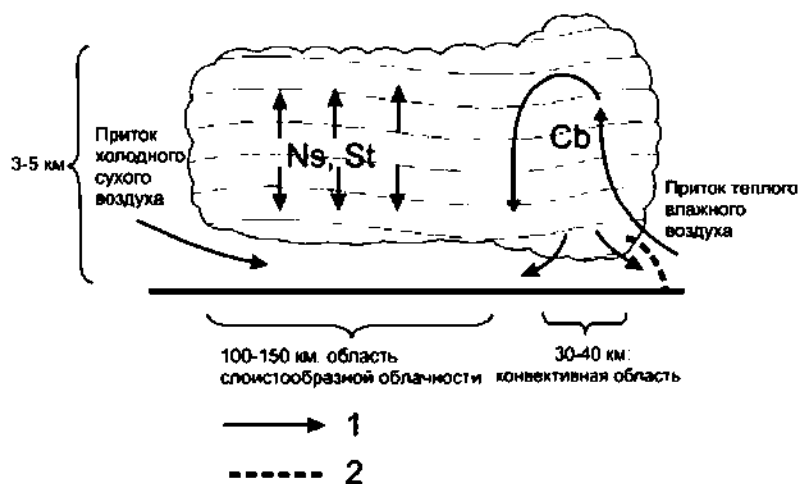


Рис. 5.4. Вертикальный поперечный разрез линии шквалов в штате Канзас. 1 – направление движения воздуха, 2 – фронт порывистости

5.5. Механизм образования линий шквалов. Применительно к образованию ЛШ в умеренных широтах возможность воздействия различных физических механизмов была рассмотрена в работе С. Е. Коха (Koch, 1984). Среди возможных механизмов Кох отдает предпочтение замкнутой мезомасштабной циркуляции, которая развивается перед холодным фронтом в нижнем слое тропосферы вследствие более интенсивного нагревания воздуха в безоблачных или малооблачных условиях вдали от фронта, по сравнению с зоной фронта, где присутствуют низкие слоистообразные облака. Механизм такого рода был предложен также в работе В. Й. Сана и Й. Огуры (1979). Таким образом, в этих работах возникновение термически прямой циркуляции объясняется режимом естественной конвекции в нижнем слое атмосферы, напоминающим механизм бризовой циркуляции (см. параграф 8). Однако следует отметить, что естественная конвекция в случае ЛШ является скорее спусковым механизмом для глубокой конвекции: бурному же развитию глубокой конвекции способствует выделение большого

количества скрытого тепла конденсации, если влагосодержание теплой воздушной массы достаточно велико.

5.6. Дугообразные долгоживущие системы. Дугообразная долгоживущая система (ДДС) представляет собой своеобразную форму скопления кучево-дождевых облаков. Такие системы являются чаще всего составными частями ЛШ и отличаются довольно продолжительным временем жизни и очень сильными ветрами. Обычно они начинают свое развитие с большой и мощной по вертикали конвективной ячейки, которая может быть частью более обширной ЛШ. По мере усиления приземных ветров, ячейка трансформируется в дугообразный сегмент ячеек с наиболее сильными ветрами у вершины дуги. В период максимального развития в ДДС может образоваться циклоническая завихренность впереди слева и антициклоническая – сзади справа от направления перемещения системы (рис. 5.5). На стадии деградации система превращается в облачную «запятую» с циклоническим вращением. Размер таких дуговых систем составляет обычно 40–120 км, а время жизни – от несколько часов до 18 ч. Скорость ветра в порывах достигает 26 м/с и более. Прохождение ДДС сопровождается разрушительными ветрами в полосе нескольких сот километров шириной и до 1000 км длиной. Этот тип возмущений образуется при повышенных скоростях ветра в средней тропосфере (20 м/с на поверхности 500 гПа).



Рис. 5.5. Схематическое изображение облачности ДДС по радиолокационным данным

5.7. Некоторые опасные явления, сопутствующие системам глубокой конвекции. При развитии глубокой конвекции часто генерируются циркуляции масштаба «микро» и «мизо» (в терминологии Т. Фуджиты), представляющие значительную опасность для населения и хозяйственной инфраструктуры.

Нисходящим порывом или *микропорывом* называется сильный нисходящий поток воздуха, образующийся под кучево-дождевым облаком или скоплением кучево-дождевых облаков. По снимкам поврежденной растительности горизонтальные размеры индивидуальных нисходящих

порывов оцениваются в 10–30 км. Микропорывом называют более мелкий нисходящий порыв, размером менее 4 км.

Образование нисходящих порывов под основанием кучево-дождевых облаков связано с испарением осадков в подоблачном слое и переносом количества движения из облака массой выпадающих осадков. Скорость нисходящих движений в таких порывах достигает 20–30 м/с, но чаще находится в пределах от 5 до 20 м/с. Длительность явления составляет от 3 до 30 мин в зависимости от горизонтального масштаба нисходящего порыва. При встрече нисходящего порыва с поверхностью Земли образуется зона оттока воздуха от центральной части нисходящего порыва (рис. 5.6).

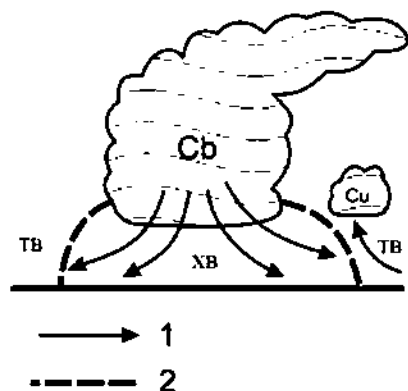


Рис. 5.6. Нисходящий порыв под кучево-дождевым облаком. 1 – направление движения воздуха, 2 – фронт порывистости, ТВ – теплый воздух, ХВ – холодный воздух

Максимальные скорости ветра в области оттока наблюдаются на расстоянии от одного до нескольких километров от оси нисходящего течения, на высотах до 50 м. Скорость ветра в области оттока может достигать 30–40 м/с. Кроме того, вблизи поверхности земли появляется область очень большой дивергенции потока, которая представляет опасность для взлета и посадки самолетов. Нисходящие порывы явились причиной нескольких крупных авиакатастроф. После анализа причин одной из таких катастроф Т. Фуджитой и был введен термин «микропорыв», который был затем заменен более общим термином «нисходящий порыв». Значения $\nabla_h \vec{V} \approx 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ (разница скорости ветра 30 м/с на расстоянии 3 км) вблизи земной поверхности являются характерными при нисходящих порывах.

Поскольку явление нисходящего порыва является довольно частым и опасным, производилось численное изучение причин, приводящих к его образованию, с привлечением негидростатических моделей, имеющих достаточно хороший блок параметризации микрофизических процессов. Численные эксперименты показали, что основными факторами, определяющими интенсивность нисходящего порыва, являются температурная стратификация и влажность воздуха в подоблачном слое, а также интенсивность осадков. Чем более неустойчива стратификация, чем суше подоблачный слой воздуха, и чем интенсивнее осадки, тем лучше развивается нисходящий порыв.

Фронт порывистости был обнаружен значительно раньше, чем нисходящий порыв. Этот термин введен для обозначения внезапного усиления скорости ветра у поверхности Земли, область которого перемещается подобно фронту с воздушным потоком. Теперь уже является очевидным, что фронт порывистости является по существу передним краем холодной воздушной массы, растекающейся в подоблачном слое из области нисходящих движений под кучево-дождевым облаком (скоплением кучево-дождевых облаков или линией шквалов) (рис. 5.5). Объем холодного воздуха, образующийся под кучево-дождевым облаком, имеет плотность намного больше окружающего теплого воздуха, вследствие чего образуется хорошо известное в гидравлике плотностное течение. На переднем крае этой растекающейся «капли» холодного воздуха и образуется фронт порывистости, представляющий собой классический холодный фронт в миниатюре. Приближение фронта порывистости можно наблюдать визуально по образующимся на его переднем крае кучевым облакам, которые выглядят обычно устрашающе черными, т. к. не освещены солнцем. Эти облака образуют вал, который в отечественной литературе называют «шквальной воронкой».

Фронты порывистости вызывают шквальное усиление ветра. Как правило основной ущерб при прохождении линии шквалов бывает связан как раз с фронтом порывистости. Из-за него линии шквалов получили свое наименование.

Фронты порывистости представляют интерес также в том смысле, что на них очень часто возникает новая зона глубокой конвекции, т. е. фронт порывистости «строит» перед уже развитыми кучево-дождевыми облаками новые облака. При столкновении двух фронтов порывистости от сошедших конвективных систем часто возникает взрывное развитие глубокой конвекции, и за десятки минут возникает новая мощная гряда кучево-дождевых облаков.

Торнадо. Т. Фуджита дает следующее определение: *торнадо* – это быстро вращающийся мезоциклон, сопровождающийся разрушительным ветром на земной поверхности или вблизи нее и почти всегда наблюдаемый как облачная воронка, выходящая из кучево-дождевого облака. Детальная статистика по торнадо имеется в США, где они регистрируются с 1916 г. С 1916 по 1980 г. в США было зафиксировано около 26 000 торнадо. В одном только 1979 г. было зарегистрировано 779 торнадо (около 2 в сутки). Размер вихревой воронки торнадо составляет от 40 до 4000 м. Оценка скорости ветра в торнадо представляет большую сложность, поскольку система циркуляции сама по себе невелика и вероятность пересечения торнадо наблюдательной площадки мала. Кроме того, измерение скорости традиционными контактными датчиками практически исключается, т. к. подобного рода приборы просто разрушаются. Доплеровская техника к настоящему времени еще не достигла достаточно высокого пространственного разрешения, чтобы определять размеры торнадо и скорости в нем. Поэтому оценки скорости в торнадо делаются, в основном, по масштабу причиненных разрушений. В отдельных случаях

ветер определяется по данным измерений на сети специальных датчиков давления. Оценки по воздействию торнадо на различные предметы дают скорости до 216 м/с. Структура торнадо часто бывает довольно сложной: на периферии основной воронки образуются так называемые вихри всасывания, которые вращаются вокруг ее центра. Размер таких вихрей составляет, как правило, 40–50 м, их число может достигать шести.

Подробные наблюдения за одним из торнадо в США дали следующие результаты. Основная воронка двигалась со скоростью 28 м/с, а орбитальные скорости вихрей всасывания достигали 66–83 м/с. Движение воронки и вихрей всасывания определяли фотограмметрическими методами по киносъемке разрушений. Складывая скорость воронки и орбитальные скорости вихрей, получаем оценку результирующей скорости в 94–111 м/с. Из анализа разрушений вытекало, что полоса максимального ветра в таких вихрях составила всего 3–5 м шириной.

6. Мезомасштабные возмущения в циклонах

В течение 80 лет в синоптической метеорологии доминирует концептуальная модель волнового циклогенеза и фронтогенеза, включающая в себя понятия теплого, холодного фронтов и фронта окклюзии. Эта модель, предложенная Бергенской школой синоптической метеорологии в 20-х годах XX в. и базировавшаяся в основном на довольно редкой сети наземных данных, не претерпела существенных изменений и после организации сети наблюдений в свободной атмосфере и наблюдений за облачным покровом со спутников. Новые средства наблюдений в целом подтверждали правильность фронтальной модели атмосферных возмущений синоптического масштаба в умеренных и высоких широтах.

Вместе с тем новые средства наблюдений, обладавшие высоким разрешением во времени и пространстве (прежде всего спутниковые и радиолокационные наблюдения), позволили обнаружить ряд новых деталей как в крупномасштабной структуре циклонических циркуляций, так и в их мезомасштабной структуре.

В мезомасштабной структуре циклонических циркуляций было выделено два основных класса движений:

- 1) мезомасштабные вторичные течения на атмосферных фронтах синоптического масштаба;
- 2) мезомасштабные циклонические возмущения, возникающие за пределами основных атмосферных фронтов.

6.1. Мезомасштабная структура атмосферных фронтов. В соответствии с классическими представлениями, движение воздуха вдоль фронтальной поверхности раздела представляется в

виде упорядоченного крупномасштабного восхождения, которое порождает облачность и осадки, однородно распределенные в пространстве. Однако на основании анализа радиолокационных измерений было обнаружено, что распределение осадков в зоне фронтов неоднородно и имеет полосную структуру. А именно, в пределах одной фронтальной зоны имеется несколько полос, вытянутых вдоль фронта, шириной 30–70 км и длиной в несколько сотен километров. В них осадки более интенсивны, в то время как между полосами располагаются зоны шириной 60–120 км, в которых интенсивность осадков незначительна или вообще отсутствует. Морфологические характеристики этих полос весьма различны и будут рассмотрены ниже.

П. В. Хоббсом (Hobbs, 1978) была предложена классификация мезомасштабных полос осадков, основанная на изучении 50 циклонов у северо-западного побережья США. В соответствии с этой классификацией выделяются следующие основные типы мезомасштабных полос осадков:

- полосы теплого фронта (1а, 1б, рис. 6.1);
- полосы теплого сектора (2, рис. 6.1);
- полосы холодного фронта (3а, 3б, рис. 6.1);
- предфронтальные полосы на фронте окклюзии (4а, 4б, рис. 6.1);
- полосы за холодным фронтом (5, рис. 6.1).

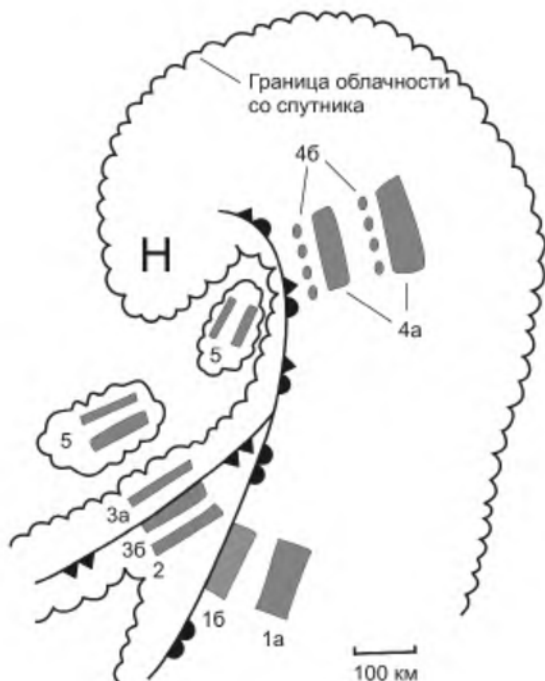


Рис. 6.1. Мезомасштабные полосы осадков: 1а, 1б — на теплом фронте, 2 — в теплом секторе, 3а, 3б — на холодном фронте, 4а, 4б — на фронте окклюзии, 5 — за холодным фронтом

6.2. Полосы осадков теплого фронта. Полосы осадков на теплом фронте имеют, как правило, ширину около 50 км, а расстояние между соседними полосами составляет около

100 км. Они располагаются перед приземной линией фронта. Обычно в зоне теплого фронта располагается 1–3 полосы осадков, ориентированных параллельно линии фронта. Время жизни этих полос составляет около 8 ч. Они перемещаются со скоростью теплого фронта, в то время как ветер в слое их образования направлен обычно параллельно линии фронта.

Наличие полос осадков в зоне фронта объясняется следующим образом. Как показали измерения радиоэха и компонент скорости с помощью двух доплеровских радиолокаторов (Heymssfield, 1979), выше фронтального раздела существуют серии замкнутых циркуляций валикового типа (рис. 6.2). В восходящих ветвях этих валиковых систем формируется мощная облачность, дающая наиболее интенсивные осадки. Ниже фронтального раздела (нижний слой тропосферы) в зоне выпадения осадков образуются области нисходящих течений и оттока воздуха. Области образования осадков поднимаются на все большую высоту по мере удаления от приземной линии фронта. В связи с этим осадки, образующиеся в первой полосе (облачность которой находится наиболее высоко), могут не достигать поверхности земли, испаряясь в подфронтальном слое сухого воздуха.

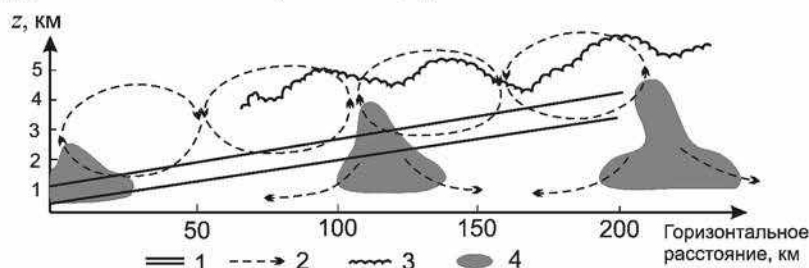


Рис. 6.2. Мезомасштабные полосы осадков на теплом фронте. 1 – теплый фронт, 2 – направление движения воздуха, 3 – граница облачности, 4 – полосы осадков

6.3. Полосы осадков теплого сектора. Полосы осадков в теплом секторе обычно имеют ширину около 50 км. Они ориентируются вдоль линии холодного фронта у поверхности земли. Морфология и внутренняя структура этих полос могут быть весьма различными в зависимости от состояния подстилающей поверхности и характеристик воздушной массы, составляющей теплый сектор циклона. Над холодной подстилающей поверхностью (зимой над континентами) такие полосы, как правило, вообще отсутствуют. При большой неустойчивости теплой воздушной массы в летнее время они представляют собой линии шквалов, которые были рассмотрены в п. 5.4.

6.4. Полосы осадков холодного фронта. Полосы осадков на холодном фронте могут быть подразделены на два типа: полосы шириной приблизительно 50 км, образующиеся над поверхностью фронтального раздела на значительном расстоянии от линии фронта у поверхности земли, и полосы шириной 5–20 км, которые совпадают с положением линии фронта у поверхности земли (рис. 6.3).

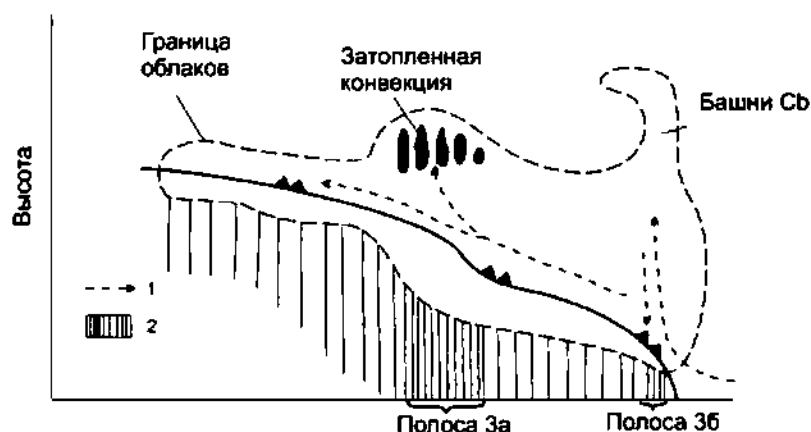


Рис. 6.3. Мезомасштабные полосы осадков на холодном фронте. 1 – направление движения воздуха, 2 – зона осадков

В широких полосах скорость восходящих движений достигает нескольких десятков см/с. Как видно на рис. 6.3, зону интенсивных осадков формирует скопление «затопленных» кучево-дождевых облаков. «Затопленная» конвекция объясняется вынужденным поднятием воздуха вдоль крутого участка фронтальной поверхности. Кроме того, она может усиливаться за счет радиационного выхолаживания верхней границы облаков.

Узкая полоса осадков характеризуется интенсивным мезомасштабным восхождением, скорость которого достигает 1 м/с. Сразу же за зоной восходящего течения следует узкая область нисходящего потока. По данным П. В. Хоббса и К. Р. Бисваса (Hobbs et al., 1979), узкая полоса состоит обычно из скоплений кучево-дождевых облаков, имеющих в плане эллиптическую форму, большие оси которых ориентированы под углом примерно 35° к линии фронта (рис. 6.4). Каждый такой массив состоит из нескольких активных кучево-дождевых облаков. Ширина скопления $B \cong 5$ км, длина $L \cong 20$ км, расстояние между соседними скоплениями $D \cong 5$ км. Облачные скопления движутся со скоростью холодного фронта, но в то же время имеют составляющую движения и вдоль фронта. Скорость этого тангенциального движения совпадает с тангенциальной составляющей средней скорости ветра в слое от 0 до 500 м. Приведенные выше характеристики узких полос осадков относятся к ситуациям неглубокой конвекции (область радиозахв МРЛ поднимается не выше 3 км).



Рис. 6.4. Очаги конвекции на холодном фронте

6.5. Предфронтальные полосы осадков на фронте окклюзии. В облачной системе, связанной с фронтом окклюзии, выделяется два типа полос осадков:

- широкие полосы осадков, образованные массивами мощной облачности, формирующиеся в теплом воздухе над фронтом окклюзии (рис. 6.1, 4а);
- узкие, резко очерченные полосы осадков в районе относительно холодного воздуха на высотах, следующие за широкими полосами осадков (рис. 6.1, 4б).

Широкие полосы осадков являются очень распространенными в системах окклюдий. Они имеют ширину 50–70 км, длину несколько сотен километров и располагаются обычно в массе теплого и влажного воздуха над фронтальной поверхностью. Структура этих полос неоднородна. В них выделяются скопления конвективной облачности размером до 50 км. Скорость восходящих движений в этих скоплениях достигает 1,2–1,5 м/с. Полосы осадков вытянуты параллельно сдвигу ветра в облачном слое, где происходит их образование. Они могут существовать более 12 ч, а крупные скопления облаков, из которых они состоят, прослеживаются часто в течении 6–8 ч. Конвекция локализована над устойчиво стратифицированной зоной фронтального раздела.

Узкие полосы осадков, выпадающих иногда из волнообразных облаков, возникают в ядрах холодного воздуха под фронтальной поверхностью, и соответствуют районам конвекции умеренной интенсивности. Облачность верхнего яруса здесь отсутствует, поскольку по высоте конвекция ограничена устойчиво стратифицированной фронтальной зоной, и полосы можно идентифицировать не только по радиолокационным наблюдениям, но и по снимкам облачности со спутников. Ширина этих полос составляет 5–10 км.

6.6. Полосы осадков за холодным фронтом. Эти полосы осадков являются результатом образования гряд кучево-дождевых облаков в массе холодного воздуха, следующей за холодным фронтом. Из этих облачных гряд часто выпадают кратковременные, но интенсивные

ливневые осадки. Зафронтальные полосы ориентируются параллельно холодному фронту или под некоторым небольшим углом к нему. Они неоднородны структуре и состоят из серии скоплений кучево-дождевых облаков размером до 5 км. Благоприятные условия для их образования возникают при переносе холодной воздушной массы на теплую подстилающую поверхность, поскольку в таком случае воздушная масса становится неустойчивой. Такие условия характерны зимой над поверхностью океана, а в теплое время года – над континентами.

6.7. Механизм образования мезомасштабных полос осадков. По мнению большинства исследователей, мезомасштабные полосы в зоне фронта вызваны частным случаем бароклинной неустойчивости – симметричной неустойчивостью, которая реализуется в виде квазидвумерных циркуляционных вальков. В пользу такого механизма свидетельствует замкнутая система течений, а также ориентация полос осадков вдоль вектора сдвига ветра. В этой связи рассмотрим упрощенную двумерную линейную задачу симметричной неустойчивости, объясняющую причины появления мезомасштабных полос осадков на фронте.

Рассмотрим устойчивость возмущений основного потока, в котором $v = v(x, z)$, $u = w = 0$ и относительно которого выполняются условия гидростатики и геострофичности. Эти два условия позволяют получить соотношение термического ветра:

$$f \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x}, \quad (6.1)$$

Поток реализуется в бесконечном по оси OY канале, стратифицированном с постоянным вертикальным градиентом $\partial \bar{\theta} / \partial z = const$. Поперек канала, вдоль оси OX , имеет место постоянный горизонтальный градиент температуры $\partial \bar{\theta} / \partial x = const$. Для простоты получения аналитического решения предположим, что верхняя и нижняя границы канала жесткие и безприлипания:

$$u' = 0, \quad \frac{\partial u'}{\partial z} = \frac{\partial v'}{\partial z} = 0 \quad (6.2)$$

для $z = 0, \pm 2H$.

На боковых границах принимаются условия периодичности всех функций. Роль вязкости в рассматриваемом процессе очевидна: она сглаживает пространственные градиенты метеовеличин, поэтому для простоты решения задачи пренебрежем ею. Кроме того, линеаризуем адвективные слагаемые относительно основного потока. Тогда уравнения мелкой конвекции (3.14) примут вид:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} + fv', \quad (6.3a)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} = -u' \frac{\partial v'}{\partial x} - w' \frac{\partial v'}{\partial z} - \theta v', \quad (6.35)$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{g}{\theta} \theta'. \quad (6.36)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0, \quad (6.37)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = -u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \quad (6.38)$$

При граничных условиях (6.2) решение системы (6.3а–д) с постоянными коэффициентами представим в виде волны:

$$f(x, z, t) = \hat{f} \exp(-\lambda t + ik_1 x + inz), \quad (6.4)$$

где $\hat{f}$ – любая из величин u' , v' , w' или θ' , $\hat{f}$ – амплитуда колебаний, k_1 и n – волновые числа вдоль осей OX и OZ , соответственно, λ – инкремент затухания колебаний. При $\lambda < 0$ амплитуда решения возрастает со временем (течение неустойчиво) и развиваются валиковые циркуляции, в противном случае течение со временем затухает. Подстановка решения (6.4) в систему (6.3а–д) приводит к дисперсионному соотношению, связывающему инкремент затухания с волновыми числами и характеристиками фоновой течения. Опуская промежуточные выкладки, приведем окончательный результат:

$$-\lambda = -\frac{N^2 k_1^2}{k_1^2 + n^2} - \frac{n^2 l}{k_1^2 + n^2} \left[1 + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right] + \frac{2k_1 n}{k_1^2 + n^2} \frac{g}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}. \quad (6.5)$$

Здесь $N^2 = g\bar{\theta}^{-1} \partial \bar{\theta} / \partial z$ – квадрат частоты Брэгга – Вайселя. Как видно из (6.5), неустойчивость ($\lambda < 0$) может возникнуть только при положительном подкоренном выражении, т. е. при

$$2k_1 n \frac{g}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} > N^2 k_1^2 + n^2 \eta, \quad (6.6)$$

где $\eta = 1 + \partial \bar{v} / \partial x$ – абсолютный вихрь. Из (6.6) следует, что симметричная неустойчивость может возникнуть только после того, как при прочих равных условиях возникает достаточно большой горизонтальный градиент температуры, причем он должен быть тем больше, чем больше устойчивость атмосферы (N^2) и чем больше абсолютный вихрь. Используя уравнение термического ветра (6.1), условие неустойчивости (6.6) перепишем следующим образом:

$$2k_1 n l \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} > N^2 k_1^2 + n^2 \eta, \quad (6.7)$$

Из неравенства (6.7) следует, что сделанный только что вывод о роли горизонтального градиента температуры в возникновении симметричной неустойчивости можно дословно повторить в отношении сдвига ветра.

Рассмотренный механизм симметричной неустойчивости основывается на упрощенной системе уравнений (6.3а–д), в которой опущены слабые диффузии (вязкости), адвекции, а также не учтены процессы переноса радиации и фазовых переходов влаги. В случае постановки более общей задачи, когда учитываются силы вязкости и решается более полная система уравнений, получающуюся систему течений именуют *наклонной конвекцией*, поскольку циркуляционные конвективные контуры оказываются сильно наклонены. Симметричная неустойчивость, которая развивается при достижении воздухом насыщения в результате упорядоченного подъема, получила название *условной симметричной неустойчивости*.

6.8. Нефронтальные мезомасштабные вихри. *Нефронтальными мезомасштабными вихрями* (НМВ) называют циклонические циркуляции в умеренных и высоких широтах с горизонтальными размерами 100–500 км, которые зарождаются и продолжают существовать вне прямой связи с фронтальными системами синоптического масштаба. Наличие таких систем в атмосфере было обнаружено при анализе изображений облачного покрова, полученных со спутников в начале 60-х годов прошлого столетия. В литературе получило распространение несколько названий этого явления: «нефронтальные мезомасштабные вихри», «облачные завитые», «вторичные циклоны», «завихренности», «полярные циклоны». Наибольшее количество исследований посвящено НМВ, образующимся зимой в холодных воздушных массах над теплыми акваториями океанов в высоких широтах.

НМВ образуются в атмосфере не столь часто, как циклоны синоптического масштаба на фронтах, но заслуживают внимания, поскольку с ними бывают связаны резкие ухудшения погоды. Так, по данным Дж. Д. Локателли и соавторов (Locatelly et al., 1982) на северо-западе Тихого океана 20% штормов в период с 1973 по 1980 г. было обусловлено НМВ, развивающимися в холодной воздушной массе. За 11 лет в Атлантическом океане было зарегистрировано более 70 НМВ, скорость ветра в которых превышала 20 м/с (Fedor et al., 1984). В Южном океане, по данным Р. Х. Кларка (Clark, 1977), две трети всех случаев циклогенеза связано с такими мезомасштабными вихрями.

Горизонтальные размеры НМВ в отдельных случаях могут достигать 1000 км. Время жизни таких вихрей составляет чаще всего 1–2 суток. Их облачные системы могут принимать вид слабоорганизованного скопления кучево дождевых облаков, облачной завитой или семейства облачных спиралей, состоящих из конвективных облаков.

Развитие таких циклонов характеризуется очень быстрым падением давления. Так, в одном из НМВ в Атлантике в феврале 1989 г. давление за сутки упало на 35 гПа с 973 до 938 гПа. В глубоком мезомасштабном циклоне, вышедшем на юг Англии в ночь с 15 на 16 октября 1987 г., давление за 12 ч упало на 14 гПа с 972 до 958 гПа, причем скорость ветра достигала 45 м/с. В феврале 1983 г. мезоциклон при выходе на побережье США принес сильный снегопад (в

Вашингтоне выпал снег, образовав слой высотой 100 см), при этом погибло 69 человек. Мезомасштабные циклоны всегда характеризуются ливневыми осадками.

Мезомасштабным вихрям соответствует участки повышенной циклонической завихренности в средней тропосфере и повышенная термическая неустойчивость в нижней тропосфере, возникающая в результате перемещения холодной воздушной массы над теплой подстилающей поверхностью.

Статистика о детальной внутренней структуре НМВ практически отсутствует, поскольку они наблюдаются чаще всего над океанами, где сеть метеорологических измерений недостаточна для систематического изучения этих образований. Однако можно сделать косвенные суждения о внутренней динамике НМВ на основании снимков облачного покрова со спутников. Последние свидетельствуют о том, что в НМВ существенную роль играют конвективные процессы (облачные системы состоят преимущественно из конвективных облаков).

Резюмируя данные о сходстве и отличиях мезомасштабных вихрей от циклонов синоптического масштаба, полученные различными авторами на основании анализа отдельных случаев, можно заключить, что часть таких вихрей, особенно с облачной системой в виде занятой, имеют строение в целом сходное со строением фронтального циклона, в то время как некоторые из них обладают существенной осевой симметрией, характерной скорее для тропических циклонов.

6.9. Общие закономерности горизонтального теплообмена в атмосфере. Резюмируем общие закономерности механизма горизонтального теплообмена в атмосфере. При достижении некоторых критических горизонтальных градиентов плотности (температуры) в атмосфере, состояние равновесия не может более поддерживаться вязкими силами (точнее, турбулентностью, или совокупностью некоррелированных вихрей малого масштаба), и реализация потенциала неустойчивости происходит посредством возникновения упорядоченных (конвективных, в широком понимании этого слова) систем течений, которые обеспечивают эффективный обмен теплом, влагой и количеством движения. Однако при возникновении таких течений в некоторых локальных областях вновь повышается потенциал неустойчивости, порождающий когерентные течения меньшего пространственного масштаба, которые складывают метеорологические поля на этом масштабе. Далее, при разрешении неустойчивости «малого» масштаба, появляются области неустойчивости еще меньшего масштаба, которые порождают соответствующие циркуляции и т. д. Таким образом, получается цепочка процессов с уменьшающимися горизонтальными масштабами, в которой реализуется *каскад энергии* (перенос энергии) в сторону меньших масштабов. Эта цепочка в терминах масштабов атмосферных циркуляций хорошо известна: глобальный масштаб, синоптический,

мезомасштаб, масштаб конвективных облаков, турбулентность⁶. Результатом действия каскада энергии должна стать полная «ликвидация» горизонтальных градиентов метеорологических величин на всех масштабах, однако этого не происходит вследствие притока солнечной радиации к неоднородной земной поверхности. Неоднородность в поглощении деятельной поверхностью солнечной радиации приводит к горизонтальной неоднородности температуры поверхности и воздушных масс, и таким образом в атмосфере опять возникают неустойчивые бароклинные зоны разных масштабов.

⁶ С физической точки зрения, эту цепочку можно продолжать в десятке молекулярный масштаб, атомный и т.д., однако эти масштабы не входят в объект исследования метеорологии.

7. Орострафические мезомасштабные течения

В атмосфере имеется широкий класс движений, который можно отнести к вынужденным колебаниям. К этому классу относятся течения, вызванные постоянно действующим возбудителем, локализованным в пространстве, или периодически действующим возбудителем. Роль такого возбудителя в атмосфере играет, прежде всего, рельеф. Причем оказываемое им действие является двойным: он действует чисто механически, отклоняя падающий поток вверх и вбок, и термически, создавая локальные перегревы (охлаждения). Термический эффект рельефа вызывает развитие склоновых и горно-долинных циркуляций, которые будут рассмотрены в параграфе 9. Настоящий параграф посвящен атмосферным течениям, вызванным механическим воздействием рельефа.

7.1. Мезомасштабные барьерные эффекты. Горные хребты и возвышенности оказывают заметное влияние на условия погоды, особенно на распределение облачности и осадков. Так, например, с наветренной стороны Каскадных гор в шт. Вашингтон (США), высота которых достигает 2–3 км, годовая сумма осадков в прибрежной зоне шириной менее 100 км составляет 2500–2700 мм, в то время как с подветренной стороны в зоне шириной 100–150 км она не превышает 150–350 мм. Приведем другой пример: с наветренной стороны гор Южного Уэльса в Великобритании, высота которых не превышает 600 м, интенсивность осадков в 3 раза превышает их интенсивность с подветренной стороны. Подобного рода барьерные эффекты проявляются практически во всех районах земного шара, и сказываются, в частности, на характере растительности на наветренном и подветренном склонах.

В общих чертах процесс обтекания горного хребта (линейно вытянутого препятствия) заключается в том, что наклонная поверхность хребта обуславливает вынужденную конвекцию. В первом приближении вертикальная скорость подъема воздуха вдоль поверхности хребта определяется простой формулой:

$$w = utg\alpha,$$

где α – угол наклона поверхности хребта, u – скорость набегающего потока. Причем, при малых углах наклона справедлива приближенная формула $tg\alpha \approx \alpha$. Таким образом, интенсивность орографического возбуждения пропорциональна скорости набегающего потока.

На рис. 7.1 изображена общая схема процесса обтекания горного хребта. На наветренной стороне происходит вынужденный подъем воздуха и конденсация водяного пара с образованием облаков различных форм. Наиболее характерной формой облаков, которые «привязаны» к горному хребту (или отдельной горе) являются чечевицеобразные облака. На наветренной стороне происходит выпадение осадков, и таким образом, воздух, преодолевший препятствие, оказывается относительно сухим. На подветренной стороне, в зависимости от стратификации воздушной массы и других факторов, могут образовываться фен (бора), подветренные волны, роторы, или цепочки Кармана.

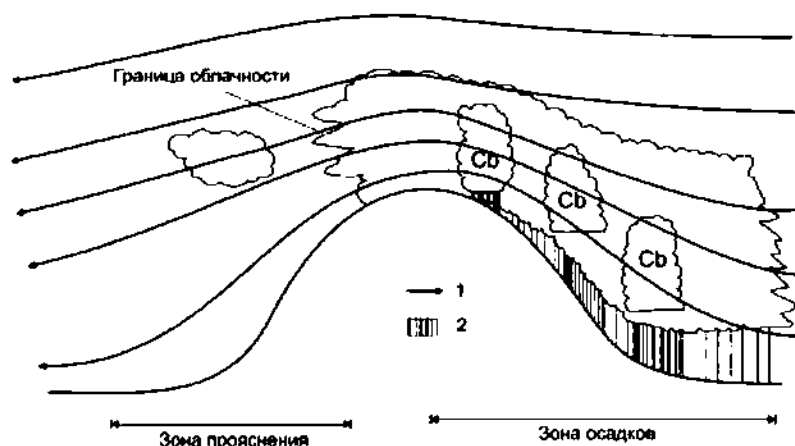


Рис. 7.1. Общая схема обтекания горного хребта воздушной массой (барьерный эффект). 1 – направление движения воздуха, 2 – зона осадков

7.2. Фены. Общая характеристика явления. Феном принято называть нисходящий поток воздуха, образующийся вследствие соскальзывания воздушной массы вдоль наклонной поверхности препятствия.

Первые подробные исследования фена были проведены в Альпах, откуда название «фен» (нем. “foehn” от лат. “favonius” – теплый западный ветер) получило распространение в научной литературе по всему миру. Однако в различных районах земного шара имеются местные названия этого явления. Так, в Скалистых горах Северной Америки используется название «чинук», в аргентинских Андах – «зонда», на побережьях Черного и Адриатического морей – «бора», на побережье оз. Байкал – «сарма» (это название происходит от названия р. Сарма, в устье которой эти ветры часто наблюдаются). Обилие названий местных ветров свидетельствует о том, что в практически любой горной системе возникают феновые явления.

Классическая форма фена связана с переваливанием воздушных масс через горный хребет, когда с наветренной стороны происходит подъем воздуха, конденсация водяного пара,

образование облачности, достигающей гребня горного хребта, а с подветренной стороны – интенсивный нисходящий поток воздуха, достигающий в предгорьях ураганной силы. Именно высокими скоростями ветра, а также резким изменением температуры и влажности воздуха, которое обычно сопутствует фену, обусловлен практический интерес к анализу и прогнозу этого явления. Так, например, 19 декабря 1933 г. в Гавре, шт. Монтана (США) при внезапном наступлении чинука температура воздуха очень быстро изменилась от -23°C до -8°C , а в последующие сутки повысилась до $+7^{\circ}\text{C}$. Скорость ветра в течение секунд может измениться от 5 до 40 м/с, в связи с чем возник термин «феновая буря». В работе Д. К. Лилли и Е. Дж. Ципсера (Lilly et al., 1972) отмечались порывы ветра в чинуке до 55 м/с. Одновременно в таких случаях происходит быстрое понижение относительной влажности (до 40–50%). Столь быстрое наступление фена и резкое изменение температуры происходит далеко не всегда, иногда процесс наступления фена занимает несколько часов.

Разновидность фена, при котором происходит резкое понижение температуры воздуха, в России и Хорватии называют *борой* (от греч. “boreas” – северный ветер), во Франции – *мистралем*. При боре наблюдается сильный порывистый ветер до 40 м/с, а в отдельных случаях до 60 м/с. Температура в течение нескольких часов может понизиться на $10\text{--}15^{\circ}\text{C}$.

Продолжительность фенов колеблется от нескольких часов до 20–30 ч, а горизонтальные размеры этого явления составляют от нескольких десятков до 100–200 км.

Следует отметить, что фены наблюдаются не только при переваливании воздушных масс через горный хребет. При образовании *антициклонических фенов* динамика крупномасштабного потока не играет существенной роли. Дело в том, что в центральных частях антициклонов крупномасштабный поток* отсутствует, поэтому антициклонические фены определяются в основном термодинамическими причинами. Они образуются в холодное полугодие, и по происхождению родственны стоковым ветрам или ветрам склонов, когда вследствие радиационного охлаждения поверхности гор более холодный и плотный воздух стекается с вершин в предгорья (рис. 7.2).

* Напомним, что под термином «крупномасштабный поток», как правило, подразумевают поток синоптического масштаба в горизонтальном направлении.

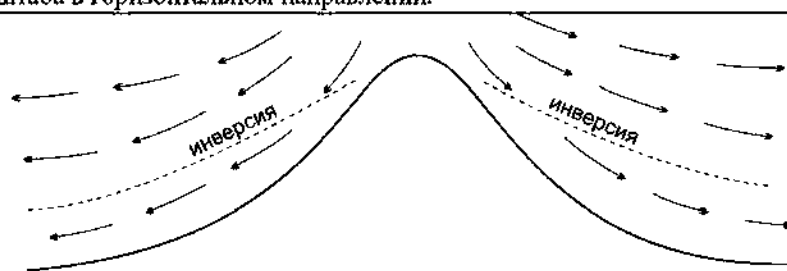


Рис. 7.2. Антициклонический фен

Так как в зимнее время покрытые снегом горы характеризуются отрицательным радиационным балансом, они представляют собой «острова холода» круглые сутки, что

приводит к формированию устойчивых выходящих потоков воздуха в условиях малооблачной антициклонической погоды. Часто антициклонический фен не достигает поверхности земли, особенно в предгорьях, но зато создает и поддерживает в течение длительного времени инверсию оседания, под которой образуются низкие слоистые облака и туманы. Инверсия способствует накоплению загрязняющих примесей в пограничном слое атмосферы. Такого рода ситуация часто случается в северных предгорьях Алтая, на Северном Кавказе, на северных склонах Заилийского Алатау. Поэтому зимой в Цюрихе, Минеральных Водах, Алма-Ате очень часто бывают закрыты аэродромы из-за туманов и низкой видимости. В Алма-Ате, кроме того, исключительно актуальна проблема загрязнения воздуха в условиях феновой инверсии.

7.3. Механизмы образования фена. Согласно мнению большинства исследователей, теплые и холодные фены генетически представляют собой одно и то же явление, а наблюдаемые изменения температуры связаны с двумя обстоятельствами: типом воздушной массы, переваливающей через хребет (теплая или холодная) и предшествующей погодой в данном пункте. Теплые фены, которые наблюдаются чаще всего в холодный сезон, приносят тепло в основном не вследствие адиабатического нагрева опускающегося воздуха, а по причине того, что «пленка» холодного воздуха с подветренной стороны вытесняется теплой воздушной массой. Аналогично, холодный фен (бора) наблюдается, как правило, на теплых побережьях (Черноморском, Средиземноморском и др.), когда масса холодного воздуха переваливает через прибрежные горные хребты. Наличие холодных фенов также свидетельствует о незначительности фактора адиабатического нагрева при скольжении воздуха вниз по склону.

Относительно механизма образования фена в настоящее время не существует единой точки зрения. Наибольшее развитие получили две теории. Первая теория объясняет развитие фена гидравлическим эффектом (*гидравлическая теория*), приводящим к образованию сверхкритического (быстрого) течения в сужающемся канале. Вторая теория интерпретирует феновый поток как результат волновых процессов, возникающих в окрестности горного препятствия при перетекании через него масс воздуха (*волновая теория*).

В рамках гидравлической теории явление фена объясняется исходя из известного в гидравлике понятия сверхкритического (быстрого) течения, которое возникает при значениях числа Фруда $Fr > 1$.

При классическом гидравлическом рассмотрении двухслойного потока, в котором более плотная жидкость с плотностью ρ_1 движется в канале со скоростью U под покоящейся менее плотной жидкостью, имеющей плотность ρ_2 ($\rho_1 > \rho_2$), число Фруда записывается в виде

$$Fr = \frac{U^2}{g \Delta \rho \cdot h_1}, \quad (7.1)$$

где $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$, h_1 - толщина слоя, занимаемая более плотной жидкостью. Из (7.1) видно, что при прочих равных условиях число Фруда растет с уменьшением слоя, занимаемого нижней жидкостью, следовательно, при его уменьшении может реализоваться условие $Fr > 1$ и возникнуть быстрое (сверхкритическое) течение вниз по потоку. Формулировка числа Фруда (7.1) уместна, например, для случая, когда рассматривается слой воды под слоем воздуха, и действительно имеет место скачок плотности по вертикали.

Применительно к атмосфере перепад плотности по вертикали может быть выражен через перепад потенциальной температуры, поэтому число Фруда записывается как

$$Fr = \frac{U^2}{g \Delta\theta/\theta_1 h_1}. \quad (7.2)$$

Для того чтобы применить гидравлическую теорию к атмосфере, необходимо, чтобы имели место условия, напоминающие условия в каналах, т.е. чтобы нижний слой был сверху ограничен «крышкой». Роль такой крышки в атмосфере играет, как правило, тропопауза или температурная инверсия в средней тропосфере (рис. 7.3).

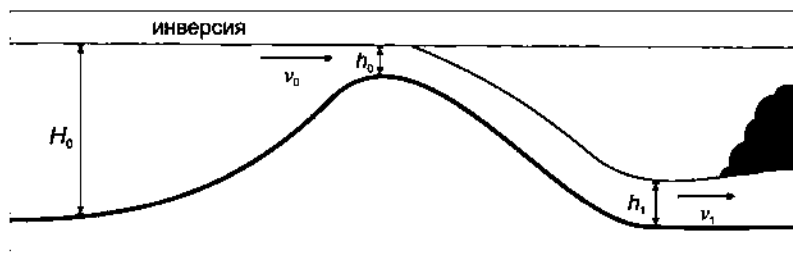


Рис. 7.3. К гидравлической теории фёна

Из (7.2) следует, что критическая скорость, при которой $Fr = 1$, определяется выражением $U_{кр} = (g \Delta\theta h / \theta_1)^{1/2}$, причем над вершиной препятствия

$$U_{0,кр} = (g \Delta\theta h_0 / \theta_1)^{1/2}. \quad (7.3)$$

Чтобы определить, какая скорость потока будет иметь место в нижнем сечении высотой h_1 , используем уравнение Бернулли, которое для несжимаемой жидкости имеет вид

$$gz + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} = const. \quad (7.4)$$

Это уравнение справедливо для движения индивидуальной частицы вдоль линий тока. Введя параметр $\varepsilon = g \Delta\theta / \theta_1$ и пренебрегая изменениями плотности и давления, из уравнения Бернулли получаем

$$\varepsilon (H_0 + h_0 - h_1) = \frac{1}{2} (v_1^2 - v_0^2), \quad (7.5)$$

где v_0 и v_1 - скорости потока в верхнем и нижнем сечениях, соответственно. Теперь привлечем естественное предположение о постоянстве расхода потока вниз по течению $Q = vh = const.$

Полная, что фен реализуется в виде критического потока, имеем $v_1 = U_{crit}$, и, подставляя это равенство в (7.3), получаем $\varepsilon = v_1^2/h_1$. Кроме того, в силу постоянства расхода потока справедливо выражение $v = v_1 h_1/h$. Используя эти уравнения в (7.5), приводим его к виду

$$\frac{v_1^2}{h_1} (H_1 + h_0 - h_1) = \frac{1}{2} v_1^2 \frac{h_1^2}{h^2} - \frac{1}{2} v_1^2,$$

и после элементарных преобразований – к уравнению 3-й степени относительно h_1/h_1 :

$$\left(\frac{h_1}{h_1}\right)^3 - \left(\frac{2}{3} \frac{H_1}{h_1} + 3\right) \frac{h_1}{h_1} - 2 = 0. \quad (7.6)$$

Уравнение (7.6) имеет различное количество действительных корней в зависимости от знака дискриминанта, причем они могут быть как положительными, так и отрицательными. Например, в случае $h_0 = 0, 4H_1$ имеем единственный положительный корень $h_1/h_1 \approx 2$. Тогда из условия постоянства расхода потока будет следовать $v_1 = 2v_1$, т. е. поток воздуха у подножья подветренного склона ускоряется в два раза относительно вершины.

Таким образом, гидравлическая теория объясняет появление фена сужением канала и соответствующим ускорением в нем воздуха, ескальзывающего вниз по склону при условии достижения числом Фруда критического значения.

Волновая теория фена заключается в том, что гравитационные волны, распространяющиеся вверх от препятствия (горы, хребта), на некоторой высоте отражаются обратно, и, достигая пограничного слоя, вступают в резонанс с волнами, начавшими движение вверх. Результатом резонанса является резкое усиление ветра в пограничном слое. При этом скорость фена зависит от высоты критического уровня – уровня, от которого происходит обратное отражение гравитационных волн. В самом деле, от этой высоты зависит разность фаз волн, распространяющихся вверх и вниз в пограничном слое, а значит, и интенсивность их резонанса. По современным представлениям, критическим уровнем является высота, на которой происходит излом кривой стратификации атмосферы (другими словами, разрыв в вертикальном распределении частоты Брента-Вэйяеля). В качестве такого уровня чаще всего выступает нижняя граница тропопаузы. Рядом исследователей высказывалось также предположение о том, что значительная часть энергии гравитационных волн может отражаться и от тропосферных инверсий. Более подробную информацию о волновых процессах, возникающих при обтекании воздушным потоком горных препятствий, можно почерпнуть в книге В. Н. Коженикова «Возмущения атмосферы при обтекании гор».

Несмотря на принципиальное отличие двух механизмов развития фена, между ними существует «компромисс». Дело в том, что на начальной стадии развития силовых склоновых

ветров, по-видимому, доминируют волновые процессы (процессы распространения волн), а на более поздних стадиях – гидравлическая динамика.

7.4. Подветренные волны и роторы. Общая характеристика явления. Явление подветренных волн заключается в том, что в результате возмущающего воздействия препятствия с его подветренной стороны движение воздуха приобретает волновой характер (рис. 7.4).

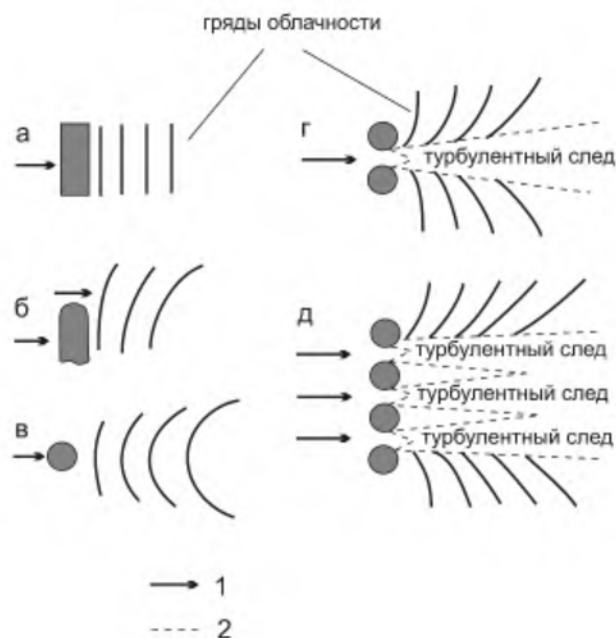


Рис. 7.4. Подветренные волны за одним препятствием (а – бесконечным, б – полуограниченным, в – круговым), двумя (г) или несколькими изолированными препятствиями (д). 1 – направление невозмущенного потока с наветренной стороны препятствия, 2 – границы зоны интенсивной турбулентности

Распространенными в природе и наиболее полно изученными являются подветренные волны, образующиеся за длинным (в идеале – бесконечно длинным) препятствием. Волновые движения в этом случае носят простейший квазидвумерный характер. В тех случаях, когда в гребнях волн образуется облачность, а в ложбинах волн опускающийся воздух удаляется от состояния насыщения, подветренные волны становятся заметными в поле облачности и легко идентифицируются на снимках облачности со спутников (рис. 7.5).

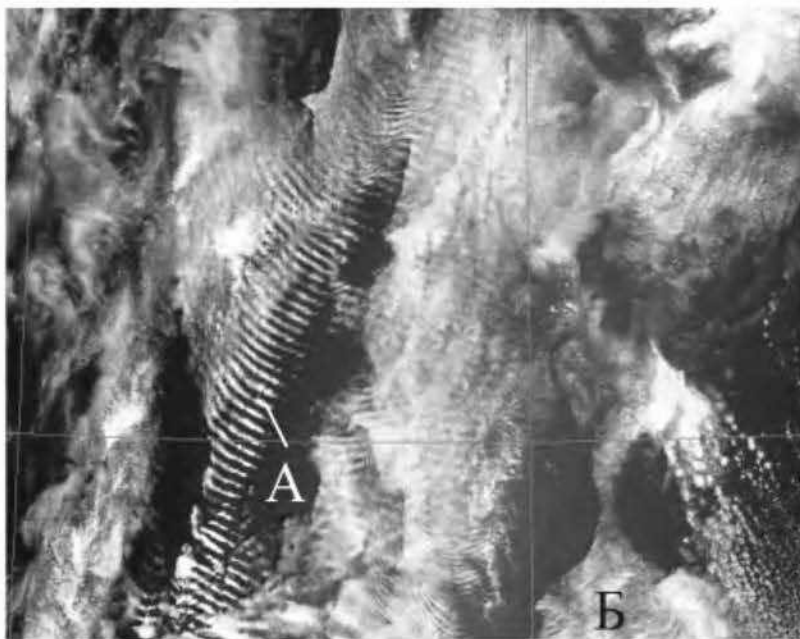


Рис. 7.5. Подветренные волны за Азорскими островами в поле облачности. А – подветренные волны, Б – северо-западное побережье Африки

Достаточно полной статистики о глобальном распределении подветренных волн не существует, однако снимки облачности со спутников указывают на то, что они часто возникают в различных районах земного шара и возбуждаются не только крупными горными хребтами, но и сравнительно невысокими возвышенностями.

Длины подветренных волн, наблюдаемых в атмосфере, изменяются от 2 до 70 км, но чаще всего находятся в пределах от 5 до 20 км. Число следующих друг за другом подветренных волн может достигать 20–30, распространяться они могут на расстояния до нескольких сотен километров от горного хребта. Самые протяженные серии волн (до 480 км) наблюдались со спутников на подветренной стороне Анд в Южной Америке. Амплитуда волны измеряется вертикальным расстоянием между гребнем и ложбиной волны. По данным наблюдений, ее значение колеблется от нескольких сотен метров до 2 км (чаще – между 300 и 500 м). С амплитудой подветренной волны связаны вертикальные скорости. Обычно они составляют 2–6 м/с, но отмечались и значения более 10 м/с. Изучение подветренных волн показало, что их характеристики обусловлены двумя основными факторами: скоростью набегающего потока и стратификацией воздушной массы (см. п. 7.5).

Если препятствие имеет приблизительно одинаковые размеры как в направлении воздушного потока, так и по нормали к нему, то под действием прямого переваливания сверху и бокового обтекания с обеих сторон волны приобретают в плане форму подков. Соответствующее расположение облаков на космических снимках сходно с расположением волн, возникающих за движущимся судном и именуемых в гидродинамике корабельными волнами. Этот термин нередко применяют и к подветренным волнам.

К подветренным волнами примыкает и другая мезомасштабная циркуляция, наблюдающаяся с подветренной стороны хребтов. Это так называемые роторы – системы замкнутой циркуляции с горизонтальной осью (рис. 7.6).

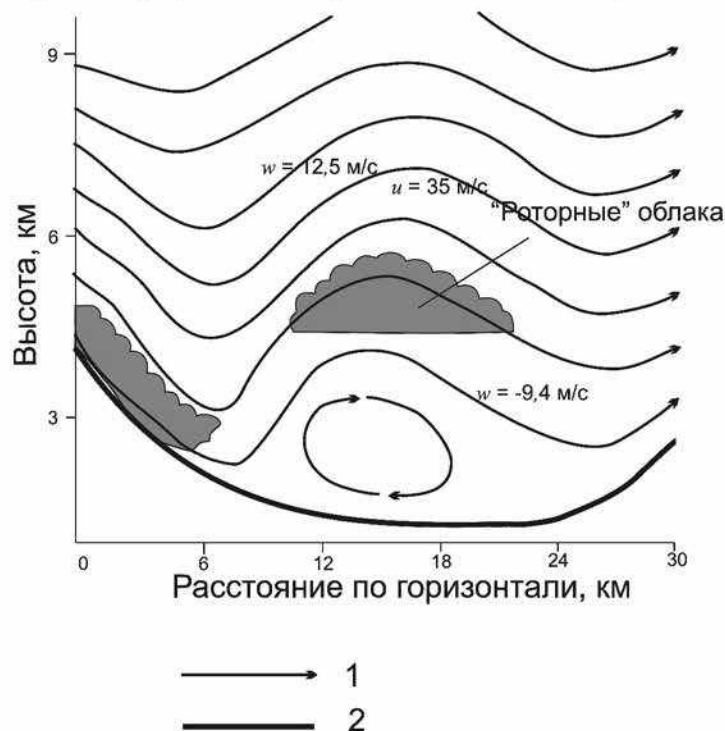


Рис. 7.6. Ротор с подветренной стороны горного хребта. 1 – линии тока, 2 – поверхность земли

Появление роторов обусловлено двумя основными факторами: профилем подветренного склона гор и скоростью ветра. Роторы чаще образуются с подветренной стороны гор, имеющих большую крутизну склонов. Скорость ветра на уровне гребня волны, при образовании роторов, как правило, превышает 15 м/с и отмечается в слое большой вертикальной мощности выше препятствия. В возвратных течениях роторов у поверхности Земли скорости ветра составляют 2–4 м/с. В зоне восходящих движений ротора образуются облака. Роторы с подветренной стороны представляют значительную опасность для авиации, и уже стали причиной большого количества летных происшествий.

7.5. Механизм образования подветренных волн и роторов. Образование волн с подветренной стороны препятствия происходит под действием вертикальных колебаний, возбуждаемых препятствием. Частицы воздуха, натекающие на гору, приобретают направленную вверх вертикальную составляющую скорости. Вынужденному подъему частиц противодействует сила тяжести, которая с подветренной стороны препятствия, после исчезновения его возбуждающего действия, начинает опускать частицы воздуха вниз до уровня, соответствующего их первоначальному состоянию. Однако вследствие инерции частицы «проскакивают» этот уровень, опускаются ниже его и приобретают отрицательную плавучесть, которая снова выталкивает их вверх. Таким образом, колебательный процесс повторяется несколько (или несколько десятков) раз, пока силы вязкости не приведут к его

затуханию. Поскольку совершающие вертикальные колебания частицы воздуха одновременно переносятся крупномасштабным потоком в горизонтальном направлении, результирующее их движение в вертикальной плоскости приобретает волновой характер.

Из этих соображений нетрудно получить выражение для длины подветренной волны. В самом деле, частота гравитационных колебаний при устойчивой стратификации – это частота Брента-Вайселя N , и если частица, испытывая колебания, одновременно движется со скоростью U , то длина описываемой ею волны равна

$$\lambda = 2\pi U / N = \lambda_d, \quad (7.7)$$

где λ_d – масштаб Дири, введенный в параграфе 2. Таким образом, неровности рельефа в случае подветренных волн играют роль возбудителя, а ответная реакция атмосферы на возбуждение определяется целиком ее собственным состоянием. Если это состояние благоприятно для образования гравитационных колебаний, подветренные волны образуются; если неблагоприятно, вызванное рельефом возмущение не приводит к их образованию.

Физический механизм образования подветренных роторов еще не вполне изучен, хотя в последние годы наблюдается существенный прогресс в этой области. В частности, удалось воспроизвести роторы в численных моделях атмосферы. В целом образование ротора может быть объяснено известным в гидродинамике явлением отрыва пограничного слоя (см. п. 7.7). Отрыв пограничного слоя возникает при обтекании жидкостью (газом) препятствия, при котором с обратной стороны препятствия вблизи его стенок возникают обратные градиенты давления, приводящие к возвратным течениям. Эти возвратные течения, взаимодействуя с общим потоком, образуют вихри.

7.6. Подветренные вихревые цепочки (цепочки Кармана). Общая характеристика явления. Суть вихревых цепочек состоит в том, что при боковом обтекании воздушным потоком торнестого препятствия с его подветренной стороны периодически генерируются мезомасштабные вихри, которые затем переносятся вниз по потоку. В результате такого обтекания с подветренной стороны препятствия образуется цепочка вихрей (рис. 7.7), получившая название цепочки Кармана по имени ученого, который впервые исследовал их теоретически.

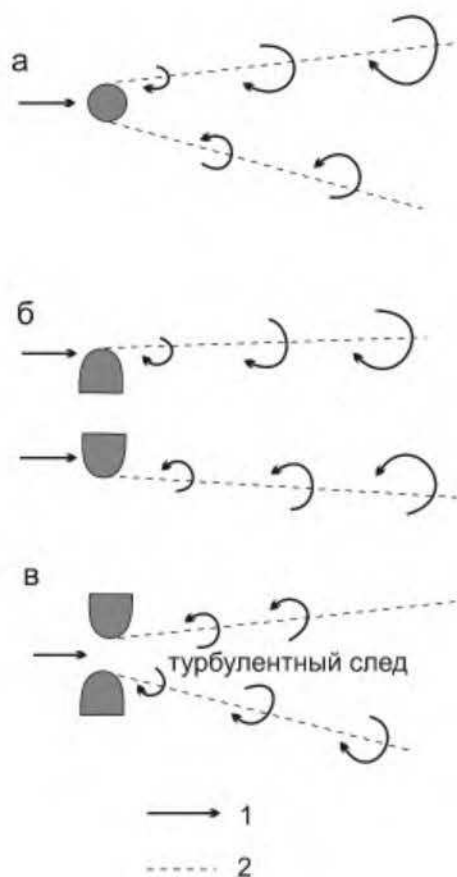


Рис. 7.7. Типы вихревых цепочек за различными препятствиями: а – за изолированным препятствием, б – за полуограниченными препятствиями, в – в кильватере за отверстием. 1 – направление невозмущенного потока с наветренной стороны препятствия, 2 – траектории движения вихрей

На снимках облачности со спутников такие вихри легко идентифицируются по спиралевидной структуре облачного покрова (рис. 7.8).

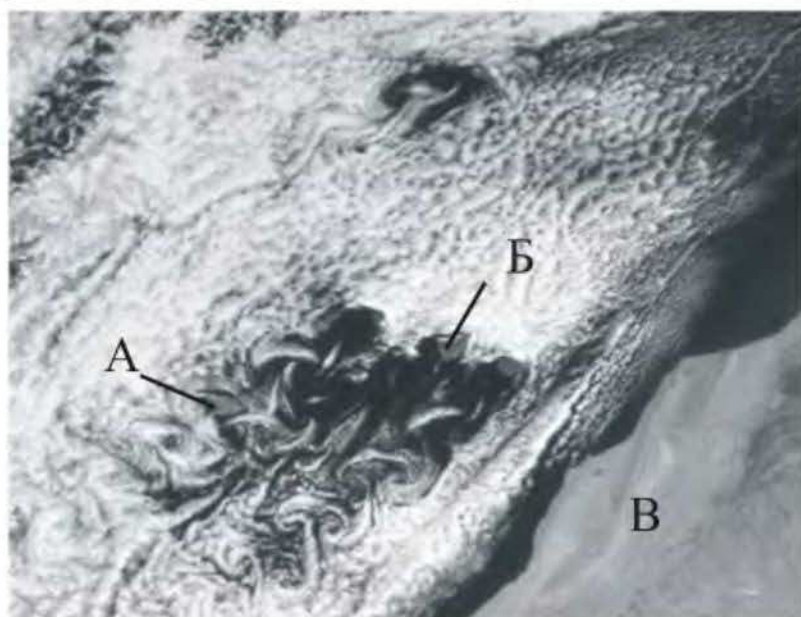


Рис. 7.8. Подветренные мезомасштабные вихри в поле облачности. А – мезомасштабные вихри, Б – Канарские острова, В – северо-западное побережье Африки

В результате изучения вихревых цепочек по снимкам облачного покрова и обычным метеорологическим данным были получены следующие основные выводы. Вихревые цепочки

возникают в атмосфере при боковом обтекании препятствий, высота которых не меньше 800 м. В случае изолированных островов горизонтальное сечение вихрей в направлении, перпендикулярном набегающему воздушному потоку, составляет 10–80 км. При этом ширина острова составляет 20–40 км. При движении вниз по потоку горизонтальный размер вихря постепенно увеличивается. Вихри, отрывающиеся с разных сторон острова, увеличиваясь в размерах, начинают взаимодействовать друг с другом и вследствие этого разрушаются. Общая длина вихревых цепочек с подветренной стороны может достигать 600 км, а число вихрей в каждой из двух цепочек колеблется от 2 до 6. Период отрыва вихрей изменяется от 1 до 15 ч и в среднем составляет 8 ч. Время существования индивидуального вихря может достигать 30–40 ч. Тангенциальные компоненты скорости в вихрях составляют, как правило, 2–4 м/с.

Вихревые цепочки образуются в тех случаях, когда нижний слой атмосферы ограничен сверху инверсией, располагающейся гораздо ниже вершины острова или гребня хребта. Инверсия препятствует перетеканию препятствия сверху, в результате чего реализуется исключительно боковое обтекание. При образовании вихревых цепочек невозмущенный крупномасштабный поток с наветренной стороны, как правило, устойчив во времени, и его скорость в нижнем слое атмосферы составляет около 10 м/с.

Вихревая структура течений обнаруживается по слоистым кучевым и слоистым облакам, которые образуются под инверсией и вовлекаются в мезомасштабную вихревую циркуляцию. Безоблачные пространства образуются вследствие вовлечения сухого воздуха из инверсионного слоя в нижележащий облачный слой.

7.7. Механизм образования подветренных вихревых цепочек. Феноменологически вихревые цепочки с подветренной стороны островов очень близки к вихревым цепочкам, наблюдающимся в лабораторных экспериментах при обтекании жидкостью вертикального цилиндрического тела, занимающего все вертикальное сечение сосуда. Они возникают в связи с тем, что при боковом обтекании тела с вертикальными стенками в пограничном слое вблизи стенки в результате торможения генерируется завихренность (рис. 7.9). Их образование можно объяснить на основании уравнения Бернулли для несжимаемой жидкости:

$$\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} = \text{const}, \quad (7.8)$$

Поскольку с тыловой части препятствия (зона «А», рис. 7.9) скорость потока меньше, чем вблизи его боковых сторон (зоны «Б»), то, согласно (7.8), давление в зоне «А» должно быть больше, чем в зонах «Б». Таким образом, вблизи стенки препятствия с подветренной стороны возникает барический градиент, вынуждающий жидкость двигаться противоположно основному потоку. Это противотечение, взаимодействуя с основным потоком, образует пару вихрей. По результатам лабораторных экспериментов при достижении некоторого

критического числа Рейнольдса реализуется квазипериодический режим движений, при котором генерирующиеся вблизи стенки вихри увлекаются потоком как отдельные циркуляционные системы.

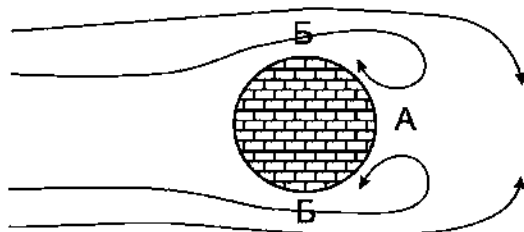


Рис. 7.9. Механизм образования пары вихрей за препятствием (горизонтальная проекция). А – зона повышенного давления за препятствием, Б – зоны пониженного давления у боковых стенок препятствия

При рассмотрении цепочек Кармана в реальной атмосфере необходимо учитывать влияние двух основных факторов: термической стратификации воздушной массы и силы Кориолиса.

Влияние силы Кориолиса на образование и отделение вихрей с подветренной стороны можно учесть, привлекая число Россби

$$Ro = \frac{U}{lD}, \quad (7.9)$$

где U – скорость потока, l – параметр Кориолиса, D – диаметр препятствия (острова). В ходе лабораторных исследований оказалось, что отрыв вихрей от цилиндра подавляется силой Кориолиса при $Ro < 0,1$. Если подставить в (7.9) характерные для атмосферы значения величин $U = 10$ м/с, $l = 10^{-4}$ с⁻¹, а в качестве диаметра препятствия выбрать $D = 50$ км, то получим $Ro = 2 \gg 0,1$. Отсюда следует, что при обтекании воздушным потоком сравнительно небольших островов сила Кориолиса практически не препятствует отделению вихрей. Тем не менее, ее эффект проявляется в том, что вихревая цепочка становится асимметричной: в северном полушарии вихри с циклонической циркуляцией усиливаются, а с антициклонической – ослабевают.

Влияние стратификации может быть охарактеризовано внутренним числом Фруда, которое в данном случае записывают как

$$Fi = \frac{U}{NH}, \quad (7.10)$$

где N – частота Брента-Вайсяля, а H – высота препятствия (горы, острова). В лабораторных экспериментах установлено, что отрыв вихрей происходит только при $Fi < 0,4$. При характерных для атмосферы величинах $N = 10^{-2}$ с⁻¹, $U = 10$ м/с и $H = 2$ км число Фруда принимает значение $Fi = 0,5$. Это означает, что атмосферные условия близки к критическим, и при наличии достаточно выраженной инверсии, а также если горный хребет (группа вершин) достаточно высок, то следует ожидать отрыва вихрей. Эти ожидания подтверждаются при наблюдении реальной атмосферы.

8. Бризы

8.1. Определение бриза. Данные наблюдений. *Бризом* (от франц. "brise") называется местная циркуляция, возникающая в прибрежной зоне вследствие температурных различий между поверхностью воды и суши. В дневные часы, когда температура поверхности суши становится выше температуры водной поверхности, развивается морской бриз – воздушный поток, направленный в приземном слое с моря на сушу; при этом над бризом имеет место противоположно направленное компенсирующее течение, называемое *антибризом*. В ночные часы, когда температура поверхности воды становится выше температуры поверхности суши, развивается береговой бриз – воздушный поток, направленный в приземном слое с суши на море; антибриз при этом направлен с моря на сушу.

Бризы лучше всего выражены и распространены в тропиках, где они наблюдаются в течение всего года. В Индии, например, они отмечаются в среднем в двое суток из трех, очень регулярны бризы на восточном побережье Африки и в других прибрежных тропических районах. В умеренных широтах бризовая циркуляция возникает обычно летом, однако ее регулярность нарушается прохождением крупномасштабных атмосферных возмущений – циклонов и атмосферных фронтов.

Бризы наблюдаются не только в прибрежной зоне морей, но и вдоль берегов озер и крупных рек. Так, бризовая циркуляция регулярно возникает у берегов Великих Африканских озер и Великих озер в Северной Америке. Часто ее можно наблюдать в нижнем течении Волги, напр. Дене, и на других крупных водотоках.

Интересное явление представляют собой зимние бризы на крупных незамерзающих озерах. Поверхность воды в этом случае представляет собой «остров тепла» с положительной температурой, окруженный заснеженной поверхностью с низкой отрицательной температурой. Вследствие температурного контраста развивается береговой бриз; при этом параллельно береговой линии, на некотором расстоянии от нее, образуется восходящая ветвь циркуляционной ячейки бриза, которая на спутниковом снимке обнаруживается в виде облачной гряды. Как показывают зимние спутниковые снимки облачности над Великими Американскими озерами, при благоприятных синоптических условиях там развиваются даже циклонические вихри, которые вытягивают бризовые гряды в спирали, направленные к центру вихря.

Образование морского бриза приводит к появлению свежего ветра, скорость которого составляет 3–7 м/с, хотя при определенных условиях рельефа и большой интенсивности бризовой циркуляции скорость ветра может превышать 10 м/с. С появлением морского бриза

происходит падение температуры воздуха и, как правило, повышение влажности. Так, по наблюдениям в шт. Мадраас (Индия) с наступлением бриза в отдельные дни июля происходит падение температуры на 4°C . Вдоль побережья образуется зона малооблачной или безоблачной погоды шириной от нескольких километров до нескольких десятков километров. Над сушей, на некотором удалении от береговой линии образуется так называемый бризовый фронт, в котором развиваются кучевые и кучево-дождевые облака. Бризовый фронт, особенно хорошо заметный на изображениях облачного покрова со спутников (см. рис. 8.1), указывает на глубину проникновения морского бриза на сушу. В тропиках эта глубина часто достигает 100 км (в отдельных случаях до 300 км); в умеренных широтах она не превышает 20–50 км.

Мощность морского бриза по вертикали составляет 100–1000 м, причем в тропиках она больше, чем в умеренных широтах. Мощности возвратного течения, расположенного над морским бризом, находится в пределах 500–3000 м.

Время появления морского бриза зависит от особенностей конкретного географического района и от времени года. В целом, дневные (морские) бризы образуются в период от 8 до 12 ч местного времени. Затухание морского бриза происходит вечером от 19 до 21 ч местного времени.

Береговые бризы чаще выражены не так хорошо, как морские. Они уступают последним и по силе ветра, и по вертикальной мощности. На некоторых побережьях береговые бризы вообще не наблюдаются. Объяснение этого факта заключается в разнице интенсивности вертикального теплообмена днем и ночью. Днем, вследствие радиационного прогрева, в приземном слое над сушей устанавливается неустойчивая стратификация, и интенсивность турбулентного теплообмена достигает максимума в суточном ходе. Нагревание воздушной массы над сушей распространяется до больших высот (до высоты порядка высоты пограничного слоя атмосферы – 1,5–2 км), вызывая появление значительного горизонтального барического градиента. В ночное же время суток в приземном слое устанавливается устойчивая стратификация, препятствующая турбулентному теплообмену подстилающей поверхности с вышележащими слоями воздуха. Вследствие этого, распространение контраста температуры «море – суша» от поверхности в вышележащие слои ограничивается более тонким приземным слоем (высота пограничного слоя ночью может уменьшаться до 100–200 м), чем днем. Поэтому, величина местного горизонтального барического градиента ночью значительно меньше, чем днем. Меньше и скорость бриза, вызываемая этим градиентом.



Рис. 8.1. Гряды кучевой облачности, связанные с бризовым фронтом на Черном море (обозначенные буквой А)

Различают два типа бриза: бризы первого рода и второго рода. Физический механизм данных типов бриза описывается схемой Ганна и схемой Кошмидера, соответственно.

8.2. Схема развития бриза по Ганну (бриз первого рода). Схема Ганна основывается на известной из гидродинамики теореме о циркуляции скорости

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\oint v dp, \quad (8.1)$$

где

$$C = \oint u dx + w dz \quad (8.2)$$

есть циркуляция вектора скорости по некоторому замкнутому контуру в вертикальной плоскости, v – удельный объем, p – давление воздуха. Согласно схеме Ганна, бриз представляет собой замкнутую циркуляционную ячейку, причем ветер в нижней и верхней ее ветвях имеет противоположные направления. Бриз образуется в береговой зоне и распространяется затем в сторону моря и суши. Утром и вечером на всех высотах происходит смена направления ветра на противоположное.

Знак циркуляции ветра C , который определяет направление ветра, можно получить из формулы (8.1), руководствуясь рис. 8.2. Днем изостерические поверхности (поверхности

равного удельного объема) наклонены в сторону суши (рис. 8.2а), поскольку над сушей воздух более прогрет, и, следовательно, менее плотен, чем над морем. Если в качестве контура интегрирования выбрать прямоугольник, а направление интегрирования по часовой стрелке, то, согласно (8.1), $\partial C / \partial t > 0$, а значит, с некоторого момента времени и $C > 0$. В самом деле, интеграл (8.1) вдоль горизонтальных сторон прямоугольника равен 0, вдоль левой стороны отрицателен, а вдоль правой – положителен. Но интеграл вдоль левой стороны по модулю больше, чем вдоль интеграл вдоль правой стороны по причине больших значений v в этой части контура. Следовательно, $\oint v dp < 0$, а $\partial C / \partial t > 0$. Положительный знак C означает, что направление ветра в среднем совпадает с направлением интегрирования, т. е., в данном случае он дует с моря на сушу в приземном слое, и с суши на море – в вышележащем слое.

Случай ночного времени суток (рис. 8.2б) разбирается аналогично. Согласно схеме Ганна, ночью ветер дует с суши на море в приземном слое, и с моря на сушу – в вышележащих слоях, что согласуется с наблюдениями в реальной атмосфере.

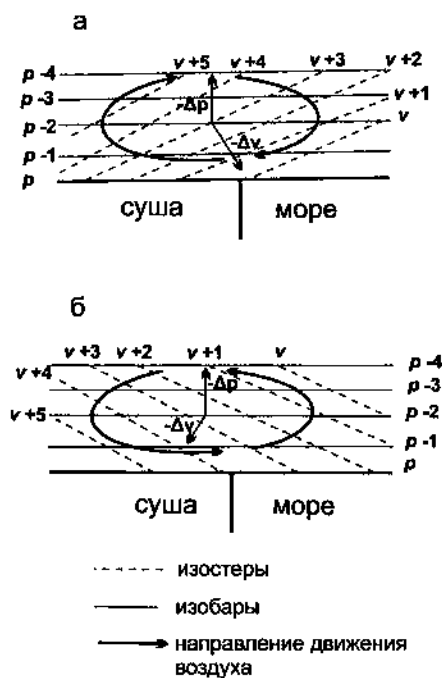


Рис. 8.2. Схема развития бриза по Ганну (бриз первого рода). Δp – градиент давления, Δv – градиент удельного объема

Теория Ганна предсказывает смену направления бриза утром и вечером. Однако данные некоторых наблюдений свидетельствуют о том, что бриз иногда меняет направление не утром, а в середине дня, и даже после полудня. Этот эмпирический факт объясняется схемой Кошмидера.

8.3. Схема развития бриза по Кошмидеру (бриз второго рода). Основываясь на собственных наблюдениях в Данцигской бухте, Кошмидер предложил следующую схему образования бриза (рис. 8.3).

1 - выхолаженный за счет ночного излучения слой воздуха над сушей движется в направлении общего переноса;
2 - через 1-2 часа после восхода солнца поверхность суши нагревается. Холодный воздух над сушей исчезает. Над морем, где температура ниже, он сохраняется.
3 - через 3-4 часа после восхода солнца холодный воздух накапливается над морем;
4 - мощность слоя холодного воздуха увеличивается. Давление над морем растет, над сушей падает.
5 - над сушей развивается конвекция, холодный воздух начинает движение сторону суши и пересекает береговую линию;
6 - холодный воздух проникает далеко на сушу и останавливается.

8.4. Гидродинамические модели бризовой циркуляции. К настоящему времени предложено большое количество гидродинамических моделей бриза, как аналитических, так и численных. Среди аналитических следует отметить модели Л. Н. Гутмана (Гутман, 1969) и Ротунно (Rotunno, 1983). Одной из первых численных моделей бриза стала модель Р. Пильке (Pielke, 1974). Опишем одну из первых аналитических моделей бриза, предложенную Таурвицем (Atkinson, 1981).

Рассмотрим следующую двумерную линейную задачу:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + k_x u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (8.3a)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + k_z w = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g, \quad (8.3b)$$

которая является упрощением исходных уравнений движения (3.1). Как видим, в данной системе отброшены слагаемые, представляющие силу Кориолиса. Ввиду сравнительно небольшого горизонтального масштаба бризовой циркуляции, это допущение можно считать хорошим первым приближением. Силы вязкости в системе (8.3a, б) представлены в виде так называемого *рассеянного трения*, $(k_x u, k_z w)$ с постоянным коэффициентом трения k_x .

Используя систему (8.3a, б), нетрудно составить уравнение для циркуляции вектора скорости, определяемой по формуле (8.2), где интегрирование производится по замкнутому прямоугольному контуру, лежащему в плоскости XOZ (рис. 8.2). В самом деле, пользуясь определением (8.2), и формулами (8.3), получаем

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \int \frac{\partial u}{\partial t} dx + \frac{\partial w}{\partial t} dz = - \int \frac{dp}{\rho} - \int g dz = k_z C. \quad (8.4)$$

Второй интеграл в правой части равен нулю, поскольку $g = const$. Интегрирование первого слагаемого в правой части осуществляется вдоль прямоугольного контура, ограниченного сверху и снизу изобарическими поверхностями $p = p_1$ и $p = p_2$, соответственно; боковые же границы совпадают с изотермами $T = T_1$ (граница над сушей) и $T = T_2$ (граница над морем). Учитывая уравнение состояния, уравнение (8.4) преобразуем к виду:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = R_g (T_2 - T_1) \ln \frac{p_2}{p_1} = k_z C. \quad (8.5)$$

Введем среднюю скорость воздуха вдоль контура $V = C/L$, где L — периметр контура. Тогда уравнение (8.5) можно записать следующим образом

$$\frac{\partial V}{\partial t} + k_z \bar{V} = (T_2 - T_1) \frac{R_g}{L} \ln \frac{p_2}{p_1}, \quad (8.6)$$

Гаурвиц делает естественное предположение о периодичности возмущающей функции в правой части (8.6), задав ее в виде

$$\frac{R_g}{L} \ln \frac{p_2}{p_1} (T_2 - T_1) = A \cos \omega t, \quad (8.7)$$

где A — амплитуда колебания. Обыкновенное дифференциальное уравнение (8.6) с правой частью в виде (8.7) имеет решение

$$V = C_1 e^{k_z t} + A \left(k_z^2 + \omega^2 \right)^{-1/2} \left\{ \omega \sin \omega t + k_z \cos \omega t \right\}, \quad (8.8)$$

Первое слагаемое в правой части (8.8) отвечает за эффект вязкости: как видим, вязкость со временем уменьшает скорость бриза. Если вязкость отсутствует ($k_v = 0$), то решение (8.8) упрощается:

$$\bar{V} = \frac{A}{\omega} \sin \omega t, \quad (8.9)$$

Из сопоставления (8.9) и (8.7) следует, что бриз достигает максимального развития ($V = V_{\max}$) со сдвигом по фазе $\pi/2$ относительно максимума $T_s - T_m$. Если обозначить период суток за T , то $\omega = 2\pi/T$, и тогда соответствующий сдвиг по времени будет равен $\Delta t = T/2$. Иными словами, при отсутствии вязкости максимум скорости ветра в бризовой ячейке должен наступить через 6 ч после наступления максимальной разницы температуры между сушей и морем. С увеличением вязкости время запаздывания сокращается. Гаурвин, по имевшимся в его распоряжении данным измерений, использовал следующие значения коэффициента вязкости: $k_v = (2 \cdot 10^{-7} : 8 \cdot 10^{-7} \text{ c}^{-1})$, и показывал, что максимум интенсивности бриза должен достигаться через 3 ч после максимального значения термического контраста. По данным же наблюдений, этот максимум достигается почти сразу после наступления $(T_s - T_m)_{\max}$. Данное обстоятельство не умаляет значения результатов Гаурвина, поскольку им был продемонстрирован эффект вязкости на бризовую циркуляцию.

Другим важным аналитическим исследованием стала работа Ф. Дефанга (Atkinson, 1981), который, в отличие от предыдущих авторов, рассмотрел бриз как простую циркуляционную ячейку, подобно тому, как это делается в теории конвекции, и явно учел вертикальные и горизонтальные потоки тепла вместе с эффектами трения и силы Кориолиса. Распределение температуры поверхности вдоль оси OX , перпендикулярной береговой линии было задано в виде:

$$\theta = M e^{i\omega t} \sin k_f x, \quad (8.10)$$

где M – амплитуда суточных колебаний температуры, а k_f – волновое число вдоль оси OX . Задача решалась в плоскости XOZ , при этом, помимо горизонтальной компоненты скорости, нормальной к береговой линии, в уравнениях присутствует также компонента, параллельная этой линии (компонента вдоль оси OY). На нижней границе $z=0$ ставилось условие $w=0$, а на верхней границе задавалось условие затухания циркуляции. На боковых границах задавались условия периодичности. Решения искались в форме:

$$f = f(z) e^{i(\omega t + k_f x)}, \quad (8.11)$$

и имели окончательный вид

$$u = R_1 M \left(a e^{i\omega t} + b e^{-i\omega t} \right) e^{ik_1 x} \cos k_2 y, \quad (8.12a)$$

$$v = \frac{f}{i\omega + k_1} u, \quad (8.12б)$$

$$w = R_2 M \left(e^{i\omega t} - e^{-i\omega t} \right) e^{i\omega t} \sin k_1 x, \quad (8.12в)$$

$$\theta = M \left[e^{-i\omega t} + R_3 \left(e^{i\omega t} - e^{-i\omega t} \right) \right] e^{i\omega t} \sin k_1 x \quad (8.12г)$$

Здесь $R, i = 1, 2, 3$ – некоторые константы, выражающиеся через k, ω, k_1, f и κ (коэффициент температуропроводности). Дефант получил, что максимум скорости бриза запаздывает на 1,7 ч относительно максимума разницы температуры «суша – море», и что вследствие вращения Земли появляется параллельный береговой линии компонент бризовой циркуляции.

9.5. Эффект крупномасштабного потока. В рассмотренных выше моделях Гаурвица и Дефанга влияние крупномасштабного потока на бризовую циркуляцию не рассматривалось. В то же время очевидно, что в большинстве случаев бризовая циркуляция развивается на фоне некоторого крупномасштабного потока. Если интенсивность его велика, то бризовая циркуляция просто не образуется, т. к. не успевают сформироваться локальные перегревы; если же воздушный поток имеет характерные скорости, соизмеримые со скоростями, наблюдающимися в бризе, т. е. $|U_\infty| \leq 10$ м/с, то такой поток модифицирует бриз, но не подавляет его полностью (U_∞ – скорость крупномасштабного (геострофического) потока). Естественно, что здесь могут быть три предельные ситуации:

- поток направлен вдоль береговой линии;
- поток направлен по нормали к береговой линии с моря на сушу;
- поток направлен по нормали с суши на море.

Влияние крупномасштабного потока на характеристики бризовой циркуляции было рассмотрено в работе Н. Бехтольда и др. (1991) с помощью двумерной гидростатической модели, в которой задавался перенал между температурой воды и температурой суши, а также варьировалось направление и скорость крупномасштабного геострофического потока и температурная стратификация в нем. Температура моря задавалась фиксированной (не зависела от времени), а температура поверхности суши находилась из уравнения теплового баланса. В результате серии численных экспериментов были получены следующие выводы:

- воздушный поток, параллельный береговой линии, незначительно сказывается на интенсивности бризовой циркуляции, за меру которой была принята вертикальная скорость в бризе;

- в численных экспериментах с крупномасштабным потоком поперек береговой линии были рассмотрены случаи, в которых скорость изменялась в пределах $-5 \text{ м/с} \leq U_{\perp} \leq 15 \text{ м/с}$. Здесь отрицательная скорость соответствует направлению с моря на сушу. В результате экспериментов было получено, что при крупномасштабном потоке с моря на сушу интенсивность бриза ослабевает. При направлении крупномасштабного потока с суши на море наибольшая интенсивность бриза достигалась при $U_{\perp} \approx 5-6 \text{ м/с}$. Вертикальные скорости достигали 11.5 см/с , причем при более устойчивой стратификации максимум вертикальной скорости был выше и локализовался в более тонком слое, а при менее устойчивой стратификации скорость ослабевала до 8 см/с , но зато область восходящих движений становилась мощнее по вертикали.

При ветре с суши на море со скоростью более $5-6 \text{ м/с}$ интенсивность бриза ослабевала. Было отмечено также, что при $U_{\perp} \approx 5 \text{ м/с}$ бризовый фронт оказывается практически стационарным относительно береговой линии. Для оценки скорости распространения бриза в сторону суши был проведен вспомогательный эксперимент с нулевым крупномасштабным потоком на более протяженной территории по горизонтали, и оказалось, что скорость распространения бриза составила 5.5 м/с . При скорости $U_{\perp} = 10 \text{ м/с}$ крупномасштабный поток «сносит» мезомасштабную циркуляцию в сторону моря и не дает образоваться достаточно резкому бризовому фронту. Таким образом, было установлено, что наибольшая интенсивность бриза и обострение бризового фронта происходит в ситуации, когда скорость распространения бриза приблизительно равна скорости крупномасштабного противотечения. Объяснение этому результату заключается в том, что при наличии встречного крупномасштабного потока происходит его конвергенция с морским бризом. На линии конвергенции, которая совпадает с бризовым фронтом, происходит ускорение восходящих движений. Следовательно, если в качестве меры интенсивности бриза принять максимальную вертикальную скорость, то морской бриз при наличии умеренного крупномасштабного потока с суши будет интенсивнее, чем в его отсутствие.

9. Ветер склонов и горно-долинная циркуляция

9.1. Общая характеристика явления. *Ветром склона* называют локальную циркуляцию, имеющую в большинстве случаев выраженную суточную периодичность и состоящую в том, что в дневные часы над нагретыми склонами воздух поднимается вверх по склону, а в ночные часы над остывшими склонами гор опускается вниз. *Горно-долинной циркуляцией* называют циркуляцию, при которой в дневные часы в приземном слое ветер дует вверх по долине

(долинный ветер), а в ночные часы – вниз по долине (горный ветер). Ветры склонов являются элементами горно-долинной циркуляции.

В целом ветры склонов и горно-долинные ветры развиваются в тех случаях, когда через горы не проходят синоптические возмущения (циклоны, фронты), и имеет место радиационный режим, характерный для антициклонических условий погоды. В этой связи более регулярно ветры склонов и горно-долинная циркуляция наблюдаются в тропических и субтропических широтах в сезоны, когда воздействие синоптических возмущений минимально. Так, например, в Пуне (Индия) в январе – марте ветры склонов наблюдаются в 90–97% дней. В умеренных широтах горно-долинная циркуляция более типична для летних месяцев, чем для зимних. В зимнее время в высоких широтах из-за короткого светового дня в горной местности доминируют горные ветры, дующие вниз по склону (стоковые ветры).

Конкретные характеристики ветра склонов и горно-долинной циркуляции (скорость ветра, время смены его направления) сильно зависят от местных условий: размеров долины, ее ориентации относительно господствующих ветров и сторон света, наличия или отсутствия ледников в верховьях, продолжительности светлого времени суток и т.д. Поэтому характеристики ветра склонов и горно-долинной циркуляции меняются в весьма широких пределах. Так, время наступления горного ветра может изменяться от 18 до 8 ч местного времени, а время начала долинного ветра – от 7 до 12 ч местного времени. Скорость приземного ветра при горно-долинной циркуляции меняется в весьма широких пределах (от 1–2 м/с в небольших закрытых долинах до 10–15 м/с в открытых высокогорных долинах), особенно если они ориентированы вдоль господствующего направления ветров в атмосфере, когда компонента горной или долинной циркуляции складывается с общим потоком воздуха в атмосфере.

Под воздействием горно-долинной циркуляции формируется характерный для гор суточный ход температуры: в летнее время температура повышается наиболее быстро в период 7–10 ч местного времени, пока не устанавливается долинный ветер. С его наступлением рост температуры замедляется, и максимум достигается около 15 ч местного времени. Резкое понижение температуры происходит между 18–20 ч местного времени, когда долинный ветер сменяется горным. В ночное время ход температуры может осложняться наличием неперiodических колебаний с амплитудой 1–2 °С. Эти колебания вызываются, по всей видимости, турбулентным характером течения горного ветра, при котором воздух «сваливается» с гор порциями, а не в виде устойчивого потока. Адиабатический нагрев отдельных порций при их опускании вниз по склону вызывает кратковременные повышения температуры в предгорьях. Данное явление зафиксировано, например, в горах Средней Азии, а также на Черноморском побережье Кавказа (Суркова и др., 2006).

Воздействие ветра склонов и горно-долинной циркуляции на распределение облачности состоит в том, что в первую половину дня конвективные облака «подтягиваются» долинной циркуляцией к гребню гор, а в вечерние часы под действием горных ветров облачность смещается в предгорья.

9.2. Механизм ветра склонов и горно-долинной циркуляции. Вследствие нагрева приземных слоев воздуха от наклонной поверхности (склона), градиент потенциальной температуры оказывается направленным под некоторым углом к силе тяжести (рис. 9.1).

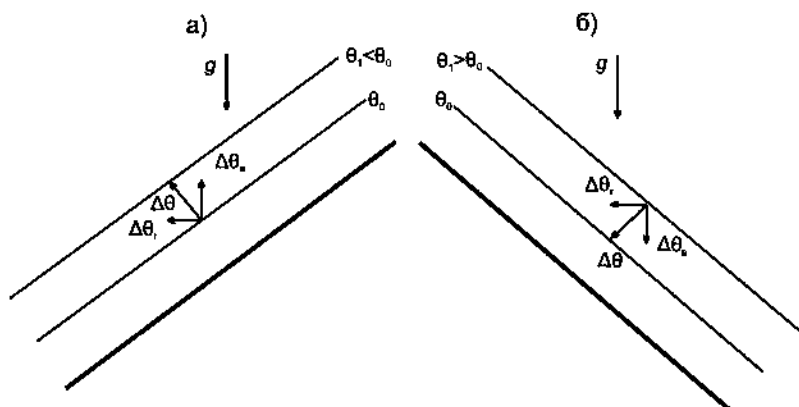


Рис. 9.1. Схема распределения температуры воздуха вдоль склона днем (а) и ночью (б). 1 – изолинии потенциальной температуры, $\Delta\theta$ – градиент потенциальной температуры, $\Delta\theta_v$ – вертикальная составляющая градиента, $\Delta\theta_h$ – горизонтальная составляющая, g – ускорение свободного падения.

Вследствие этого, одновременно реализуется два физических механизма: конвекция в горизонтальном слое жидкости (газа), вызываемая градиентом температуры, направленным против силы тяжести $\Delta\theta_h$, и естественная конвекция, возбуждаемая горизонтальным градиентом температуры $\Delta\theta$, (аналог естественной конвекции в сосуде, боковые стенки которого поддерживаются при разных значениях температуры). В дневные часы, когда склон прогревается солнечной радиацией, под действием сил плавучести возникает конвекция в вертикальном направлении, а под действием горизонтального градиента температуры, направленного от горы к долине, создается замкнутая система циркуляции (рис. 9.2а).

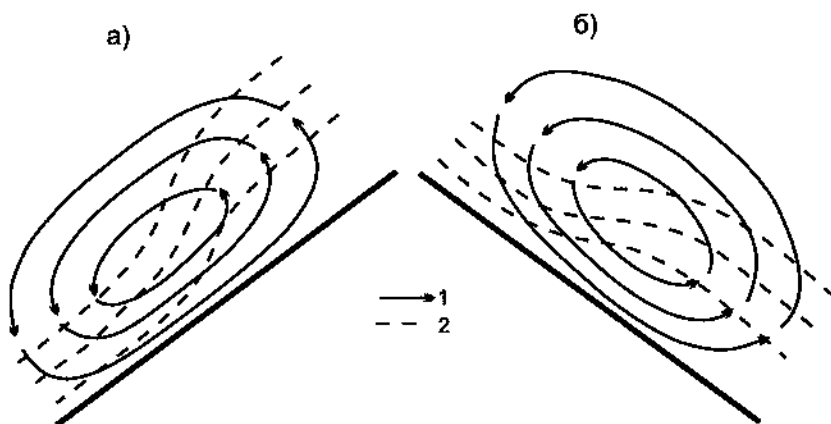


Рис. 9.2. Схема течений при ветре склона днем (а) и ночью (б), 1 – направление ветра, 2 – изолинии потенциальной температуры

В ночные часы, когда по причине излучения поверхность склона охлаждается, вертикальный компонент градиента температуры $\Delta\theta_v < 0$ противодействует конвекции в вертикальном направлении, и движение возбуждается только горизонтальным компонентом $\Delta\theta_h$, который теперь направлен от долины к горе. При этом, развивается система циркуляции, обратная той, которая наблюдается днем (рис. 9.2б).

Горно-долинная циркуляция создается комплексом склонов, образующих долину. Поэтому естественно, что на циркуляцию в горной долине в равной степени влияет нагрев поверхности как вдоль долины, так и по ее бортам. В результате этого нагрева возникает существенно трехмерная циркуляция, создающая днем общий поток воздуха вверх вдоль оси долины, а ночью – вниз. При этом по мере восхождения общий поток разделяется на отдельные струи, направленные вдоль склонов долины.

Горно-долинная циркуляция, симметричная относительно оси долины, не является типичной. Большинство горных долин не ориентированы строго с севера на юг, поэтому радиационные условия на их склонах различны. Вследствие этого, склоновые ветры над одним из бортов долины, более прогретым солнечной радиацией, оказываются развитыми в большей степени, чем над другим. Если же долина ориентирована в широтном направлении, то один из склонов оказывается вовсе затененным, и над ним даже в дневное время суток доминируют нисходящие движения воздуха.

9.3. Теория Прандтля. Изложим теорию горного ветра, развитую Л. Прандтлем (Бурман, 1969). Она стала основополагающей для множества последующих теоретических работ, в которых вводятся в рассмотрение новые физические факторы, не рассмотренные Прандтлем.

Рассмотрим случай склонового ветра, направленного вверх по склону. Пусть OP – склон, наклоненный к горизонту под углом α , а ξ и ζ – координаты, направленные вдоль склона и по нормали к нему, соответственно (рис. 9.3).

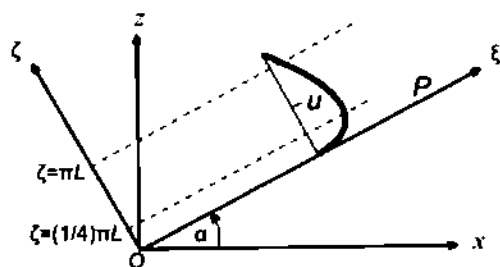


Рис. 9.3. К теории склонового ветра Прандтля

Вертикальная координата z выражается через координаты, связанные со склоном, следующей формулой

$$z = \xi \sin \alpha + \zeta \cos \alpha. \quad (9.1)$$

Предположим, что воздушная масса стратифицирована устойчиво, и для простоты предположим, что имеет место линейный вертикальный профиль температуры в основном состоянии. Тогда

$$\theta = A + B_{\alpha} \cdot \theta'(\xi), \quad (9.2)$$

где A и B – положительные константы, а θ' – отклонение потенциальной температуры от фонового значения, вызванное горным ветром. Кроме того, предположим, что компонента скорости по нормали к склону равна 0, и циркуляция является установившейся (стационарной). Рассмотрим уравнения движения и притока тепла:

$$\frac{du}{dt} = g \frac{\theta'}{\theta_0} \sin \alpha \cdot v_{\alpha} \frac{\partial u}{\partial \xi}, \quad (9.3a)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = a' \frac{\partial \theta}{\partial \xi}, \quad (9.3b)$$

где u – компонента скорости вдоль оси $O\xi$, θ_0 – некоторая средняя температура. При сделанных выше предположениях они упрощаются к виду:

$$0 = g \frac{\theta'}{\theta_0} \sin \alpha \cdot v_{\alpha} \frac{\partial u}{\partial \xi}, \quad (9.4a)$$

$$u \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = a' \frac{\partial \theta}{\partial \xi}, \quad (9.4b)$$

Уравнение (9.4б) преобразуем, используя (9.1) и (9.2):

$$uB \sin \alpha = a' \frac{\partial \theta'}{\partial \xi}, \quad (9.5)$$

Дифференцируя (9.5) дважды по ξ и заменяя $\partial u / \partial \xi$ из (9.4а), получаем обыкновенное дифференциальное уравнение четвертого порядка

$$\frac{\partial^4 \theta'}{\partial \xi^4} + \left(\frac{g}{\theta_0 v_{\alpha} a'} \right) B \sin \alpha \theta' = 0, \quad (9.6)$$

Решение (9.6) при граничных условиях $\theta'|_{\xi=0} = \theta'_0$, $\theta'|_{\xi=L} = 0$ имеет вид

$$\theta'(\xi) = \theta'_0 \cos \frac{\xi}{L} \exp \left(-\frac{\xi}{L} \right), \quad (9.7)$$

где θ'_0 – отклонение температуры на поверхности склона, а L определяется формулой

$$L = \left(\frac{4v_{\alpha} a' \theta_0}{gB \sin \alpha} \right)^{1/4}, \quad (9.8)$$

Если подставить (9.7) в (9.4а), то получим уравнение 2-го порядка относительно u , которое при граничных условиях $u|_{\xi=0} = 0$ имеет решение

$$u = 0_m \left(\frac{gV_m}{Ba \cdot 0_m} \right)^{1/2} \sin \frac{\zeta}{L} \exp \left(-\frac{\zeta}{L} \right), \quad (9.9)$$

Этот профиль скорости имеет вид затухающего колебания относительно $u = 0$ (рис. 9.3). Это означает, что на некоторой высоте происходит обращение ветра, однако модуль скорости ветра становится существенно меньше, чем в приземном слое, поскольку множитель $\exp(-\zeta/L)$ быстро уменьшается с высотой. В целом, как видим из (9.9), в рамках модели Прандтля скорость ветра зависит от температурного возмущения и не зависит от крутизны склона. Как показывает сравнение с данными наблюдений, на качественном уровне эта модель неплохо отражает закономерности склоновых и горно-долинных ветров в реальной атмосфере.

10. Взаимодействие мезомасштабных и синоптических процессов

Может показаться, что мезомасштабные процессы, во всяком случае, местные ветры имеют значение только для населения и хозяйства тех территорий, где они развиваются. Для местных ветров это кажется очевидным, поскольку они приурочены к местным особенностям рельефа и подстилающей поверхности, и распространяются на расстояния, как правило, не превышающие нескольких десятков километров от этих особенностей. Тем не менее утверждение об исключительно локальной значимости мезомасштабных процессов представляется неверным ввиду взаимодействия синоптических и мезомасштабных процессов.

10.1. Взаимное влияние мезомасштабных и синоптических процессов. Влияние синоптических процессов на мезомасштабные течения очевидно. Бриз и горно-долинные ветры развиваются в случае слабого синоптического потока, причем от направления потока зависит, будет он усиливать или подавлять местную циркуляцию. Фен и бора, напротив, являются мезомасштабными возмущениями синоптического потока, и не проявляются, если этот поток достаточно слабый. То же справедливо и в отношении других подветренных циркуляций: подветренных волн, роторов и цепочек Кармана. Такие конвективные явления, как закрытые и открытые ячейки, мезомасштабные конвективные комплексы (МКК), линии инкваторов и нефронгальные мезомасштабные вихри также развиваются в тесной связи с синоптическими процессами.

Мезомасштабные процессы также оказывают весьма существенное влияние на синоптические образования. Они являются течениями меньшего масштаба, и поэтому их эффект на крупномасштабный поток подобен эффекту турбулентности на осредненное течение. В самом деле, турбулентность представляет собой совокупность вихрей, которые обеспечивают диффузию температуры, импульса и других характеристик атмосферного воздуха. Такие же

вихри, но большего масштаба, представляют собой мезомасштабные циркуляции. Нефронтальные мезомасштабные вихри, МКК представляют собой вихри с вертикальной осью, поэтому они производят перемешивание атмосферы по горизонтали. Замкнутые циркуляции с горизонтальной осью (бризы, торно-долинные ветры, конвективные валлики и др.) производят перемешивание атмосферы по вертикали. Эффект вертикального перемешивания, производимого бризами, проявляется, в частности, в том, что нередко после установления благоприятных для бриза синоптических условий, бризовая циркуляция день ото дня усиливается. Это является следствием постепенного разрушения бризом выпележащей инверсии, препятствующей его развитию. Вертикальное перемешивание, производимое бризовой ячейкой, приводит к тому, что в нижних слоях инверсии устанавливается стратификация, близкая к безразличной, т. е. инверсия отступает вверх. Бризовая ячейка тем временем распространяется по вертикали и интенсифицируется. Таким образом, бризы приближают стратификацию воздушной массы к безразличной. Аналогичный эффект производят конвективные ячейки, которые развиваются над обширными пространствами океанов (ингода и континентов) и способствуют трансформации свойств воздушных масс.

10.2. Мезомасштабные потоки тепла, влаги и количества движения. Выше упоминался перенос тепла, обеспечиваемый мезомасштабными циркуляциями, однако эти циркуляции производят также вертикальный перенос влаги, примесей и импульса. Потоки тепла, влаги, импульса и атмосферных примесей, обусловленные мезомасштабными циркуляциями, получили название *мезомасштабных потоков*.

Мезомасштабные процессы, как и турбулентные, являются недостаточными для моделей общей циркуляции атмосферы (МОЦА). В самом деле, характерный размер конечно-разностной ячейки МОЦА на настоящем этапе составляет 100 км, в то время как мезомасштабные процессы имеют размеры от нескольких километров до нескольких сотен километров. Следовательно, мезомасштабные процессы не могут быть воспроизведены в рамках МОЦА, тем не менее их влияние на крупномасштабную циркуляцию должно быть учтено. Методы учета недостаточных процессов в геофизических моделях получили название *параметризаций*.

Турбулентные потоки были параметризованы уже в самых первых МОЦА, разработанных в 60-х годах минувшего столетия. Параметризации же мезомасштабных потоков для МОЦА стали появляться только в 90-х годах XX в., когда рядом авторов было показано, что мезомасштабные потоки могут быть сопоставимы по величине с турбулентными потоками.

Перейдем к математическому выражению мезомасштабных потоков и описанию способов их параметризации в МОЦА. Пусть $\langle f \rangle$ – среднее по ячейке МОЦА значение величины f , а $\bar{f}$ – среднее значение по ячейке мезомасштабной модели, которая характеризуется размером в

несколько километров. В качестве величины f можно выбрать любую скалярную характеристику воздуха: температуру, удельную влажность, одну из компонент скорости, концентрацию какой-либо примеси, и т. д. Представим величину f в виде

$$f = \langle f \rangle + f', \quad (10.1)$$

где f' представляет собой подесточное возмущение поля метеорологической величины. Если умножить (10.1) на $w = \langle w \rangle + w'$ и результат осреднить, то, применяя известные правила осреднения по Рейнольдсу, получим выражение для среднего по ячейке МОЦА вертикального потока субстанции f

$$\langle wf \rangle = \langle w \rangle \langle f \rangle + \langle w' f' \rangle, \quad (10.2)$$

где первое слагаемое в правой части представляет собой поток, разрешаемый в рамках МОЦА (поскольку в МОЦА рассчитываются осредненные по ячейке величины), а второе слагаемое – подесточный поток, который подлежит параметризации. Представим подесточное возмущение величины f в виде суммы мезомасштабного возмущения $f' = \overline{f'}$ и турбулентного f'' :

$$f' = \overline{f'} + f'', \quad (10.3)$$

Применяя то же представление и для w , получаем

$$\langle w' f' \rangle = \langle w' \overline{f'} \rangle + \langle w' f'' \rangle = \langle \overline{w'} \overline{f'} \rangle + \langle w' f'' \rangle. \quad (10.4)$$

Используя правила осреднения $\langle \overline{f'} \rangle = \langle f' \rangle$, $\overline{\overline{f'}} = \overline{f'}$, $\overline{f''} = 0$, получаем следующую цепочку равенств:

$$\langle w' \overline{f'} \rangle = \langle \overline{w'} \overline{f'} \rangle = \langle \overline{w'} f'' \rangle = 0.$$

Аналогичная цепочка равенств справедлива и для четвертого слагаемого в правой части уравнения (10.4), поэтому оно упрощается до следующего вида

$$\langle w' f' \rangle = \langle w' \overline{f'} \rangle + \langle w' f'' \rangle = \langle w' f'' \rangle. \quad (10.5)$$

Подставляя (10.5) в (10.2), получаем окончательно

$$\langle wf \rangle = \langle w \rangle \langle f \rangle + \langle w' \overline{f'} \rangle + \langle w' f'' \rangle. \quad (10.6)$$

Уравнение (10.6) имеет следующий физический смысл: вертикальный поток субстанции f включает в себя поток, осуществляемый крупномасштабными течениями (первое слагаемое в правой части (10.6)), поток, обусловленный мезомасштабными циркуляциями (второе слагаемое) и, наконец, поток, производимый турбулентностью (третье слагаемое).

10.3. Параметризация мезомасштабных потоков в моделях общей циркуляции атмосферы. Параметризации мезомасштабных потоков, предложенные различными авторами (Б. Линном (Lynn et al., 1995), К. Зенгом (Zeng et al., 1995)), не отличаются принципиально в части методологии построения. А именно, при их построении используется теория

размерности. Дело в том, что мезомасштабные потоки обуславливаются вихрями, и в этом смысле они аналогичны турбулентным потокам в приземном слое, которые также обуславливаются вихрями, но меньшего масштаба. Для определения турбулентных потоков в приземном слое, начиная с 50-х годов XX в., используется теория подобия Молина-Обухова. В этой теории сначала выбираются физические величины, от которых по качественным физическим соображениям должны зависеть величины турбулентных потоков, а затем с привлечением «теоремы» определяются безразмерные комплексы (безразмерные потоки, безразмерная высота и др.), между которыми должна существовать функциональная зависимость. Конкретный же вид зависимости между безразмерными комплексами определяется на основании натурных экспериментов и дополнительных физических соображений. Аналогичную методологию применим к построению параметризации мезомасштабных потоков, ограничившись случаем мезомасштабной циркуляции, возмущенной термической неоднородностью подстилающей поверхности (бриз) (Lynn et al., 1995).

Подробный вывод «теоремы» проводится, например, в книге А. А. Самарский, А. П. Михайлов «Математическое моделирование».

Мезомасштабные потоки тепла и влаги определяются в первую очередь интенсивностью мезомасштабной циркуляции. Поэтому среди параметров, определяющих величину мезомасштабных потоков, должны присутствовать характеристики атмосферы, контролирующие величины скоростей в бризе, вертикальную протяженность бризовой ячейки и др. (табл. 10.1).

Таблица 10.1. Параметры, определяющие интенсивность мезомасштабных потоков

		L – размерность длины, T – размерность времени, K – размерность температуры	
Параметр	Размерность		
$\langle w'\theta' \rangle$	Мезомасштабный поток	$L T^{-1} K$	
	явно, в единице		
$\langle w'q' \rangle$	Мезомасштабный поток скрытого	$L T^{-1}$	
	тепла		
$\sigma_{\text{турб}}^2$	Стандартное отклонение турбулентного потока тепла в приземном слое	$L T^{-1} K$	
U	Скорость течения крупномасштабного	$L T^{-1}$	

	потока	
	Характерный	
I_{∞}	размер термических неоднородностей на гидроизолной поверхности	L
$I_{\text{до}}$	Масштаб Монте- Обухова	L
l	Масштаб дна в приземном слое	L
ω	Характерная частота диссипации	T
f	Параметр Корюмова	T
X	Частота Брепта- Вийеяля	T
Θ	Характерное значение потенциальной температуры	K
Q	Характерное значение удельной вязкости	
H	Высота границного слоя	L
z	Высота	L
t	Время	T

Стандартное отклонение турбулентного потока тепла в приземном слое является мерой дифференцированного нагрева нижней тропосферы от различных типов подстилающей поверхности, и чем оно больше, тем более развита мезомасштабная циркуляция. Скорость трения крупномасштабного потока характеризует интенсивность потока: с возрастанием этой величины, мезомасштабная циркуляция ослабевает, следовательно, убывают мезомасштабные потоки. Величина I_{∞} также оказывает влияние на степень развития бриза: как показывают аналитические исследования, максимальное развитие, при прочих равных условиях, бриз получает при некотором критическом размере водоема (реки), и при уменьшении или увеличении этого размера бриз ослабевает. Частота Брепта-Вийеяля также контролирует интенсивность мезомасштабной циркуляции: при увеличении устойчивости воздушной массы (частоты Брепта-Вийеяля) бриз развивается до меньших высот, и скорости в нем убывают.

Параметр Кориолиса также задействован в настоящем анализе, поскольку сила Кориолиса существенно влияет на динамику бризов, особенно в высоких широтах.

Применяя л-теорему, получаем набор функционально связанных безразмерных величин, представленных в табл. 10.2.

Таблица 10.2. Безразмерные величины, определяющие мезомасштабные потоки

Безразмерный комплекс	Обозначение
$\frac{\langle w^3 \theta \rangle}{U^3 \Theta}$	D_{θ, w^3}
$\frac{\langle w^3 q \rangle}{U^3 Q}$	D_{q, w^3}
$\frac{\sigma_{\theta, w^3}}{U^3 \Theta}$	D_{θ}
$\frac{I}{L_{mix}}$	D
$\Phi(w_i / L_{mix})$	D_w
Голумпиринская безразмерная функция	
$\tau(\theta)$	τ
ξ	ξ
H	

Мезомасштабные потоки существенно зависят от высоты, однако к настоящему времени не накоплено достаточного количества данных наблюдений по их вертикальному распределению, что обусловлено, в первую очередь, высокой стоимостью соответствующих измерений. Поэтому основные сведения о величине и вертикальном распределении мезомасштабных потоков черпаются из данных компьютерных расчетов, произведенных на основе мезомасштабных атмосферных моделей (см. гл. 11). Для примера приведем вертикальный профиль мезомасштабного потока явного тепла, рассчитанный в ходе численных экспериментов с мезомасштабной атмосферной моделью Пилке (Pielke, 1974, 2002) (рис. 10.1).

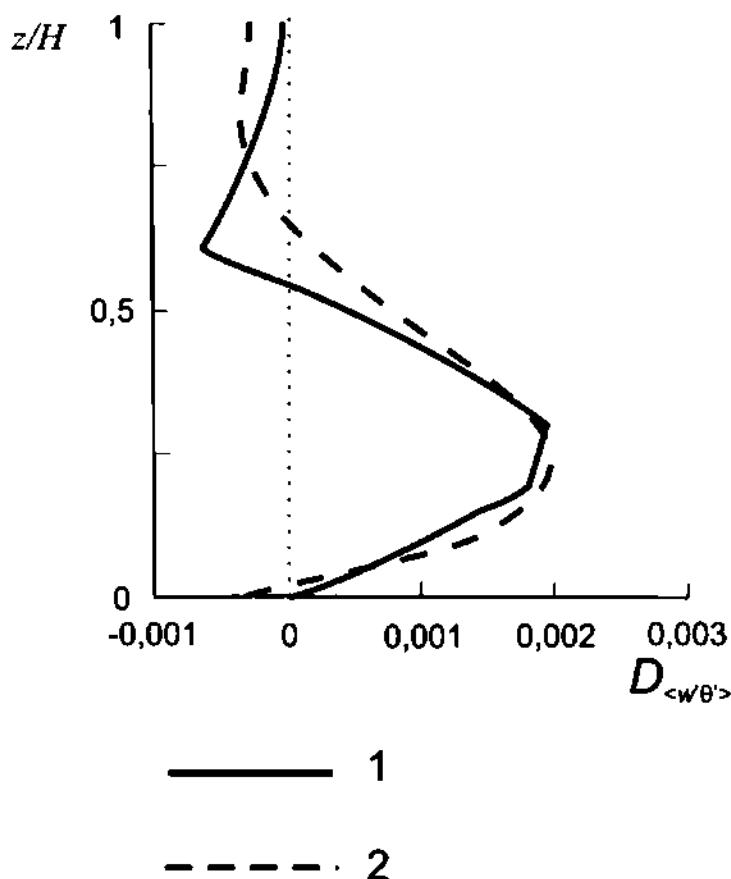


Рис. 10.1. Пример вертикального профиля мезомасштабного потока явного тепла. 1 – профиль, рассчитанный мезомасштабной моделью, 2 – его приближение полиномом Чебышева четвертой степени

Как видим, в нижней части атмосферного слоя, охваченного мезомасштабной циркуляцией, поток положителен, затем на некоторой высоте он меняет знак, причем модуль отрицательных потоков существенно меньше, чем модуль положительных. Такое распределение потока по высоте объясняется тем, что в нижних слоях воздух прогревается от подстилающей поверхности, и мезомасштабными течениями тепло переносится вверх (поток положителен), а в верхних слоях, на высоте 2-3 км, в циркуляционную ячейку вовлекается более теплый воздух из вышележащей инверсии, и, таким образом, поток тепла направлен сверху вниз (поток отрицателен).

Оказывается, что форма вертикального профиля (см. рис. 10.1) достаточно хорошо может быть аппроксимирована суммой многочленов Чебышева от первой до четвертой степени включительно

$$D_{<w'\theta'>}(\zeta) = \sum_{k=1}^5 c_{k-1} T_{k-1}(\zeta) - 0,5c_0. \quad (10.7)$$

* Многочлены Чебышева – наименее отклоняющиеся от нуля многочлены. Это означает, максимальное значение модуля многочлена Чебышева степени n на отрезке $[-1, 1]$ минимально среди всех многочленов той же степени, у которых старший коэффициент равен 1. Свойства и приложения многочленов Чебышева подробно рассмотрены в книге В. И. Лебедева «Функциональный анализ и вычислительная математика».

Многочлены Чебышева определяются выражениями:

$$T_0(\zeta) = 1,$$

$$T_0(\zeta) = \zeta,$$

$$T_1(\zeta) = 2\zeta^2 - 1,$$

$$T_2(\zeta) = 4\zeta^3 - 3\zeta,$$

$$T_3(\zeta) = 8\zeta^4 - 8\zeta^2 + 1.$$

Аналогичное (10.7) выражение справедливо и для безразмерного мезомасштабного потока скрытого тепла $D_{\sigma, \tau}$, но с другими значениями коэффициентов c_k . Модуль коэффициентов c_k определяет «амплитуду» профиля, т.е. максимальные значения мезомасштабных потоков в вертикальном распределении. Коэффициенты c_k рассчитываются из следующих дифференциальных уравнений

$$\frac{dc_k}{d\tau} = \alpha_k D_{\sigma}^k D_{\sigma}^k D_{\sigma}^k - c_k \beta_k \left(D_{\sigma} D_{\sigma}^k \right)^k, \quad (10.8)$$

где $\alpha_k, \beta_k, f_k, g_k, h_k, j_k$ – эмпирические коэффициенты, различные для потоков явного и скрытого тепла. Они подбираются так, чтобы мезомасштабные потоки, рассчитанные по формулам (10.7) и (10.8) наилучшим образом совпадали с мезомасштабными потоками, рассчитанными по мезомасштабной численной модели.

Физический смысл уравнения (10.8) следующий. Интенсивность мезомасштабного потока, выражаемая абсолютными величинами коэффициентов c_k , определяется «возмущающим» слагаемым (первое слагаемое в (10.8)) и диссипативным членом (второе слагаемое). Возмущающее слагаемое учитывает действие пространственной неоднородности турбулентного потока тепла на мезомасштабный поток через величину D_{σ} : чем выше неоднородность, тем выше $\sigma_{\sigma, \tau}$, тем выше D_{σ} , и, наконец, тем выше c_k . Как видно, из (10.8), знак диссипативного слагаемого всегда обратен знаку c_k : таким образом, это слагаемое всегда уменьшает абсолютную величину c_k . Его действие можно проиллюстрировать в случае, когда возмущающий член равен нулю. Физически это означает, что отсутствует причина мезомасштабной циркуляции – термические контрасты на подстилающей поверхности – и, следовательно, последняя должна затухать со временем из-за вязкости. Интегрирование (10.8) в этом случае приводит к экспоненциальному закону уменьшения c_k :

$$c_k = c_{k,0} \exp \left[-\beta_k \left(D_{\sigma} D_{\sigma}^k \right)^k \tau \right], \quad (10.9)$$

Здесь $c_{k,0}$ – значение коэффициента c_k в момент времени $t = 0$. При выводе уравнения (10.9) для простоты считалось, что выражение $\left(D_{\sigma} D_{\sigma}^k \right)^k$ не зависит от времени. Как видим, формула (10.9) действительно отражает затухание мезомасштабной циркуляции.

11. Мезомасштабные и региональные модели атмосферы

11.1. Мезомасштабные и региональные модели атмосферы. Первоначально (до 90-х годов XX в.) термин *«региональная модель»* (РМ), применялся, как правило, к численным атмосферным моделям с областью расчета, занимавшей материк или крупную часть материка с окружающими акваториями океанов (Западная Европа, Восточно - Европейская равнина, Евразия). Шаг сетки при этом составлял обычно не более 50 км. *Мезомасштабные модели* атмосферы (ММ) изначально создавались для воспроизведения мезометеорологических процессов, которые, согласно классификации Орланского (см. главу 1), имеют горизонтальные масштабы от 2 до 2000 км. Поэтому горизонтальное разрешение ММ составляло 10 км и менее (в современных моделях до 1 км). Территория, на которой производился расчет метеорологических процессов в ММ составлял, как правило, квадрат со стороной несколько сотен километров.

Региональные и мезомасштабные модели атмосферы по охвату территории и пространственному разрешению занимают промежуточное положение между МОЦА и моделями пограничного слоя атмосферы (МПСА). Необходимость создания таких моделей диктуется невозможностью воспроизведения мезомасштабной структуры метеорологических полей в рамках МОЦА. Между тем мезомасштабные вариации распределения температуры, облачности, осадков и других метеорологических величин имеют принципиальное значение для ряда задач, в частности, для прогноза погоды в заданном пункте. Проблема уточнения пространственной картины распределения метеовеличин возникает также в задаче регионального прогноза климата, и решается с применением соответствующих региональных моделей.

В отличие от глобальных моделей, региональные и мезомасштабные модели требуют задания краевых условий на горизонтальных границах. В задачах прогноза погоды и климата единственным способом задания этих условий является использование прогнозных полей крупномасштабных моделей. При этом область расчета ММ и РМ занимает несколько ячеек конечно-разностной сетки глобальной модели. Таким образом, региональное и мезомасштабное моделирование является инструментом решения проблемы регионализации (масштабирования, динамического спуска по масштабу), возникающей в задачах прогноза погоды или климата. Кроме применения гидродинамического моделирования (ММ и РМ), эта задача может быть также решена с привлечением процедур интерполяции, построенных на основе простых физических или статистических моделей. Главное преимущество этих методов состоит в их относительной простоте, однако с точки зрения точности восстановления мезомасштабной

структуры метеорологических полей, гидродинамическое моделирование является, по видимому, наиболее перспективным направлением.

Кроме задач краткосрочного и климатического прогноза метеорологических полей, РМ и ММ используются также для расчета переноса загрязняющих веществ. При вычислении полей концентраций газообразных и аэрозольных загрязнителей вокруг проектируемых промышленных предприятий и других источников выбросов, проводят, как правило, сценарные расчеты. В то же время часто возникают задачи, в которых необходимо выяснить причину уже наблюдавшихся повышенных концентраций. Для решения этих задач могут использоваться методы как прямого (известен источник – вычислить поле концентрации загрязнителя), так и обратного моделирования (известно поле концентрации загрязнителя – определить местонахождение источника и его интенсивность). В обоих случаях используют ММ или РМ совместно с моделями переноса примесей, а конкретная синоптическая ситуация, при которой имело место превышение ПДК, задается полями реанализа (повторного анализа).

Региональные и мезомасштабные модели используются и для решения ряда фундаментальных задач. Одной из таких задач, специфических для геофизической гидродинамики, является задача взаимодействия атмосферных движений различных масштабов. Дело в том, что движения синоптического масштаба и мезомасштаба взаимно влияют друг на друга (см. главу 10): синоптический поток определяет интенсивность мезомасштабных (например, бризовых) циркуляций, а мезомасштабные циркуляции, будучи вихревыми структурами, вызывают дополнительное перемешивание нижней тропосферы, и, следовательно, соответствующий эффект трения крупномасштабного потока о подстилающую поверхность. Как показывают оценки ряда авторов, мезомасштабные потоки тепла, влаги и количества движения могут быть сопоставимы по величине с турбулентными потоками: при этом турбулентные потоки параметризованы во всех современных МОЦА, а методы параметризации мезомасштабных потоков находятся еще в стадии разработки и отладки. В какой бы форме не представлялись мезомасштабные потоки через значения метеовеличин в узлах крупномасштабной сетки, единственным методом верификации этой зависимости является мезомасштабное моделирование, поскольку оно позволяет явно вычислять эти потоки.

В последнее десятилетие бурно развиваются информационно-вычислительные системы, совмещающие в себе возможности регионального и мезомасштабного моделирования на основе технологии *вложенных сеток* (модели MM5, WRF – см. ниже). В этой технологии существует материнская область, наиболее крупная по охвату территории, а внутри нее, в интересующих исследователя или прогнозиста районах организуется расчет в областях меньшего размера, но с большим пространственным разрешением (вложенные сетки). Эта технология позволяет детализировать прогноз в этих районах. Кроме того, РМ в ведущих центрах прогноза погоды

(Рединг, Оффенбах, Вашингтон и др.) уже имеют горизонтальное разрешение менее 10 км. Таким образом, в настоящее время в рамках РМ можно воспроизводить даже часть движений мезо-γ масштаба (2 – 20 км), и, значит, принципиальных различий между ними и ММ уже нет, и эти понятия можно считать синонимами.

11.2. Мезомасштабная модель ММ5. Пожалуй, наиболее широко используемой мезомасштабной моделью не только в России, но и в мире, является модель ММ5 (Mesoscale model, версия 5), разработанная в Национальном центре атмосферных исследований США (NCAR) совместно с Пенсильванским университетом. Исходные программные коды этой модели, написанные на Фортране, находятся в свободном доступе в Интернете (<http://www.mmm.ucar.edu/mm5>), и к ним прилагается подробная документация и руководство по установке и эксплуатации. В настоящее время дальнейшее развитие модели прекращено, поэтому многие научные и прогностические центры переходят к использованию модели WRF.

Моделирующая система ММ5 включает в себя собственно мезомасштабную модель, процедуру 4-мерного усвоения данных, а также ряд вспомогательных программ, включающих, в частности, систему визуализации результатов расчетов.

В системе уравнений гидротермодинамики модели ММ5 используется широко распространенное в мезометеорологии представление термодинамических переменных в виде суммы фоновой величины, характеризующей состояние синоптического (фонового) потока, и отклонения, выражающего возмущение синоптического потока мезомасштабной циркуляцией (см. главу 3). Считается, что характеристики фонового потока зависят только от высоты и задаются априори, а возмущения являются искомыми величинами. Вместо декартовой вертикальной координаты z используется вертикальная координата σ , определяемая через фоновый профиль давления. Одной из отличительных особенностей системы уравнений модели ММ5 является то, что в ней учитываются три составляющие силы Кориолиса, в том числе и вертикальная составляющая.

Граничные условия на горизонтальных границах необходимы только для интегрирования модели на внешней сетке, самой крупной по охвату территории, во вложенных же сетках в качестве граничных условий используются значения величин, рассчитанные на «материнских» сетках. Если модель интегрируется в гидростатической версии, то в точках, близких к границе, производится искусственное подавление колебаний метеовеличин относительно их фоновых значений (условие «губки»). Если же модель работает в негидростатическом режиме, то используется более сложное граничное условие, включающее как подавление колебаний, так и их возбуждение (“nudging boundary conditions”). Для концентраций жидких капель и кристаллов, частиц дождя и снега принимается нулевое значение на границах, где поток входит

в область расчета, и нулевое значение градиента на тех границах, где поток направлен во внешнюю среду.

В случае решения негидростатической версии модели на верхней границе расчетной области ставится так называемое условие типа излучения, позволяющее практически полностью исключить обратное отражение гравитационных волн, образовавшихся внутри области.

Пространственная дискретизация системы уравнений производится на «распаханной» В-сетке Аракавы. При интегрировании уравнений по времени используется полуневьяная схема расщепления для негидростатической версии модели и явная схема расщепления для гидростатической.

Технология вложенных сеток (до 9 сеток в одном эксперименте), позволяет доводить горизонтальное разрешение на внутренних сетках до нескольких сотен метров. При этом имеется возможность учета двустороннего влияния результатов расчета в материнской и дочерней областях. В модели MM5 дочерняя сетка имеет пространственный шаг в три раза меньший, чем материнская, потому и шаг по времени, в соответствии с критерием устойчивости численной схемы, в три раза меньше. В конце трехшагового периода интегрирования на вложенной сетке, равного одному шагу по времени для материнской сетки, вычисленные поля метеовеличин на вложенной сетке не используются для дальнейшего интегрирования модели на материнской сетке. Простой перенос значений с мелкой сетки на более крупную вызывает нелинейную неустойчивость счета (сложный приток энергии к коротким волнам), поэтому предварительно в полях на мелкой сетке (дочерней области) отфильтровываются волны длиной $2\Delta x$ и менее, где Δx – шаг крупной сетки (материнской области).

Модель MM5 включает большое количество параметризаций подесточных процессов, которые пользователь может выбирать в зависимости от специфики решаемой задачи. В частности, имеется восемь параметризаций конвекции (Куо, Аракавы – Шуберта, Грела, и др.), причем если горизонтальный шаг сетки достаточно мал, то конвекция воспроизводится явно, и параметризация не требуется. Для представления процессов переноса в пограничном слое атмосферы используется шесть параметризаций: микрофизика облаков описывается восемью параметризациями, перенос коротковолнового и длинноволнового излучения – пятью, а процессы тепло- и влагопереноса в почве – четырьмя (в частности, используется широко распространенная параметризация Бюкадара).

Разработаны версии модели MM5 для реализации на параллельных вычислительных системах различной архитектуры.

Для адаптации модели к конкретному географическому району необходимо задать соответствующее распределение типов подстилающей поверхности. Данные о распределении типов поверхности для всего земного шара имеются в открытом доступе в Интернете, причем пространственное разрешение этих данных меняется от 1 градуса до 30 секунд.

11.3. Мезомасштабная модель WRF. Модель для исследования и прогноза погоды WRF (Weather Research and Forecast) разработана в Национальном центре атмосферных исследований США и относится к тому же классу моделей, что и MM5 (<http://www.wrf-model.org>). Она включает в себя тот же набор возможностей регионального численного прогноза погоды (вложенные сетки с одно- и двусторонним влиянием, большое количество параметризаций подсеточных процессов, реализация на компьютерах параллельной архитектуры). Отличительными особенностями модели WRF являются уточненная гидродинамическая постановка задачи (в уравнения движения вводятся слагаемые, учитывающие кривизну земной поверхности), а также численная схема высокого порядка точности (например, адвективные слагаемые аппроксимируются конечными разностями 2-6 порядков точности). Немаловажным фактором с точки зрения пользователей является то, что NCAR прекратил поддержку и развитие модели MM5 и сосредоточил ресурсы на совершенствование WRF.

11.4. Мезомасштабная модель NH3d. Описанные выше модели относятся к моделям высокого уровня (в англоязычной литературе используется эквивалент «state-of-the-art models»). Наряду с многочисленными достоинствами, они обладают одним недостатком, существенным с точки зрения исследователя: сложность этих моделей практически исключает сколько-нибудь существенную модификацию исходного кода кем-либо, кроме его непосредственных разработчиков. Подобные модели остаются даже для профессиональных «модельеров» «черным ящиком», и возможности работы с ними ограничены интерфейсом пользователя, предусмотренным разработчиками. Так, технически сложно корректно включить в модель высокого уровня новую параметризацию, или модифицировать численную схему. С этой точки зрения целесообразнее работать с более простой моделью.

Примером такой модели может служить мезомасштабная атмосферная модель NH3d, разработанная в Университете г. Рединга (Miranda et al., 1992), Лиссабонском университете, Университете г. Тарту, и Научно-исследовательском вычислительном центре МГУ. Программные коды этой модели также находятся в открытом доступе в Интернете (http://www.igidl.ul.pt/nh3d/nh3d_download.htm). Это негидростатическая модель, основанная на уравнениях, аналогичных уравнениям рассмотренных выше моделей, только без учета масштабного множителя картографической проекции и с «традиционным» (двумерным) представлением силы Кориолиса. В модель включена параметризация «теплой» (для

положительных температур) облачной микрофизики. не используется параметризация тепло-влажностного переноса в почве Дирлдорфа. К недостаткам модели следует отнести отсутствие параметризации переноса излучения (модель создавалась для задач обтекания препятствий, в которых этот процесс не имеет принципиального значения), а также невозможность моделирования микрофизических процессов в облаках при отрицательных температурах. В то же время исходный код модели имеет сравнительно несложную структуру, в который исследователь без особых проблем может вносить изменения, соответствующие поставленной задаче.

ЛИТЕРАТУРА

Основная

- Амбразь П., Вельтищев Н. Ф., Гетц Г., Ноймайстер Х., Рункану Т., Шаров В. Г., Использование данных о мезомасштабных особенностях облачности в анализе погоды. – М.: Гидрометеоиздат, 1973. – 150 с.
- Бурман Э. А. Местные ветры. – М.: Гидрометеоиздат, 1969. – 341 с.
- Вельтищев Н. Ф. Мезометеорология и краткосрочное прогнозирование. Сб. лекций. – Женева, 1988. – 136 с.
- Гутман Е. П. Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов. – М.: Гидрометеоиздат, 1969. – 285 с.
- Кожевников В. П. Возмущения атмосферы при обтекании гор. – М.: Научный мир, 1999. – 160 с.
- Кожевников В. П. Динамика мезомасштабных процессов. – Сб. лекций. – М.: Физический факультет МГУ, 2005. – 117 с.
- Мусаевян И. А. Волны препятствий в атмосфере. – М.: Гидрометеоиздат, 1962. – 143 с.
- Хромов С. П., Петросьянц М. А. Метеорология и климатология. М.: Изд-во МГУ, 2004. – 584 с.
- Шакина Н. П. Динамика атмосферных фронтов и циклонов. – М.: Гидрометеоиздат, 1985. – 263 с.
- Шелковников М. С. Мезометеорологические процессы в горных районах и их влияние на полеты воздушных судов. – М.: Гидрометеоиздат, 1985. – 208 с.
- Atkinson B. W. Mesoscale atmospheric circulations. – London; New York; Toronto; Sydney; San Francisco. – Academic Press, 1981. – 495 pp.
- Pielke R. A. Mesoscale Numerical modeling, 2d edition. Academic Press, San Diego, CA., 2002. – 676 pp.

Дополнительная

- Динамика погоды. Пер. с англ. под ред. А. С. Дубова. – М.: Гидрометеоиздат, 1988. – 420 с.
- Дымников В. П., Филатов А. П. Основы математической теории климата. М.: ВИНТИЛ, 1994. – 254 стр.

- Лебедев В. И. Функциональный анализ и вычислительная математика. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2000. – 295 стр.
- Кибель Н. А. Введение в гидродинамические методы краткосрочного прогноза погоды. М.: Гостехиздат, 1957. – 375 с.
- Кожевников В. И. Обзор современного состояния теории мезомасштабных орографических неоднородностей поля вертикальных токов// Труды ЦАО. 1970, Вып. 98. – 3–41 с.
- Самарский А. А., Михайлов А. И. Математическое моделирование. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 320 с.
- Суркова Г. В., Архипкин В. С., Мухаметов С. С. Мезометеорологические процессы в прибрежной зоне Черного моря в летнее время// Метеорология и гидрология. 2006, №3. 31–45 с.
- Batchelor G. K. The conditions for dynamical similarity of motions of a frictionless perfect-gas atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Sci.*, 1953, Vol. 79, pp. 224–235.
- Bechtold P., Pinty J.-P., and Mascart F. A numerical investigation of the influence of large-scale winds on sea-breeze and inland-breeze-type circulations. *J. Appl. Meteor.*, 1991, Vol. 30, No. 9, pp. 1268–1279.
- Clark R. H. Some remarks on the subject of fronts. Two day workshop on fronts. Conference Handbook, 1977, Melbourne (Available from *Roy. Meteor. Sci., Austral. Branch*).
- Fedor L. S., Foss A., Grochaas S., Hoem V., Lystad H., Shapiro M. A., Wilhelmson K. Forecasting of polar lows// Nowcasting II. Mesoscale observations and very-short-range weather forecasting. *Proc. Second. Intern. Symp. on Nowcasting*, Norrköping, Sweden, 3-7 September, 1984, pp. 47–52.
- Heymsfield G. M. Doppler radar study of warm frontal region. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 1979, pp. 2093–2107.
- Hobbs P. V. Organization and structure of clouds and precipitation on the mesoscale and microscale in cyclonic storms. *Rev. Geophys. Space Phys.*, Vol. 16, 1978, pp. 741–755.
- Hobbs P. V. and Biswas K. R. The cellular structure of narrow cold frontal rainbands. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 105, 1979, pp. 723–727.
- Koch S. E. The role of an apparent mesoscale frontogenetical circulation in squall-line initiation. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 112, 1984, pp. 2090–2111.
- Locatelli J. D., Hobbs P. V., Werth J. A. Mesoscale structure of vortices in polar air stream. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 110, 1982, pp. 1417–1433.
- Lorenz E. N. Deterministic nonperiodic flow. *J. Am. Sci.*, Vol. 20, 1963, pp. 130–141.

- Lilly D. K. and Zipser E. J. The front range windstorm of 11 January 1972. *Weatherwise*, Vol. 25, 1972. pp. 56–63.
- Lynn B. H., Abramopoulos F., Avissar R. Using similarity theory to parameterize mesoscale heat fluxes generated by subgrid-scale landscape discontinuities in GCMs. *J. of Climate*, 1996, Vol. 8. pp. 932–951.
- Maddox R. A. Mesoscale convective complexes. *Bull. Am. Meteor. Soc.*, Vol. 61, 1980. pp. 1374–1387.
- Maddox R. A. Large-scale meteorological conditions associated with midlatitude mesoscale convective complexes. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 111, 1983. pp. 1475–1493.
- Miranda P. M. A., and James I. N. Non-linear three-dimensional effects on gravity wave drag: Splitting flow and breaking waves. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, Vol. 118, 1992. pp. 1057–1082.
- Ogura Y. and Phillips N. A. Scale analysis at deep and shallow convection in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 1962, Vol. 19, No. 2. pp. 173–179.
- Orlansky I. A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, Vol. 56, 1975. pp. 527–530.
- Pielke R. A three-dimensional numerical model of the sea breezes over South Florida. *Mon. Wea. Rev.*, 1974, Vol. 102, No. 2. pp. 115–139.
- Rayleigh, Lord. On convective currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side. *Phil. Mag.*, Vol. 32, 1916. pp. 529–546.
- Rodgers D. M., Howard D. E., Johnston E. C. Mesoscale convective complexes over the United States during 1982. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 111, 1983. pp. 2363–2369.
- Rotunno R. On the linear theory of the land and sea breeze. *J. Atmos. Sci.*, 1983, Vol. 40, No. 8. pp. 1999–2009.
- Sun W.-Y., Ogura Y. Boundary layer forcing as a possible trigger to a squall-line formation. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 1979. pp. 235–254.
- Thunis P., Bornstein R. Hierarchy of Mesoscale flow assumptions and equations. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 53, 1996. pp. 380–397.
- Zeng X., R. A. Pielke. Landscape-induced atmospheric flow and its parameterization in large-scale numerical models. *J. Climate*, 1995, Vol. 8. pp. 1156–1177.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

 Δ

Алфавитно-справочный фен 49

Аспекта отношение 11

15

Борна — 8

Брепта Взяісяля частота 7

הַיְּמִינִי 57

Երևանի ֆրոնտ 58

Бизнесеска упрошенија 13

13

Ветер склонов 65

Возвращенные сетки 76

1.

L'anna cxxvii 59

Горно-долинный ветер 65

Грастофа число 9

1951, 1952 19

44

Душобразные долгоживущие системы 36

3

Zou, Lu -8

K

Карманна цепочка 55

Корабельные волны 53

Корректирующий параметр 7

Конвекция: - мелкая 18

ПРИЛОЖЕНИЕ 30

Компьютерная схема 59

51

ЛЮДИ И ДЕЛА 36

Дипра масличаб 7

Дополнительно уравнения 28

NI

Мезомачинарб 2. 4-5

Мезомасштабные конвективные комплексы 31

Мезомасштабные модели 75

Мезомасштабные потоки 70

Мезометеорология 2

Министраль 29

II

Нефрон탈ыные мезомасштабные вихри 45

Переходящий порыв (микропорыв) 37

Итого: 9

[]

Подвстречные волны 52

Подветренные роторы 54

Полосы осадков: - теплого фронта - 1

 $\text{vol}(\Omega) \text{ (ного)} \text{ (прона)} = 41$

BIBLIOGRAPHY 43

- на фронте оккупации - 22

РЕШЕНИЕ СЕКТОРА $\rightarrow$

Ирандтия теория 67

Правдліва чи не? 9

{

Рациональные модели 74

Рейнгольда число 7

Питательная среда 11

Россов (Кибеля) число 9

Рядя число 11

Рудая Бенара конвекция 20

C

Справка 48

Симметричная неустойчивость 43

Граничный аттрактор 29

Сторонняя число 7

Т

Торнадо 39

Тэйлора число 8

Ф

Фен 48

Фруда число 7

Фронт порывистости 38

Ц

Цицук 48

Э

Экмана число 8

Я

Ячейки: - открытые 19

 - закрытые 19