

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Работа посвящена исследованию крупномасштабных вихревых неустойчивостей в гидродинамике, а также процессов, которые могут иметь отношение к крупномасштабным катастрофическим явлениям в атмосфере Земли типа тропических циклонов и смерчей. Понятие вихря является в гидродинамике одним из наиболее важных. Динамика и энергетика атмосферы в значительной степени определяется переносом вихрей различных временных и пространственных масштабов. Особая роль в этих процессах принадлежит таким интенсивным вихрям, как тайфуны и смерчи, которые могут трактоваться как естественные вихревые структуры. Однако до настоящего времени не существует исчерпывающей теории этих явлений, несмотря на значительные усилия исследователей по геофизической гидродинамике и нелинейной динамике сплошных сред. Можно считать, что в основе генерации реальных атмосферных вихрей лежит некоторая гидродинамическая неустойчивость. Однако естественный кандидат на эту роль — конвективная неустойчивость — не может объяснить наблюдаемое аспектное соотношение для этих вихрей. Обнаружение новой неустойчивости объяснило бы факт самопроизвольного возникновения за сравнительно короткое время хорошо организованного движения, характерного для тропического циклона. Поиск новых неустойчивостей, таким образом, представляет собой одно из основных направлений теоретического исследования крупномасштабных вихрей в атмосфере. В качестве примера можно привести известные модели тропических циклонов, основанные на условной неустойчивости второго рода, основная роль в которой отводится трению воздуха в развивающемся вихре о подстилающую поверхность [Ц1, Ц2]. Можно сказать, что модель условной неустойчивости второго рода реализует попытку отфильтровывания мелкомасштабных движений — внутренних волн или конвекции. Однако при этом она входит в известное противоречие с теорией потенциального вихря [Ц3], которая по существу представляет собой результат последовательного отфильтровывания как акустических, так и гравитационных колебаний.

Понятие потенциального вихря позволяет провести естественное разделение атмосферных движений на быстрые, имеющие характерные скорости порядка скорости звука, и медленные синоптические. На основе теоремы сохранения потенциального вихря был раскрыт механизм адаптации поля давления к полю скорости за счет излучения быстрых волн. Может быть, это одна из причин появления в последнее время моделей тайфуна, непосредственно опирающихся на концепцию потенциального вихря [Ц4, Ц5].

Однако, поскольку потенциальный вихрь является инвариантом или, во всяком случае, адиабатический инвариантом, такие модели не описывают никакой неустойчивости и для объяснения процесса усиления тропического шторма требуют подключения внешнего источника возмущений. В качестве такого источника обычно выбираются вихревые потоки углового момента, связанные с вертикальной зависимостью сдвига внешнего крупномасштабного течения в верхних слоях атмосферы в окрестности тропического возмущения. Таким образом, формирование тропического циклона в рамках указанных моделей является результатом внешнего воздействия на облака, обусловленного асимметрией волн в верхних слоях атмосферы, а не совместного действия кучевой облачности и трения в подстилающем слое.

Одним из физических факторов, приводящим к крупномасштабным неустойчивостям, является спиральная турбулентность. Такая турбулентность хорошо известна в астрофизике как генератор крупномасштабных магнитных полей [6-12]. Считается, что спиральная турбулентность может обеспечить переход энергии от мелких масштабов к крупным. Далее, турбулентность планетных атмосфер имеет тенденцию становиться спиральной под действием силы Кориолиса. Таким образом, на основе свойств спиральных течений можно объяснить образование и поддержание мощных атмосферных вихрей (типа тайфуна), а также существование нелинейных волн других типов в сплошных средах. Как известно, спиральная турбулентность характеризуется отличным от нуля псевдоскалярном  $\langle \mathbf{v} \text{ rot } \mathbf{v} \rangle$  (спиральностью) и возникает в поле сил с псевдовекторными свойствами (магнитное поле, сила Кориолиса и т. п.). В ней нарушена отражательная инвариантность — свойство, которое не восстанавливается развитой турбулентностью. Фактически все дополнительные возмущения носят характер «спускового механизма», позволяющего перекачивать энергию спиральной турбулентности в энергию крупномасштабных вихревых структур. В отличие от колмогоровского каскада, такая перекачка связана с подавлением потока энергии турбу-

лентности в область малых масштабов [Ц12]. Этот процесс естественно трактовать как вихревое динамо.

Однако при поиске новой крупномасштабной неустойчивости в атмосфере не следует далеко уклоняться и от опыта теоретических и натурных исследований реальных атмосферных вихрей. Тайфун, или тропический циклон, зарождается и развивается в тропических широтах, черпая энергию из тепла океана, а его вращение обуславливается вращением Земли. Возникновение смерча связано с мощными грозowymi облаками, образующимися вблизи так называемых струйных течений, опоясывающих Землю на широтах порядка  $60^\circ$  в обоих полушариях. Оба явления по существу представляют собой механизмы эффективного сброса избыточного тепла в атмосфере в условиях, когда действия других механизмов, например, турбулентной конвекции недостаточно. Таким образом, катастрофические явления типа тайфунов играют важную роль при установлении климатической температуры Земли, отводя излишнее тепло и способствуя предотвращению чрезмерного перегрева планеты. В этом смысле тайфуны как крупномасштабные катастрофические процессы позволяют удерживать глобальные параметры системы в определенных пределах.

Одним из главных факторов формирования тайфунов считаются фазовые переходы присутствующей в атмосфере влаги [Ц13, Ц14]. Важность роли фазовых преобразований атмосферной влаги как основного энергетического источника этих явлений подмечена давно. Очевидно, что исследование гидродинамических процессов в сухой атмосфере представляет собой гораздо более простую задачу, и большинство теоретических моделей описывает образование крупных вихрей, оставляя в стороне фазовые превращения атмосферной влаги. Существуют также модели, учитывающие фактор влажности феноменологически [Ц4, Ц5, Ц13, Ц14]. Однако следует иметь в виду такую возможность, что влажный насыщенный воздух при каких-то дополнительных условиях может оказаться неустойчивым. Другими словами, во влажной насыщенной атмосфере может развиваться гидродинамическая неустойчивость, обусловленная фазовыми превращениями влаги. Легко видеть, что в этом случае феноменологический подход не сможет привести к новой неустойчивости, и такую неустойчивость следует искать исходя из первых принципов термодинамики влажного воздуха. Наличие (по сравнению с сухим воздухом) дополнительных термодинамических параметров приведет и к другому основному состоянию. При этом вертикальные распределения основных термодинамических параметров должны измениться, также как и вертикальная зависимость скорости звука.

Линеаризация уравнений на фоне этого основного состояния может в свою очередь привести к динамической системе с иными свойствами, в частности должны изменяться и параметры обычной конвективной неустойчивости. Таким образом, в результате последовательного подхода к вопросу о влиянии фазовых переходов влаги должна получиться теория конвекции с модифицированным числом Рэлея. Из общих соображений ясно, что, поскольку имеет место дополнительная энергетика фазовых переходов, критическое число Рэлея для конвекции во влажном воздухе должно зависеть от влажности и температуры насыщенного воздуха таким образом, чтобы при увеличении влажности это число понижалось.

Можно ожидать, что связанная с фазовыми превращениями влаги новая гидродинамическая неустойчивость окажется ответственной за возникновение и развитие мощных крупномасштабных атмосферных вихрей. Существование тайфунов подсказывает, что одним из наиболее важных сопутствующих факторов новой неустойчивости должно быть вращение вихря, неразрывно связанное с развитием кризисного процесса. Поскольку энергетика неустойчивости (в изначально неподвижном воздухе) должна все же быть связана с неустойчивостью температурной стратификации в атмосфере, можно ожидать, что неустойчивость во влажном воздухе окажется новым и, по-видимому, весьма нетривиальным каналом развития классической конвективной неустойчивости.

**Цель и задачи исследования.** Целью диссертационной работы является теоретическое изучение на основе нелинейных уравнений гидродинамики крупномасштабных вихревых неустойчивостей, обусловленных спиральностью вращением и фазовыми переходами.

Исходя из этого, решались следующие основные задачи:

1. Анализ крупномасштабной вихревой неустойчивости, обусловленной спиральностью мелкомасштабной турбулентности. Определение ее механизма и условий возникновения при устойчивой и неустойчивой фоновой стратификации окружающей сплошной среды.

2. Выяснение роли силы Кориолиса в формировании условий существования крупномасштабной вихревой неустойчивости. Исследование крупномасштабной неустойчивости в неспиральной турбулентности. Определение параметров сплошной среды, обуславливающих эффект крупномасштабной неустойчивости при отсутствии спиральности мелкомасштабной турбулентности.

3. Исследование стационарного состояния, возникающего при развитии крупномасштабной спиральной неустойчивости. Определение параметров турбулентной среды, обуславливающих установление амплитуды

ды крупномасштабной вихревой структуры на нелинейной стадии развития неустойчивости.

4. Исследование конвекции и диссипации звука в гетерогенной среде, в условиях, допускающих фазовые превращения для одной из компонент газовой системы. Определение критических параметров конвективной неустойчивости в гетерогенной среде.

5. Исследование вихревой крупномасштабной неустойчивости в гетерогенной среде с учетом фазовых переходов для одной из компонент системы.

6. Исследование крупномасштабной вихревой неустойчивости взаимодействия внутренних и поверхностных волн в стратифицированной газовой среде (модуляционная и распадная неустойчивости).

**Методы исследования.** При получении изложенных в диссертации результатов использованы апробированные методы анализа устойчивости нелинейных систем: метод статистического осреднения по мелкому масштабу; методы многомасштабных асимптотических разложений нелинейных уравнений гидродинамики; методы термодинамики фазовых переходов. При численном анализе использовались варианты метода Галеркина и QR-алгоритм решения краевых задач.

**Основные положения, выносимые на защиту.** 1. Разработанная модель крупномасштабной вихревой неустойчивости в стратифицированной среде под действием спиральной турбулентности, в которой изучена роль параметра спиральности мелкомасштабной турбулентности в формировании петли обратной связи в крупномасштабной неустойчивости, а также исследовано явление перестройки крупномасштабной конвекции, изменение критического числа Рэлея и горизонтального размера ячеек под действием мелкомасштабной спиральной турбулентности.

2. Модель крупномасштабной вихревой неустойчивости в стратифицированной среде под действием неспиральной турбулентности с учетом роли силы Кориолиса, а также метод определения спиральности мелкомасштабной турбулентности вращающегося стратифицированного слоя.

3. Стационарное нелинейное состояние крупномасштабной вихревой структуры типа тропического циклона, образующейся в результате развития крупномасштабной неустойчивости, вызванной спиральной компонентой мелкомасштабной атмосферной турбулентности.

4. Модель конвективной неустойчивости в гетерогенной среде, состоящей из двух газов, один из которых находится в состоянии межфаз-

ного равновесия со своей жидкой фазой, с новым критическим числом Рэлея этой неустойчивости.

5. Результаты анализа вращательной неустойчивости в гетерогенной среде, в условиях, допускающих фазовые превращения для одной из компонент системы с учетом центробежных сил и возможности ее перехода в нелинейный режим взрывной неустойчивости.

6. Результаты исследования крупномасштабных вихревых неустойчивостей взаимодействия внутренних и поверхностных волн в произвольно стратифицированной среде (модуляционная и распадная неустойчивости).

7. Горизонтально-однородная нелинейная модель распределения вертикальных потоков инфракрасного излучения и определение с помощью этой модели температуры тропопаузы и поверхности планеты, а также толщины адиабатического слоя атмосферы и характеристик парникового эффекта.

**Научная новизна.** Основные результаты диссертации обладают принципиальной научной новизной. При решении поставленных задач на основе теоретического анализа:

- детально описана крупномасштабная вихревая неустойчивость в гидродинамике, обусловленная спиральной турбулентностью;
- впервые исследована роль силы Кориолиса в формировании условий существования крупномасштабной неустойчивости, определен параметр спиральности мелкомасштабной турбулентности на основе сравнения результатов соответствующих моделей;
- изучена эволюция и новое стационарное нелинейное состояние крупномасштабной спиральной структуры типа тропического циклона;
- впервые исследована конвективная неустойчивость в гетерогенной среде, в условиях, допускающих фазовые превращения для одной из компонент системы, вычислено критическое число Рэлея этой неустойчивости и его зависимость от термодинамических параметров;
- впервые определено влияние фазовых превращений на диссипацию звука в гетерогенной среде;
- обнаружена новая гидродинамическая неустойчивость в гетерогенной среде, обусловленная фазовыми переходами при наличии вращения, проведен нелинейный анализ полученной неустойчивости;
- впервые построена горизонтально-однородная модель распределения вертикальных потоков инфракрасного излучения, предназначенная для теоретического определения температуры тропопаузы и поверхности планеты, а также толщина адиабатического слоя атмосферы;

- детально исследованы модуляционная и распадная неустойчивости взаимодействия внутренних и поверхностных волн в слое с произвольной стратификацией.

**Достоверность** результатов диссертационной работы определяется использованием апробированных методов теоретической физики, согласием полученных результатов с данными экспериментов и наблюдений и теоретическими работами других авторов, непротиворечивостью результатов и выводов, их четким физическим смыслом и согласованностью с современными представлениями о предмете исследования.

**Теоретическая и практическая ценность полученных результатов.** Ценность результатов диссертационной работы для прикладных задач и теории гидродинамической устойчивости определяется тем, что работа направлена на развитие научного направления, связанного с изучением общих свойств и закономерностей нелинейной динамики неравновесных многофазных систем. Полученные результаты:

- могут быть полезными для понимания физических механизмов, ответственных за нелинейную динамику и устойчивость крупномасштабных процессов в турбулентных спиральных и не спиральных средах;
- могут быть полезными для исследования гидродинамического  $\alpha$ -эффекта в динамике атмосферы;
- могут способствовать построению теоретических моделей, адекватно описывающих основные особенности нелинейной динамики атмосферных процессов, глобальных движений и временной изменчивости геофизических характеристик;
- могут быть использованы при построении моделей климата и парникового эффекта в атмосфере.
- могут быть полезны при исследовании динамики волн в устойчиво стратифицированной среде, при исследовании процессов нелинейной генерации тропосферных и стратосферных внутренних волн;
- их необходимо учитывать при исследовании конвективной неустойчивости в условиях насыщенного влажного воздуха, а также процессов конвекции в облачных структурах;
- могут дать новый взгляд на проблемы диагностики и прогнозирования крупномасштабных природных катастроф, типа тропических циклонов;
- являются важными для исследований структуры, характерных свойств и процессов формирования воронки смерча.

**Апробация результатов диссертации.** Основные результаты диссертации докладывались на Всесоюзных, Всероссийских и Международных конференциях:

- III Международном симпозиуме по тропической метеорологии г. Ялта, март 1985 г.;
- IX Всесоюзной Тбилисской школе по физике плазмы и РТС, г. Телави, октябрь 1984 г.;
- рабочей группе «Турбулентность и структуры», г. Сочи, май 1985 г.;
- Международной конференции по физике плазмы, г. Киев, апрель 1986 г.;
- рабочей группе «Математические механизмы турбулентности», г. Киев, 1986 г.;
- III Съезде советских океанологов, г. Ленинград, 1987 г.;
- VI Школе по нелинейным задачам теории гидродинамической устойчивости, г. Москва, февраль, 1987 г.;
- Всесоюзной конференции «Проблемы стратифицированных течений», г. Юрмала, ноябрь 1988 г.;
- Международной рабочей группе «Пространственно-временная сложность в динамических системах», г. Коргез, Франция, август 1988 г.;
- XIV Генеральной Ассамблее Европейского геофизического общества, г. Барселона, Испания, март 1989 г.
- International Conference “Ocean, Atmosphere, Hydrology & Nonlinear geophysics”, June 1994.
- XXII General Assembly of European Geophysical Society. Vienna. April 1997.
- Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность», Россия, г. Москва, февраль 1998 г.
- International Conference “Developments in Geophysical Turbulence”. National Center of Atmospheric Research, Boulder, Colorado. June 1998.
- Всесоюзная конференция. Фридмановские чтения. Россия, Пермь, сентябрь, 1998.
- Втором Всероссийском совещании «Аэрокосмические методы и геоинформационные системы в лесоведении и лесном хозяйстве». Москва, ноябрь 1998 г.
- International Conference “Dynamics days Europe 2001”, Dresden, Germany, June 2001.
- Международной школе-семинаре SCDS II «Применение симметрии и косимметрии в теории бифуркаций и фазовых переходов», Россия, Лазаревское, сентябрь 2001 г.



- Международной конференции «Математические и физические методы в экологии и мониторинге природной среды», Россия, Москва, октябрь, 2001 г.
- APCTP International Symposium on Slow Dynamical Processes in Nature, Korea, Seoul, November 2001.
- The 3d International Symposium on Environmental Hydraulics (ISEH 2001), Tempe, Arizona, USA, December 2001.
- Международной школе-семинаре SCDS II «Применение симметрии и косиметрии в теории бифуркаций и фазовых переходов», Россия, Лазаревское, август – сентябрь 2002 г.
- Юбилейной Всероссийской научной конференции «Фундаментальные исследования взаимодействия суши, океана и атмосферы», Россия, г. Москва, ноябрь 2002 г.

Диссертационная работа выполнялась в ИКИ РАН как плановая работа в рамках программ Президиума РАН по фундаментальным исследованиям в области наук о Земле по темам «Атмосфера» (Исследования, мониторинг и природное состояние атмосферы; № 01.20.02 00161), «Климат» (Космический мониторинг климатических и экологических процессов; № 01.20.03 03440), «Мониторинг» (Разработка методов и технологий спутникового мониторинга для научных исследований глобальных изменений и обеспечения безопасности; № 01.20.03 00164), а также темы «Спираль» (контракт с РКА 025-5105.94 от 20.07.1994), при поддержке ISF: Grant Number JC6100, а также при поддержке РФФИ: проекты № 94-01-01241, № 96-02-19506, № 98-02-17229, № 01-05-64372.

**Основные публикации.** По теме диссертации опубликовано 70 научных работ. Основное содержание диссертации отражено в 30 научных работах, список которых приведен в конце автореферата.

**Личный вклад соискателя.** Все результаты, изложенные в диссертации, получены автором либо самостоятельно, либо при непосредственном и активном участии. Из публикаций в соавторстве в диссертацию вошли только результаты, полученные при определяющем творческом участии автора на всех этапах работы. В список положений, выносимых на защиту, включены результаты и выводы, в которых вклад соискателя был основным или, по крайней мере, равным вкладу соавторов.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы. Полный объем дис-

сертации составляет 290 страниц, включая 17 страниц литературы, содержащих 196 наименований.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обосновываются актуальность темы, научная ценность и новизна диссертации. Сформулированы цели проведения исследований и научные положения, выносимые на защиту. Обоснован выбор рассматриваемых задач, кратко излагается история их формулировки и решения, отражается место полученных результатов среди исследований, проведенных другими авторами. Приведены структура диссертации и сведения об апробации результатов работы.

**В первой главе** диссертации дан обзор моделей и методов анализа неустойчивостей, рассматриваемых при исследовании крупномасштабных вихрей, характерных для тропической атмосферы, описано основное состояние среды с учетом энергетики фазовых переходов одной из компонент газовой смеси.

На сегодняшний день среди моделей возникновения крупномасштабных вихрей тропической атмосферы основными считаются модели, основанные на гипотезе условной неустойчивости второго рода (CISK) [Ц1, Ц2]. Гипотеза состоит в том, что возмущения в тропической зоне и возмущения масштаба кучевого облака взаимодействуют посредством механизма поверхностного трения. При этом изначально слабый атмосферный вихрь крупного масштаба под влиянием трения о подстилающую (морскую) поверхность создает эффективное течение в подстилающем слое к центру вихря, так называемую конвергенцию массы, что означает и конвергенцию влаги в пограничном слое. В результате в зоне конвергенции возникают мощные облака, выносящие пар из пограничного слоя вверх, вплоть до тропопаузы. При конденсации в облаках выделяется большое количество тепла, это приводит к дополнительному падению давления, что в свою очередь должно приводить к усилению крупномасштабного вихря с последующим усилением конвергенции водяного пара в пограничном слое.

Основным элементом в таких моделях оказывается методика параметризации мелкомасштабной конвекции, поскольку описание отдельных облаков в модели тропического циклона привело бы к чрезмерной детализации и резкому усложнению расчетов. Однако, с другой стороны, для моделирования процессов синоптического масштаба не требуется детального моделирования отдельных облаков и достаточно ограничиться лишь описанием суммарного влияния облачных структур на крупно-

масштабное движение. Определение этого влияния в терминах крупномасштабных переменных выделилось в отдельную задачу параметризации мелкомасштабной конвекции. Аналогичным образом была построена модель Гидрометцентра СССР [Ц14]. Модель включает расчет поля влаги, что позволяет определять крупномасштабные осадки, описывает конвективный перенос тепла, влаги и момента облаками. В модель включена и усовершенствованная параметризация пограничного слоя.

Совершенно иной теоретический подход к проблеме образования тропических циклонов сосредотачивается на эффектах вихревых потоков углового момента, связанных с вертикальной зависимостью сдвига внешнего крупномасштабного течения в верхних слоях атмосферы в окрестности тропического возмущения. Важность роли потоков углового момента для развитого урагана была хорошо известна, однако наблюдения свидетельствуют, что этот эффект может иметь решающее значение и для проблемы циклогенезиса. Основой этого подхода является исследование взаимодействия облаков и внешнего воздействия, а не совместного действия кучевой облачности и трения в подстилающем слое. Указанные потоки углового момента могут моделироваться с помощью инварианта, называемого потенциальным вихрем. Инвариантность (независимость от времени) потенциального вихря доказывается в монографии А.М. Обухова [Ц3] для системы уравнений атмосферы, линеаризованной на фоне основного состояния.

Существуют также модели генерации тропических циклонов на основе крупномасштабных неустойчивостей типа вихревого динамо (см. например, [Ц11–Ц14]). Вихревым динамо называют эффект генерации крупномасштабных вихрей в турбулентности. Понятно, что однородная изотропная турбулентность, в которой нет выделенных направлений и масштабов, не должна порождать крупномасштабные вихри, то есть самоорганизация структур в такой турбулентности маловероятна. Следовательно, для существования эффекта самоорганизации должна нарушаться какая-то симметрия. Однако, если имеется крупномасштабное нарушение однородности и изотропности турбулентности, оно обычно восстанавливается в меньших масштабах, что является основой локальной теории Колмогорова – Обухова. В такой ситуации крупномасштабное возмущение, взаимодействуя с турбулентностью, должно затухать, а его энергия передаваться турбулентности. Иначе обстоит дело, если нарушенная симметрия турбулентности не восстанавливается. Таким нарушением симметрии, совместимым с теорией локальной структуры турбулентности, является нарушение отражательной инвариантности. Этот

тип нарушения симметрии может возникать в поле сил с псевдовекторными свойствами, таких как магнитное поле или сила Кориолиса.

Методы параметризации мелкомасштабной конвекции в моделях типа условной неустойчивости второго рода, таким образом, оказывались чрезвычайно важным элементом для этих моделей, поскольку позволяли разрешить основную задачу такого способа моделирования — свести воедино различные масштабы полной системы. Эти методы, естественно, подразделялись на «сухие» и «влажные». Совершенно очевидно, что «сухие» методы параметризации были гораздо проще и потому использовались чаще, но все же достаточно серьезные модели подразумевали скорее применение методов «влажной» параметризации. Однако и методы параметризации «влажной» конвекции описывали процессы фазовых переходов атмосферной влаги феноменологически. По-видимому, первым обратил на это внимание один из основоположников моделирования тропических циклонов Оояма [Ц15]. Целью анализа влажной атмосферы он поставил определение временных и пространственных полей динамических и термодинамических переменных, описывающих состояние атмосферы с учетом принципиальной роли влажности.

Возникновению тропического циклона обычно предшествует тропическая депрессия, представляющая собой обширную область пониженного давления и повышенного влагосодержания. Часто в области тропической депрессии водяной пар достигает состояния насыщения. Гидродинамические движения в такой среде сопровождаются выделением и поглощением теплоты фазовых переходов, что считается основным энергетическим источником тропического циклона. Однако теплота фазовых переходов приводит к изменению основного стационарного состояния атмосферы и в насыщенном влажном воздухе может реализоваться новая гидродинамическая неустойчивость, обусловленная именно свойствами основного состояния влажного воздуха. Конвекция, то есть возникновение движений в неустойчиво стратифицированной жидкости под действием архимедовых сил, представляет собой по существу единственный, известный в настоящее время, пример такой неустойчивости в изначально неподвижной жидкости или газе. Обнаружение новой неустойчивости во влажном воздухе может оказаться очень важным для исследования таких природных явлений, как смерч и тайфун. Легко видеть, что в этом случае наиболее важными атрибутами новой неустойчивости должны быть вращение системы отсчета, в которой она развивается, и присутствие водяного пара, фазовые переходы которого должны обеспечить энергетiku рассматриваемой неустойчивости.

В заключение первой главы описано основное состояние влажной атмосферы, определяемое термодинамикой насыщенного влажного воздуха. Исследуется смесь двух газовых компонент, парциальные давления которых существенно отличаются друг от друга. Обозначим давление и плотность первой компоненты  $P$  и  $\rho$ , давление второй компоненты —  $E$ , а отношение плотности второй компоненты к плотности первой компоненты —  $q$ , полагаем, что  $E \ll P$  и  $q \ll 1$ . Температуру смеси обозначим через  $T$ . Обе компонента системы будем считать идеальными газами, уравнение состояния первой компоненты примем в виде  $P = \rho RT$ , а для второй компоненты с учетом ее малого парциального давления получим для отношения смеси  $q = (R/R_w) E/P$  [Ц17, Ц18]. Здесь  $R$  и  $R_w$  — удельные газовые постоянные первой и второй газовой компонент. Предполагается, что для второй (малой) компоненты выполнены условия межфазного равновесия с его жидкой или твердой фазой. Тогда в анализе следует также учесть уравнение Клаузиуса – Клапейрона [Ц19]  $dE = (EL)/(R_w T^2)dT$ , описывающее межфазное равновесие для второго компонента, где  $L$  — скрытая теплота конденсации или сублимации для второй компоненты. При этом количество тепла  $dQ$ , подводимое к элементу объема смеси, расходуется на увеличение его внутренней энергии  $dU = c_v dT$ , совершение работы против сил давления  $PdV$  и испарение жидкой (или твердой) фазы, то есть на увеличение количества пара (второй газовой компоненты)  $Ldq$  [Ц17]:

$$dQ = TdS = c_v dT + PdV + Ldq.$$

Вышеуказанные соотношения описывают равновесную термодинамику смеси, и с их помощью можно вычислить все ее термодинамические параметры. Так, для термодинамической скорости звука в смеси имеем:

$$c^2 = \frac{dP}{dp} = RT \frac{1 + \frac{L^2 q}{C_p R_w T^2}}{\frac{C_v}{C_p} - \frac{Lq}{C_p T} + \frac{L^2 q}{C_p R_w T^2}}.$$

Если предположить, что рассматриваемая двухкомпонентная смесь газов находится в поле силы тяжести с ускорением свободного падения  $g$ , то, принимая во внимание уравнение статики  $dP/dz = -gr$ , можно решить вопрос об адиабатическом распределении всех термодинамических параметров с высотой. В результате для адиабатического градиента температуры получается выражение

$$\gamma_a = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} = -\frac{g}{RT} \frac{\frac{R}{C_p} + \frac{Lq}{C_p T}}{1 + \frac{L^2 q}{C_p R_w T^2}}.$$

При этом соответствующие градиенты распределения давлений и плотностей газовых компонент, очевидно, будут определяться формулами

$$\gamma_p = \frac{1}{P} \frac{dP}{dz} = -\frac{g}{RT}, \quad \gamma_\rho = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = -\frac{g}{c^2},$$

$$\gamma_E = \frac{1}{E} \frac{dE}{dz} = \frac{L}{R_w T} \gamma_a, \quad \gamma_q = \frac{1}{q} \frac{dq}{dz} = -\frac{g}{RT} \frac{\frac{R}{R_w} \frac{L}{c_p T} - 1}{1 + \frac{L^2 q}{c_p R_w T^2}}.$$

Приведенный набор соотношений представляет собой систему обыкновенных нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, решение которой определяет основное состояние насыщенной влажной атмосферы. На фоне этого основного состояния могут быть построены линейные и нелинейные уравнения динамики, описывающие гидродинамические движения в насыщенном влажном воздухе, которые оказываются отличными от соответствующих уравнений в случае сухого воздуха. Они могут описывать новую неустойчивость, не характерную для гидродинамики сухого воздуха. Данная неустойчивость может лежать в основе тропического циклогенезиса и быть альтернативой моделям типа условной неустойчивости второго рода, потенциальной завихренности или спиральной крупномасштабной неустойчивости.

**Во второй главе** исследуются крупномасштабные неустойчивости, обусловленные мелкомасштабными движениями нетривиальной топологии. Рассматриваются случаи как турбулентных, так и ламинарных мелкомасштабных течений. Рассматривается также задача о крупномасштабной неустойчивости на фоне мелкомасштабных движений тривиальной топологии, но с учетом силы Кориолиса, что позволяет проанализировать роль вращения в формировании спиральности мелкомасштабной турбулентности в конвективной системе.

Исследуется модель гидродинамики несжимаемой жидкости. Турбулентный фон задается добавлением в исходную систему уравнений случайной внешней силы  $F_i$ , которая возбуждает мелкомасштабную турбулентность (считается, что  $\langle F_i \rangle = 0$ ). Турбулентность предполагается

однородной, изотропной и стационарной. С учетом спиральности коррелятор такого случайного поля скорости в фурье-представлении по координатам имеет вид

$$Q_{ij} = (t_1 - t_2, \bar{k}) = B(t_1 - t_2, \bar{k}) \left( \delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) + G(t_1 - t_2, \bar{k}) \epsilon_{ijs} k_s,$$

$$\langle \bar{v} \cdot \text{rot } \bar{v} \rangle \propto \int k^2 G(t_1 - t_2, \bar{k}) d\bar{k}.$$

Величина  $I_T = \int \langle \bar{v} \cdot \text{rot } \bar{v} \rangle d\bar{r}$  является топологическим инвариантом в невязком случае. Наиболее важной частью коррелятора с точки зрения возникновения в системе крупномасштабной неустойчивости является слагаемое, содержащее псевдотензор  $\epsilon_{ijs}$  и псевдоскаляр  $G$ . Именно наличие этого слагаемого приводит к появлению нетривиальных физических эффектов. Задача состоит в получении для крупномасштабных движений замкнутого осредненного уравнения. В данной главе рассмотрен самый простой случай малых чисел Рейнольдса, когда можно явно вычислить тензор напряжений Рейнольдса. Уже в такой упрощенной постановке можно увидеть все основные возникающие физические эффекты.

Для проведения процедуры осреднения уравнения Навье – Стокса поле скорости представляется в виде суммы средней и пульсирующей частей. Если среднее равно нулю, то случайная часть скорости обусловлена действием внешней силы  $F_i$ . Эта часть поля скорости будет обозначаться  $v_i^T$ , и будем полагать, что она является однородным, изотропным и случайным спиральным полем. Рассмотрим эволюцию среднего поля  $\langle v_i \rangle$ , считая его амплитуду малой по сравнению с амплитудой турбулентных пульсаций. При этом случайная часть поля скорости приобретает малую неоднородную добавку  $\tilde{v}_i$ . Осредняя исходное уравнение и вычитая из полного уравнения осредненное, получим в низшем порядке систему, описывающую эволюцию малой неоднородной добавки  $\tilde{v}_i$ .

В эволюционное уравнение для средней скорости входят средние от квадратичных комбинаций (напряжения Рейнольдса). Выразить их можно через среднее поле  $\langle v_i \rangle$  и коррелятор турбулентности, используя функциональную зависимость поля  $\tilde{v}_i$  от турбулентного поля  $v_i^T$  с помо-

щью формулы Фурутцу – Новикова. Для того чтобы воспользоваться формулой Фурутцу – Новикова, необходимо считать турбулентный шум гауссовым. В задачах о взаимодействии крупномасштабного поля с мелкомасштабной турбулентностью это предположение является допустимым даже при больших числах Рейнольдса. Действительно, основным вклад во взаимодействие крупномасштабных движений с турбулентными пульсациями вносят наиболее энергосодержащие вихри, для которых хорошо известно, что приближение гауссовости вполне приемлемо. Далее на основе полученных уравнений показано, что спиральная турбулентность может приводить к существенному изменению характера неустойчивости и полной перестройке конвективной структуры. В частности, с появлением спиральности минимально необходимый уровень подогрева для запуска процесса конвекции уменьшается, а горизонтальный размер ячеек увеличивается, что указывает на возникновение фактора, облегчающего всплытие более теплого и легкого объема жидкости. Им оказывается тороидальное поле скорости в конвективной ячейке, порожденное (из обычного для конвекции) полоидального поля скорости мелкомасштабной спиральной турбулентностью. Возникнувшее тороидальное поле через ту же самую турбулентность усиливает конвективное полоидальное поле, чем и замыкается обратная связь. В результате конвекция активнее переносит тепло с теплой нижней границы слоя на верхнюю. Системе становится энергетически «выгоднее» иметь на единицу площади меньше ячеек, то есть их горизонтальный размер увеличивается. При увеличении параметра спиральности поперечные размеры ячеек становятся все больше и, при некотором значении параметра спиральности, энергетически предпочтительнее оказывается процесс конвекции с единственной ячейкой, размер которой определяется границами области подогрева в поперечном направлении. При этом активность архимедовых сил и подсасывающего действия тороидального поля сравниваются в конкуренции с силами вязкости. В главе получено уравнение для крупномасштабного среднего поля:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \Delta\right) \langle v_i \rangle - \text{Ra} P_{im} e_m e_j \langle v_j \rangle = \\ = \text{Ra} \cdot S \cdot P_{im} \nabla_k \mu_1 (e_m \varepsilon_{krj} + e_k \varepsilon_{mrj}) e_r \langle v_j \rangle,$$

где  $S$  — спиральность турбулентности;  $\mu_1$  — константа модели;

$P_{im} = \delta_{im} - \frac{\nabla_i \nabla_m}{\Delta}$  — проекционный оператор, исключающий потен-



циальную часть поля скорости;  $\mathbf{e}_m$  — единичный вектор, направленный вертикально вверх. Решение уравнения определяется в терминах полоидальной и тороидальной компонент крупномасштабной скорости. При достаточно широкой в поперечном направлении области подогрева инкремент определяется зависимостью

$$\gamma = \mu_1 S \pi \delta R_0 \frac{v}{h^2},$$

где  $\delta R_0$  — превышение числа Рэля над критическим значением, обуславливающим неустойчивости. С точки зрения спиральной турбулентности наличие конвекции снимает запрет на обращение в нуль  $\alpha$ -эффекта и позволяет сбросить часть энергии турбулентности в возникающие крупномасштабные структуры.

Исследование спиральной неустойчивости удобно проводить, представляя поле скорости в виде суммы тороидальной и полоидальной компонент  $\langle \mathbf{v} \rangle = \langle \mathbf{v}_t \rangle + \langle \mathbf{v}_p \rangle$ ,  $\langle \mathbf{v}_t \rangle = \text{rot}(\bar{\mathbf{e}}\Psi)$ ,  $\langle \mathbf{v}_p \rangle = \text{rot rot}(\bar{\mathbf{e}}\phi)$ ,  $\langle \mathbf{v}_t \rangle$  и  $\langle \mathbf{v}_p \rangle$  — соответственно тороидальная и полоидальная компоненты поля  $\langle \mathbf{v} \rangle$ , а  $\Psi$  и  $\phi$  — потенциалы тороидальной и полоидальной компонент, соответственно, причем  $\Psi$  — псевдоскалярная и  $\phi$  — скалярная функции. В отсутствие конвекции в терминах полоидального и тороидального полей скорости уравнение для крупномасштабной скорости может быть представлено в виде системы для потенциалов тороидального и полоидального полей (здесь параметр  $S$  включает коэффициент модели  $\mu_1$ ):

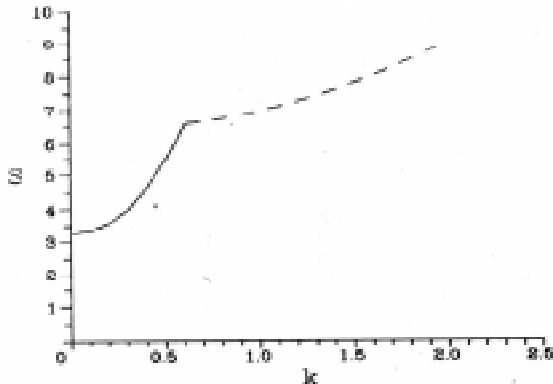
$$\left[ \gamma + k_{\perp}^2 - \left( \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 \right] \psi = -S \left( \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 \phi,$$

$$\left[ \gamma + k_{\perp}^2 - \left( \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 \right] \phi = S \left[ k_{\perp}^2 + \left( \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 \right] \psi.$$

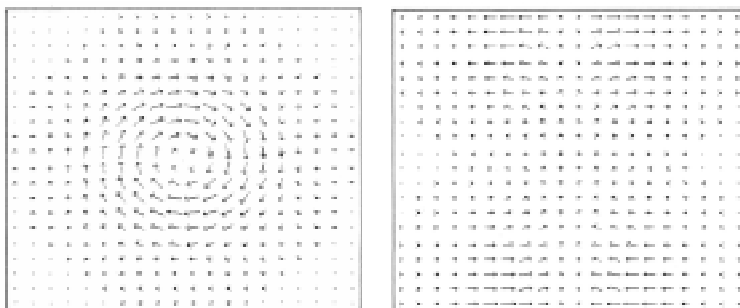
Система для полоидального и тороидального полей скорости численно исследовалась на устойчивость нормальных возмущений в горизонтальном слое единичной толщины. На рис. 1 показана нейтральная кривая, характеризующая критическое значение параметра спиральности турбулентности  $S$  для различных горизонтальных волновых чисел  $k_{\perp}$ . Минимум этой кривой достигается в точке  $k_{\perp} = 0$ . Это означает,

что с ростом спиральности неустойчивость возникает на большем горизонтальном масштабе. Другими словами, речь идет о крупномасштабной неустойчивости, реализующей всю предоставленную площадь. При малых значениях  $k_{\perp}$  неустойчивость имеет монотонный характер. Нейтральная кривая имеет излом, обусловленный слиянием двух монотонных мод в комплексно-сопряженную пару.

Конфигурация крупномасштабного поля скорости для аксиально-симметричной низшей моды представлена на рис. 2. Рисунок слева представляет собой вид снизу на горизонтальное сечение структуры вблизи нижней границы слоя, а на правом рисунке изображен вертикальный разрез вихря. Тороидальная (направленная по окружности) компонента поля скорости оказывается при данных значениях параметров на порядок больше полоидальной (направленной к центру и вертикально). Таким образом, собственная функция рассматриваемой моды представляет собой вращающийся вихрь, горизонтальная компонента скорости которого практически однородна по высоте. Существенным в структуре этого вихря является наличие полоидальных движений. Так, на рис. 2 хорошо видно втекание воздуха в центр вихря снизу, подъем и растекание на верхней границе. На периферии вихря, наоборот, наблюдается опускание воздуха. В таком вихре, как отмечалось в [Ц16], полоидальные и тороидальные движения оказываются зацепленными друг с другом.

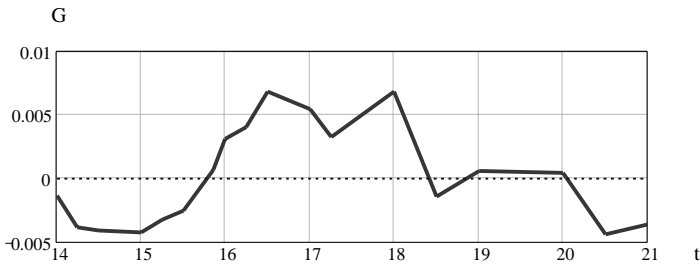


**Рис. 1.** График нейтральной кривой. Зависимость критического значения спиральности  $S$  от горизонтального волнового числа  $k_{\perp}$



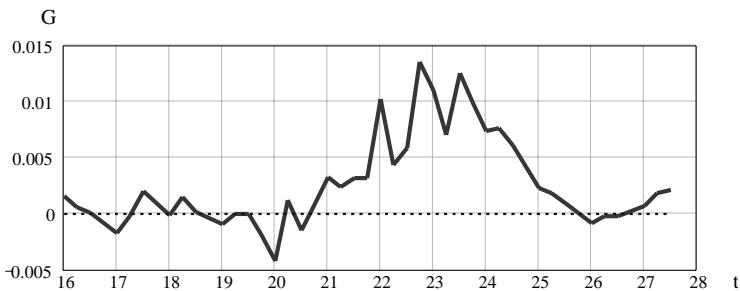
**Рис. 2.** Поле скорости в горизонтальном (вверху) и вертикальном (внизу) сечении. Скорость нормирована на максимальное значение проекционной составляющей

Представляет значительный интерес экспериментальное определение параметра спиральности течений тропической атмосферы. Теоретическая оценка спиральности крупномасштабного течения воздуха в тайфуне имеет порядок  $10^{-3}$  м/с<sup>2</sup>. Данные зондирования атмосферы в тропической зоне Тихого океана, полученные во время экспедиции ИКИ РАН 1989 г., были систематизированы на основе сценарного принципа, то есть в соответствии с основными элементами относительного движения судна и тайфуна. Сценарий «Отход» захватывал период времени с 14 по 21 мая, движение судна имело преимущественно западное направление, а тропический шторм (№ 8903 «Бренда»), сформировавшийся к 16 мая, двигался в северо-западном направлении. В зоне шторма судно находилось с 16 по 18 мая. Обработка данных корабельного зондирования (рис. 3) показывает, что в этот период времени крупномасштабное течение в регионе характеризовалось отрицательными значениями спиральности, но после возникновения устойчивой структуры тропического шторма спиральность приняла положительное значение и в течение времени, пока судно находилось в зоне шторма, имела примерно постоянное значение.



**Рис. 3.** Временной ход спиральности крупномасштабного течения (сценарий «Отход»). По оси ординат отложены значения спиральности крупномасштабного поля скорости ветра; по оси абсцисс — числа месяца мая 1989 г.

Сценарий «Розетка» характеризовался движением судна в пределах действия тайфуна (№ 8906 «Эллис») по сложной траектории типа «восьмерки». Система ветров с 6 ч 20 июня по 12 ч 22 июня характеризовалась как тропическая депрессия, а с 18 ч 22 июня по 18 ч 23 июня — как тропический шторм (рис. 4). Рисунок демонстрирует значительное увеличение спиральности в зоне действия шторма.



**Рис. 4.** Временной ход спиральности крупномасштабного течения (сценарий «Розетка»). По оси ординат отложены значения спиральности крупномасштабного поля скорости ветра. По оси абсцисс отложены числа месяца июня 1989 г.

Далее рассмотрен вопрос о выводе усредненного уравнения, описывающего генерацию крупномасштабных гидродинамических структур в неспиральной турбулентной среде в поле силы Кориолиса. Процесс фор-

мирования спиральности турбулентности наиболее естественно понимать как закручивание за счет силы Кориолиса в ту или другую сторону элемента всплывающего или тонущего объема жидкости в конвективной ячейке. Таким образом, рассматривая задачу о конвекции с учетом силы Кориолиса и проводя усреднение по мелкому масштабу на фоне неспиральной турбулентности, можно, казалось бы, получить напряжения Рейнольдса, обуславливающие крупномасштабную вихревую неустойчивость. Оказывается, однако, что учет вертикальной неоднородности в рамках простейшей задачи о конвекции на мелком масштабе с постоянным вертикальным градиентом температуры является недостаточным для получения соответствующих напряжений Рейнольдса. Атмосферная конвекция, протекающая за счет объемного выделения скрытой теплоты конденсации пара, указывает на необходимость учета кривизны вертикального градиента температуры. При этом конвективную неустойчивость, развивающуюся в таких условиях, естественно считать источником мелкомасштабных турбулентных движений. Вычисление напряжений Рейнольдса на фоне конвективной турбулентности в этом случае приводит к уравнению для средних полей:

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\partial}{\partial t} - \Delta \right) \langle V_i \rangle + \frac{2\Omega h^2}{v_T} P_{im} \epsilon_{msj} e_s \langle V_j \rangle = \\ & = E \frac{\lambda h}{v v_T} \eta^2 \left( \frac{v\tau}{\lambda^2} \right)^3 \frac{B\lambda}{A} \frac{2\Omega\lambda^2}{v} P_{im} \nabla_k (e_k \epsilon_{mga} + e_m \epsilon_{kra}) e_r \langle V_a \rangle. \end{aligned}$$

Здесь  $E$  — плотность энергии турбулентности;  $\lambda$  и  $\tau$  — характерный масштаб и время турбулентности,  $A$  и  $B$  — коэффициенты, характеризующие профиль температуры,  $\eta$  — параметр, отвечающий за степень анизотропии турбулентности,  $h$  — толщина слоя,  $\Omega$  — параметр Кориолиса.

Это уравнение отличается от уравнения крупномасштабной неустойчивости, полученного на основе концепции спиральной турбулентности, лишь наличием слагаемого с числом Тейлора, естественно присутствующим в данной модели. Роль коэффициента спиральности  $S$  играет, следовательно, произведение:

$$S = 2\Omega\tau\eta^2 \frac{E\tau^2}{\lambda^2} \frac{h}{\lambda} \frac{v}{v_T} \frac{B\lambda}{A}.$$

В результате в рамках данной модели процедура статистического усреднения по мелкомасштабным турбулентным пульсациям с учетом

силы Кориолиса и кривизны профиля температуры в конвективной ячейке приводит к уравнениям для крупномасштабных движений, аналогичным случаю генерации крупномасштабных вихрей под действием изначальной спиральной турбулентности. Можно сказать, что концепция спиральности турбулентности параметризует совместное действие неоднородности градиента температуры и силы Кориолиса. Коэффициент эффективной спиральности пропорционален неоднородности градиента температуры, интенсивности турбулентности и параметра Кориолиса. Таким образом, становится понятным, например, что спиральность атмосферной турбулентности может иметь различный знак на разных высотах турбулентного слоя в зависимости от кривизны вертикального распределения температуры. Очевидно, что игнорирование этого факта может привести к существенному завышению оценки общего уровня спиральности турбулентности исследуемого слоя атмосферы. Полученная крупномасштабная неустойчивость обусловлена взаимодействием полоидального и тороидального полей скорости, и, так же, как в случае спиральной турбулентности, ее инкремент не зависит от знака параметра спиральности. Знак спиральности характеризует взаимное направление полей скорости; при заданном направлении, например, полоидального поля знак параметра спиральности контролирует знак тороидального поля, т. е. направление вращения крупномасштабного вихря.

Естественно ставить вопрос о дальнейшем развитии и стационарном состоянии такой вихревой структуры. Проблема выхода структуры на стационарный уровень требует учета факторов, ограничивающих ее рост. Поскольку роль обычных для гидродинамических систем сносных нелинейностей в случае вихревых структур рассматриваемого типа невелика, вопрос о выборе основных нелинейных факторов, обеспечивающих выход системы в рамках исходной постановки на стационарный уровень, оказывается весьма нетривиальным. Можно думать, что на нелинейной стадии интенсивность обратной связи будет уменьшаться, и ставить задачу в постановке, в которой удерживаются нелинейные поправки к спиральному механизму неустойчивости. Такая постановка, однако, представляется несколько идеализированной, поскольку хорошо известно, что интенсивность спиральной компоненты турбулентности существенно меньше, чем неспиральной [Ц20], а неспиральная компонента обуславливает турбулентную вязкость. Поэтому наиболее естественно обратить внимание на диссипативные процессы. В самом деле, интенсивный крупномасштабный вихрь, каковым является тропический циклон, с горизонтальными размерами, существенно превышающими вертикальные, должен испытывать значительное трение со стороны под-

стилающей поверхности. Увеличение интенсивности крупномасштабно-го течения за счет вызванного трением увеличения сдвига горизонтальной компоненты скорости должно приводить к усилению турбулентности и, следовательно, к увеличению турбулентной вязкости, что, в свою очередь, эффективно сдерживает экспоненциальный рост крупномасштабной структуры. При этом в первом приближении можно ограничиться постановкой задачи с заданной турбулентностью, что будет соответствовать отсутствию обратного воздействия на нее среднего поля. Модель, принимающая во внимание эти факторы, должна содержать обусловленную турбулентностью нелинейную вязкость. Слагаемые, описывающие нелинейную вязкость, так же как и генерационные, связанные со спиральной компонентой мелкомасштабной турбулентности, можно вычислять методом статистического усреднения, но на фоне более энергосодержащей неспиральной компоненты мелкомасштабной турбулентности. Турбулентность при этом считается захваченной внешним крупномасштабным потоком. Во второй главе исследуется эволюция крупномасштабной вихревой структуры, которая возникает в результате неустойчивости, обусловленной спиральной компонентой мелкомасштабной турбулентности. Эта структура выходит на стационарный уровень за счет усиления турбулентной диссипации. Стационарное состояние определяется при решении краевой задачи с учетом конечной амплитуды гидродинамических полей для крупномасштабной системы со спиральной неустойчивостью и нелинейной вязкостью.

В результате, потенциалы полоидальной и тороидальной компонент крупномасштабного поля скорости принимают вид

$$\varphi(t, r, z) = \varphi_0(t) \sin(\kappa z) J_0(k_R r),$$

$$\psi(t, r, z) = \frac{\alpha}{v_T} \varphi_0(t) \sin(\kappa z) J_0(k_R r), \quad \varphi_0(t) = \frac{\varphi_m \exp(\gamma t)}{\sqrt{1 + \exp(2\gamma t)}}.$$

Эти соотношения позволяют определить вертикальные и горизонтальные компоненты крупномасштабного поля скорости

$$V_z^\varphi(t, r, z) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = k_R^2 \varphi_0(t) \sin(\kappa z) J_0(k_R r),$$

$$V_r^\varphi(t, r, z) = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r \partial z} = -\kappa k_R \varphi_0(t) \cos(\kappa z) J_1(k_R r),$$

$$V_{\theta}^{\varphi}(t, r, z) = \text{rot}_{\theta}(\bar{e}\psi) = -\frac{\partial\psi}{\partial r} = \frac{\alpha}{v_T} k_R \varphi_0(t) \sin(kz) J_1(k_R r).$$

Полученное нелинейное решение описывает эволюцию крупномасштабной вихревой структуры с зацепленными линиями тока полоидальной и тороидальной компонент поля скорости, начиная от стадии зарождения и заканчивая ее выходом на стационарный уровень.

Во второй главе также показано, что крупномасштабные уравнения, описывающие  $\beta$ -эффект в сжимаемой жидкости, могут быть получены методом многомасштабных разложений, как условия разрешимости при специальном выборе внешней силы (см., например, [Ц17, Ц18]). В то время как турбулентный  $\alpha$ -эффект представляет собой крупномасштабную неустойчивость, появляющуюся при взаимодействии крупномасштабных возмущений со спиральной турбулентностью, динамический подход к  $\alpha$ -эффекту позволяет трактовать его как некоторый новый тип параметрической неустойчивости, возникающей при специальном виде накачки. Таким образом, получаем, что в сжимаемой жидкости существует ламинарный  $\alpha$ -эффект, т. е. под действием динамической внешней силы определенного вида сжимаемая жидкость оказывается неустойчивой по отношению к генерации крупномасштабных структур. Величина  $\alpha$ -эффекта оказывается зависящей от резонанса параметров мелкомасштабной накачки с собственной модой среды. В условиях резонанса полученное стационарное крупномасштабное поле выражается через эллиптические функции и описывает нелинейные спиральные волны. При определенных значениях параметров получены решения, имеющие вид топологических солитонов. Найден топологический заряд нелинейных решений.

**В третьей главе** рассматриваются вращательная неустойчивость, а также другие процессы, обусловленные выделением скрытой теплоты фазовых переходов одной из компонент газовой смеси. Одними из наиболее важных элементов динамики атмосферы Земли являются процессы фазовых превращений атмосферной влаги. Выделение и поглощение теплоты ее фазовых переходов существенным образом влияет на атмосферные гидродинамические процессы, формируя условия их протекания. Достаточно сказать, что такой важный климатический элемент земной атмосферы, как вертикальный профиль температуры, обычно ближе к своему влажно-адиабатическому пределу, чем к сухоадиабатическому [Ц17, Ц18, Ц37]. Облака, образующиеся в результате атмосферной кон-



векции и конденсации влаги, участвуют в формировании альбедо Земли, оказывая существенное влияние на общий приток солнечного тепла в атмосферу. Особенно большое значение конвективные процессы в насыщенном влажном воздухе приобретают в тропических циклонах, энергетика которых в значительной степени обусловлена выделением теплоты фазовых переходов влаги. Переход вещества из одной фазы в другую осуществляется при соблюдении условий межфазного равновесия (равенство температур, давлений и химических потенциалов фаз). В результате гидродинамические процессы, протекающие в гетерогенных системах в условиях фазовых превращений, отличаются от соответствующих процессов в гомогенных системах. Так, например, скорость звука в мелкодисперсной системе — пар с взвешенными в нем капельками жидкости («влажный пар») — не совпадает со скоростью звука в соответствующем чистом газе [Ц38]. Сжатие или разрежение системы сопровождается фазовым переходом с выделением или поглощением теплоты фазового перехода.

Процесс конвективной неустойчивости в двухфазной системе, очевидно, также должен модифицироваться по сравнению с однофазной системой и зависеть от теплоты фазовых переходов. В данной главе получено, что критическое значение величины, обычно понимаемой как число Рэлея —  $Ra = |\gamma| gh^4/\nu\chi$ , для «влажной» конвекции уменьшается по сравнению с «сухой» конвекцией:

$$Ra = \frac{1}{1 + \frac{L^2 q}{C_p R_w T^2}} \frac{27}{4} \pi^4.$$

Для тропической атмосферы на высоте порядка одного километра поправка в знаменателе может превышать единицу, и, таким образом, порог влажной конвекции может в этом случае уменьшиться более чем вдвое. Понижение критического числа Рэлея для конвекции в слое воздуха, насыщенного водяным паром, по сравнению с конвекцией в слое сухого воздуха, очевидно, связано с выделением скрытой теплоты конденсации.

Фазовые переходы влияют также на диссипацию звука. Получено также, что декремент затухания звуковых волн в гетерогенной среде, допускающей фазовые переходы для малой компоненты, определяется как

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\Gamma_{\text{ФР}} &\approx \\ &\approx -\frac{1}{2} \left[ \frac{4}{3} \nu + \frac{\zeta}{\rho} + \chi \frac{R}{C_V} \left( 1 + \frac{C_P}{C_V} \frac{Lq}{RT} - \frac{C_P + C_V}{C_V} \frac{L^2 q}{C_P R W T^2} \right) \right] K^2, \end{aligned}$$

где,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $\zeta$  — вторая вязкость,  $\chi$  — температуропроводность,  $K$  — модуль волнового числа.

Далее на основе термодинамики влажного воздуха формулируются уравнения крупномасштабной неустойчивости во влажной насыщенной атмосфере. Вертикальное распределение скорости звука во влажной атмосфере оказывается зависящим от распределений температуры и влажности и приобретает точку перегиба на некоторой высоте. Это приводит к появлению в задаче переменных по вертикальной координате коэффициентов, и, в конечном счете, задача сводится к уравнению типа Шредингера для вертикальной компоненты скорости. Роль «потенциальной ямы» в этой задаче играет производная от скорости звука по вертикальной координате.

Крупномасштабная неустойчивость, обусловленная такой потенциальной ямой, оказывается связанной с вращением, поэтому ее естественно назвать вращательной. Инкремент вращательной неустойчивости в рассматриваемом случае определяется кривизной профиля скорости звука, вращением системы отсчета и стратификацией среды. При увеличении силы Кориолиса и горизонтальных размеров возмущения вращательная неустойчивость может доминировать над конвективной, которая в этих условиях, как известно, проявляется слабее. Таким образом, вращательная неустойчивость может проявиться, если суммарный эффект распределения скорости звука и конвективного профиля превзойдет некоторое значение. В противном случае появятся осцилляции аналогичной природы. Это определяет порог вращательной неустойчивости даже в отсутствие эффектов диссипации. Упрощенное выражение для инкремента вращательной неустойчивости, связанное только с кривизной профиля скорости звука можно представить в виде

$$\Gamma \approx \left( 1 - \frac{c_v}{c_p} \right) \frac{g}{c^2} \frac{\Omega}{k},$$

где  $\min k$  определяется размерами области прогрева.

Формула показывает, что вращательная неустойчивость существенно связана с вращением области, в которой она развивается. Механизм неустойчивости оказывается обусловленным возникновением положи-

тельной обратной связи между вертикальным потоком газовой смеси и вертикальным перепадом давления. Эффект проявляется наиболее сильно в области максимума производной вертикального распределения скорости звука. Оценка времени формирования такой неустойчивости, выполненная для обычных параметров тропической атмосферы, дает порядок одних суток. Таким образом, можно думать, что обнаружена неустойчивость, лежащая в основе возникновения тропических циклонов, и их описание на основе этой новой неустойчивости окажется свободным от трудностей при использовании для этих целей других неустойчивостей, например, условной неустойчивости второго рода.

Проведен также нелинейный анализ этой неустойчивости в случае аксиально-симметричного возмущения методом выделения секулярной части. Амплитудное уравнение, описывающее нелинейную фазу развития неустойчивости, при удержании в системе центробежной силы может быть представлено в виде

$$\frac{da(t)}{dt} = \Gamma a(t) \left( 1 + N \int_0^t a(t') dt' \right).$$

Здесь  $\Gamma$  — линейный инкремент вращательной неустойчивости,  $N$  — коэффициент, учитывающий влияние центробежной силы. Решение амплитудного уравнения имеет вид

$$a(t) = \frac{Q^2 e^{Qt}}{N^2 \Gamma^2 a_0} \left( \frac{e^{Qt}}{\Gamma + Q} - \frac{1}{\Gamma - Q} \right)^{-2}, \quad Q = \sqrt{\Gamma^2 - 2a_0 N \Gamma}.$$

Решение описывает функцию, равную  $a_0$  в начальной точке и при положительном значении параметра нелинейности  $N$  монотонно увеличивающуюся до бесконечности за конечное время. При отрицательном значении параметра нелинейности амплитуда вырастает незначительно, достигает максимума и затем монотонно уменьшается до нуля. Положительные значения параметра нелинейности соответствуют нисходящему движению газа в центральной части рассматриваемой структуры. Нелинейный анализ рассматриваемой задачи, таким образом, предсказывает нисходящее движение воздуха в центральной части организующейся вращающейся структуры, в случае восходящего движения в центральной части такая структура, согласно данному нелинейному анализу, существовать не сможет. Это хорошо согласуется с движением воздуха в смерчах и тайфунах: для смерчей этот факт часто отмечается при наблю-

дениях, а для тайфунов такое движение воздуха в центральной части имеет ярко выраженный характер и называется «глазом» тайфуна.

Таким образом, в рассматриваемом нелинейном режиме вращательная неустойчивость принимает взрывной характер, полное время нелинейного развития неустойчивости определяется полюсом решения

$$t_{\alpha} = \frac{1}{Q} \ln \frac{\Gamma + Q}{\Gamma - Q}.$$

Отметим, что анализ проведен лишь для одного, наиболее значительного для рассматриваемой задачи нелинейного слагаемого, описывающего центробежную силу. Учет других нелинейных слагаемых, не меняя основного вывода о существовании режима взрывной неустойчивости, может привести к появлению дополнительных деталей процесса, например, режима жесткого возбуждения взрывной неустойчивости.

Далее рассматривается вопрос о формировании и структуре воронки смерча. Считается, что смерч представляет собой часть вращающегося грозового облака. Вначале вращение заметно лишь непосредственно в вихревом облаке. Затем его часть, похожая на воронку, отвисает книзу. Воронка, вращаясь, постепенно удлиняется и в какой-то момент соединяется с землей. Она имеет вид колонны или хобота, который расширяется к облаку и сужается к земле. Скорость вращения воронки иногда сверхзвуковая, направление вращения — по спирали снизу вверх. В литературе существует достаточно широкий спектр теоретических моделей воронки смерча и сопутствующих явлений [Ц13, Ц19–Ц27]. Однако до настоящего времени не построено общепринятой теоретической модели, описывающей образование воронки смерча. Этот вопрос оказывается действительно достаточно сложным в том смысле, что требует последовательного решения нескольких вопросов. Один из наиболее важных — конечно, вопрос о непосредственных причинах возникновения этого явления как такового. Вторым по важности представляется вопрос о формировании хобота смерча как некоторой части и следствия этого явления.

В диссертации показано, что при некоторых условиях в атмосфере насыщенного влажного воздуха, реализующихся в мощных грозовых облаках, может иметь место вращательная неустойчивость, возбуждающая как вращение некоторого слоя воздуха, так и вертикальные течения в этом слое воздуха. Представляется достаточно очевидным, что появление хобота смерча в атмосфере под грозовым облаком, приводящее к разрушениям на поверхности земли, существенным образом связано с

процессами, протекающими в облаке. Стратификация воздуха в подоблачном слое атмосферы устойчивая, поэтому воронку смерча можно рассматривать как некоторую реализацию проникающей вращательной неустойчивости, аналогично тому, как формируется режим проникающей конвекции в лабораторных условиях. Таким образом, нужно рассмотреть задачу о гидродинамических движениях в слое воздуха с устойчивой стратификацией под влиянием внешнего воздействия, сосредоточенного на верхней границе слоя. В качестве внешнего условия на верхней границе берется условие вертикального втекания и вытекания воздуха под действием некоторого течения, имеющего место в вышележащих областях атмосферы.

Анализ линейной задачи проводится в предположении аксиальной симметрии методом интегральных преобразований. Явное выражение для граничных условий выбирается в виде, который отвечает основным физическим условиям гладкости и затухания на бесконечности:

$$v_z(r, z=0) = v_0 a^3 \frac{r^2 - 2a^2}{(r^2 + a^2)^{5/2}},$$

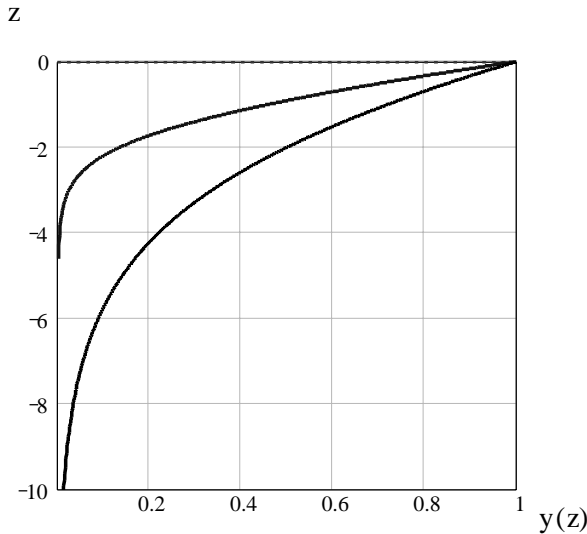
где параметр  $a$  — характерный горизонтальный размер возмущения. Полученное линейное решение описывает распределения полей скорости и температуры в стационарной гидродинамической структуре, возникающей в подоблачном пространстве в результате движений в грозном облаке. Структура решения представляет собой вращающийся цилиндр, интенсивность полей в котором уменьшается с высотой по экспоненциальному закону. Показатель экспоненциального затухания решения зависит от силы Кориолиса, характеризующей вращение всей облачной системы как целого. Вращение полученной структуры, обусловленное полоидальным полем в условиях вращения облака, оказывается обратно пропорциональным вязкости среды. Воздух характеризуется малыми значениями коэффициента вязкости, и потому вращение полученной цилиндрической структуры может оказаться значительным.

Нелинейный анализ ориентирован на исследование структуры горизонтальных мод, которые в рассматриваемом случае взяты в виде соответствующих функций Бесселя. Вертикальная зависимость младшей моды для потенциала полоидального поля  $y(z)$  в безразмерных переменных определяется в виде (вертикальная координата  $z$  нормируется на характерный горизонтальный размер):

$$\int_{y_0}^y \frac{dy}{\frac{s(y,b)}{b} + \frac{4(b-3y)}{s(y,b)} - 4} = z, \quad b \approx \frac{2\Omega}{\mu_1 \sqrt{g\gamma}},$$

$$s(y,b) = 3 \sqrt{\left[ 8b + 90y + 6 \sqrt{\frac{y}{b} (56b^2 + 177by + 48y^2)} \right] b^2}.$$

где  $\Omega$  отвечает параметру Кориолиса вращающегося грозового облака;  $\gamma$  — относительный градиент температуры, отвечающий устойчивой стратификации в подоблачном слое;  $\mu$  — первый корень функции Бесселя первого порядка;  $y_0$  — амплитуда граничного условия на нижней границе облака. Зависимость полоидального поля от вертикальной координаты для различных значений параметра  $b$  можно представить в виде графиков (рис. 5).



**Рис. 5.** Зависимость полоидального поля скорости  $y(z)$  от вертикальной координаты для различных значений параметра  $b$ : верхняя кривая  $b = 0,5$ ; нижняя кривая  $b = 2$

Считая скорость вертикального потока воздуха в облаке равна  $v_0 = 1$  м/с, горизонтальный размер ячейки с таким значением скорости

$R = 1000$  м, коэффициент турбулентной вязкости  $\nu_T = 50$  м<sup>2</sup>/с. Тогда  $u_0 \gg 0,2$ . Принимая дополнительно значение для характеризующего силы плавучести параметра состояния теплового режима  $\gamma = 10^{-5}$  м<sup>-1</sup>, что соответствует частоте Брента-Вяйсяля  $\sim 0,01$  с<sup>-1</sup>, получим оценку скорости вращения структуры:

$$v_\theta(r, z) \approx 100 \text{ м/с.}$$

Любопытно отметить, что данное значение не зависит от параметра Кориолиса. Это, очевидно связано с тем, что рассматривается стационарное решение. Динамика и время установления структуры будет зависеть от параметра Кориолиса.

Отметим, что задача протекания идеальной жидкости сквозь заданную двумерную область, когда нормальная скорость и ротор скорости жидкости на границе области не равны нулю, рассматривалась в литературе [Ц34, Ц35]. Было показано, что стационарных или периодических режимов при таком течении не существует, и все решения нестационарной задачи неограниченно возрастают. Другими словами, в такой системе может иметь место неограниченная генерация ускоряющего вращения вдувом. Этот вывод, очевидно, согласуется с результатами настоящей главы, в которой генерация вращения оказывается обратно пропорциональной вязкости жидкости и бесконечно усиливается при переходе к случаю идеальной жидкости.

**В четвертой главе** рассматриваются некоторые процессы более крупного масштаба, чем масштаб тропического циклона, естественно возникающие при исследовании вопросов, связанных с дальнейшей судьбой развитого тропического шторма, или проблемы возникновения условий, предшествующих генерации циклона. Возникновение тропического циклона обычно связано с тропической депрессией, а аномальные области понижения и повышения давления часто связаны с областями интерференции планетарных волн. Атмосферу на синоптическом масштабе можно рассматривать в рамках модели «мелкой воды», считая ее слоем тяжелой жидкости, налитой на гладкую поверхность, а колебания атмосферного давления связывать с поверхностной волной в этом тонком слое жидкости. Длинные поверхностные волны на таком слое являются аналогом волн Россби в атмосфере. Если считать, что тайфун ощущает барометрическую обстановку региона в результате взаимодействия крупномасштабных волн Россби и мелкомасштабных внутренних волн и конвекции в атмосфере, то в модели «мелкой воды» это соответствует процессам взаимодействия волн на поверхности слоя и внутри слоя,

если считать жидкость в слое стратифицированной. Задача о нелинейном взаимодействии поверхностных и внутренних волн в слое жидкости с произвольной устойчивой стратификацией представлена в четвертой главе.

Взаимодействие поверхностных и внутренних волн является одним из наиболее важных элементов динамики слоя газа или жидкости с выраженной границей раздела, поскольку оно приводит к обмену энергией между его поверхностными и нижележащими слоями. С точки зрения общей теории волновых процессов взаимодействие поверхностных и внутренних волн (ВГВ) в низших порядках теории возмущений обычно является частным случаем взаимодействия высокочастотных и низкочастотных волн, однако наличие стратификации среды требует особого рассмотрения этой задачи. Наиболее сильно взаимодействие поверхностных и внутренних волн проявляется в области трехволнового резонанса, приводя к генерации интенсивными поверхностными волнами ВГВ и к блокировке поверхностных волн интенсивной внутренней волной. В области параметров, где трехволновые процессы запрещены, в силу вступают четырехволновые взаимодействия. Они приводят, прежде всего, к модуляционной неустойчивости поверхностных волн из-за их самовоздействия и к дополнительной модуляционной неустойчивости, вызванной взаимодействием поверхностных волн с внутренней волной. Эта модуляционная неустойчивость проще всего рассматривается в случае двухслойной модели стратифицированной жидкости, где внутренняя волна является поверхностной на границе раздела тяжелой и легкой жидкостей [Ц28–Ц33]. Таким образом, в случае дискретной стратификации внутренняя волна оказывается потенциальной в отличие от случая непрерывно стратифицированной среды, в которой внутренняя волна имеет вихревой характер. Это обстоятельство, а также неоднородность среды значительно усложняют анализ задачи взаимодействия волн. В данной главе рассматривается задача о взаимодействии поверхностных и внутренних волн в непрерывно стратифицированном слое газа конечной толщины в условиях, когда трехволновые процессы запрещены.

Одной из технических сложностей нелинейного описания системы поверхностных и внутренних волн является то, что, хотя они и представляют собой в сущности одно явление — движение жидкости в поле силы тяжести, — их простейшие математические модели существенно отличаются. В данной главе теория взаимодействия поверхностных и внутренних волн формулируется с помощью обобщенных функций. При этом уравнение Эйлера и уравнение непрерывности автоматически разбиваются на систему уравнений движения и граничные условия, что позволя-



ет единым образом рассмотреть взаимодействие гравитационных волн. Исследование этих уравнений позволяет получить инкременты неустойчивостей модуляционного типа, наличие которых вызвано присутствием внутренней волны.

Модуляционная неустойчивость поверхностной волны для однородного слоя методом многих масштабов ранее была получена в работе [ЦЗЗ]. В третьей главе диссертации эти результаты обобщаются на случай неоднородного слоя непрерывной стратификации с учетом взаимного влияния поверхностных и внутренних волн друг на друга. Дисперсионное соотношение для крупномасштабных движений получается в виде суммы по собственным частотам внутренней волны, где  $\varphi_s(z)$  — собственная функция однородной задачи для внутренней волны с номером  $s$  из полного набора,  $\Omega_s$  — собственная частота внутренней волны с номером  $s$ . В результате описывается влияние низкочастотной внутренней волны на поверхностную высокочастотную волну, модулированную частотой  $\Omega_{\Pi}$ . Получено, что происходит «перенормировка» собственной нелинейности поверхностной волны. В работе проведено подробное описание неустойчивостей модуляционного типа, возникающих в системе поверхностных волн из-за присутствия внутренней волны в слое конечной глубины с произвольной непрерывной стратификацией.

В частности, получено, что самая сильная неустойчивость будет при малых значениях крупномасштабного волнового числа  $P$ :

$$\gamma = \text{Im}(\Omega_{\Pi} - \sqrt{gH} P) \approx \text{Im} \left( \frac{1}{4} LP^3 |a_0|^2 B_s gH \right)^{1/4},$$

$$L = \frac{v_g}{k} \left( 1 - \frac{3}{2} \cos^2 \psi \right), \quad \cos \psi = \frac{\bar{P} \bar{k}}{|\bar{P}| |\bar{k}|},$$

где  $a_0$  — амплитуда волны;  $H$  — толщина слоя;  $B_s$  — коэффициент, обусловленный непрерывностью стратификации слоя;  $v_g$  и  $k$  — групповая скорость и волновое число мелкомасштабной поверхностной волны. Эта неустойчивость имеет самый большой инкремент  $\gamma \propto \varepsilon^{3/2}$ , где  $\varepsilon$  — малый параметр разложения, но реализуется в узкой области значений параметров.

Далее затрагивается вопрос о среднем климатическом профиле температуры атмосферы. Дело в том, что основное стационарное состояние термодинамических параметров атмосферы, как для влажного, так и для

сухого воздуха, которое используется для исследования гидродинамических движений, строится самосогласованно, то есть все термодинамические параметры зависят друг от друга. И только температура является в этой системе независимым параметром, поскольку определяется внешними астрономическими факторами (инсоляцией). Таким образом, вопрос о профиле температуры атмосферы становится выделенным и должен решаться независимо. В данной главе строится модель среднего профиля температуры атмосферы, такие элементы которой, как толщина тропосферного слоя и температура подстилающей поверхности, определяются на основе баланса приходящей и уходящей радиации.

Вертикальное распределение температуры атмосферы является одним из основных климатических параметров атмосферы планеты [Ц36–Ц38]. Однако в основном исследования, выполненные в этом направлении в последние годы, основываются на численных моделях. В то же время использование таких численных моделей, позволяющих учесть большое число факторов при формировании температурных профилей, во многих случаях затруднено сложностью анализа полученных результатов. Поэтому иногда полезно иметь аналитические модели, позволяющие определять основное стационарное состояние атмосферы, параметры которого необходимы для построения нестационарных или динамических моделей, а также для анализа влияния на форму профиля температуры различных факторов, таких как, например, мелкомасштабная атмосферная конвекция. В данной главе рассматривается такая модель, учитывающая не только радиационный механизм переноса тепла в атмосфере, но и дополнительный механизм переноса тепла, обусловленный конвективной турбулентностью.

При построении модели мы ставили целью на основе адиабатического профиля температуры построить горизонтально-однородную модель распределения вертикальных потоков инфракрасного излучения и оценить с помощью этой модели такие параметры, как температура тропопаузы и поверхности планеты, а также толщину адиабатического слоя атмосферы. Рассматривается задача о горизонтально однородном распределении потоков инфракрасного излучения и температуры в толще атмосферы планеты, поверхность которой нагревается за счет поглощения приходящего извне коротковолнового излучения (поглощением коротковолнового излучения атмосферой пренебрегается). Для определения потоков инфракрасного излучения вверх и вниз вводится понятие оптической толщины  $\tau$  слоя

$$\tau = \int_z^{\infty} \alpha \rho_w(z') dz', \quad \tau_0 = \int_0^{\infty} \alpha \rho_w(z') dz',$$

где  $\alpha$  — интенсивность поглощения инфракрасного излучения;  $\rho_w$  — плотность вещества;  $\tau_0$  — полная оптическая толщина атмосферы;  $z$  — вертикальная координата (ось  $z$  направлена вертикально вверх).

Результат можно представить в виде системы двух уравнений для определения параметров модели — толщины адиабатического слоя атмосферы  $H$  и температуры  $T_{\infty}$  верхних слоев атмосферы:

$$H = h \ln \left[ \frac{\tau_0 W}{K_T \gamma_a} \left( 2 \frac{T_{\infty}^4}{T_w^4} - 1 \right) \right], \quad x^4 + a_1 x^3 + a_2 x^2 + a_3 x^3 + a_4 - 1 = 0,$$

$$x = T_{\infty}/T_w, \quad a_i = C_4^i \left[ \frac{h \gamma_a}{T_w} \right]^i \int_{\tau_H}^{\tau_0} \left[ \ln \frac{\tau'}{\tau_H} \right]^i \exp(-\tau') d\tau'.$$

Здесь  $T_w = (W/\sigma)^{1/4}$  — температура, обусловленная усвоенной поверхностью энергией (с учетом альбедо и суточного усреднения),  $K_T$  — коэффициент турбулентной теплопроводности. Она соответствует инфракрасному излучению планеты и называется эффективной температурой этой планеты.

Таким образом, в рамках рассматриваемой модели толщина адиабатического слоя атмосферы  $H$  определяется полной оптической толщиной атмосферы  $\tau_0$ , потоком усваиваемого поверхностью планеты коротковолнового излучения, адиабатическим градиентом температуры  $\gamma_a$ , значением коэффициента турбулентной теплопроводности  $K_H$  на верхней границе адиабатического слоя и отношением температуры на больших высотах к эффективной температуре. Решение описывает зависимость температур  $T_{\infty}$  и  $T_0$  от исходных параметров задачи: полного потока тепла в атмосфере  $W$ , характерной толщины слоя парникового газа  $h$ , адиабатического градиента температуры в конвективном слое  $\gamma_a$ , полной оптической толщины атмосферы  $\tau_0$  и коэффициента фоновой теплопроводности  $K_H$ , от которого зависят толщина конвективного слоя  $H(K_H)$  и значение оптической толщины на его верхней границе  $\tau_H = K_H \gamma_a / W$ . Температура поверхности планеты  $T_0$  слабо зависит от  $K_H$ , лишь посредством малого в данном предельном случае параметра  $\tau_H \ll 1$ .

Парниковый эффект в данной модели обусловлен парниковым газом (для Земли — в основном водяным паром), количество которого задается полной оптической толщиной атмосферы  $\tau_0$ . Параметр  $h/H$  — отношение характерной толщины слоя, содержащего основную часть парникового газа, к толщине адиабатического слоя атмосферы — фактически контролирует эффективность работы парникового эффекта. Большие значения отношения  $h/H$  соответствуют условиям, при которых конвективный слой атмосферы находится внутри радиационного и слабо влияет на радиационный вынос тепла из атмосферы, приходящийся в основном на высоты со значением  $\tau$ , близким к единице, и, следовательно, на установление температуры тропопаузы. В этом случае эффективность парникового эффекта была бы велика, верхние слои атмосферы имели бы максимальную парниковую температуру  $T_\infty = T_W$ . Малые значения отношения  $h/H$  соответствуют неэффективному воздействию парникового эффекта. Радиационный слой атмосферы находится в этом случае в нижней (теплой) части конвективного слоя, беспрепятственно унося тепло из этой наиболее прогретой (за счет установления адиабатического профиля температуры) части атмосферы. Температура верхних слоев атмосферы устанавливается на более низком уровне  $T_\infty < T_W$ . Следует отметить роль теплопроводности в процессе установления климатического профиля атмосферы планеты. В случае эффективного воздействия парникового эффекта и слабо выраженной конвекции  $h/H \gg 1$  климатический профиль температуры на всех высотах вне тонкого конвективного слоя имеет малый наклон (иначе включился бы процесс конвекции), влияние фонового коэффициента теплопроводности мало, и форма профиля определяется радиационным механизмом. При наличии в атмосфере сильно выраженного процесса конвекции  $h/H \ll 1$  фоновый коэффициент турбулентной теплопроводности, вообще говоря, не мал и наряду с другими параметрами обуславливает толщину конвективного слоя. С увеличением фоновой теплопроводности возрастает диффузионная теплоотдача атмосферы в целом, роль конвективной теплоотдачи уменьшается, и конвективный слой становится тоньше.

Полученные формулы позволяют проследить влияние теплопроводности на величину температур  $T_\infty$  и  $T_0$ . Если пренебречь малой, для малых значений фоновой теплопроводности, поправкой  $-\tau_H = -K_H \gamma_a / W$  в скобках, то влияние теплопроводности на величину  $T_\infty$  сводится к слагаемому  $N \gamma_a$  описывающему перепад температуры в атмосфере за счет конвективного слоя. Температура поверхности планеты  $T_0$  в этом простейшем случае от теплопроводности не зависит. При удержании этой

поправки видно, что диффузионная теплоотдача приводит к некоторому, незначительному в данном предельном случае, понижению температуры атмосферы в целом, так что упомянутый простейший случай соответствует такому уровню фоновой турбулентности, ниже которого роль диффузионной теплоотдачи пренебрежимо мала. Численные оценки решения для земной атмосферы показывают, что данная модель длинноволновых радиационных потоков на основе конвективного профиля температуры в тропической атмосфере дает весьма удовлетворительные значения искомым параметров  $N$  и  $T_{\infty}$ .

**Основные результаты** диссертационной работы сводятся к следующему:

1. Построена модель генерации вихревых крупномасштабных структур в спиральной турбулентности. Показано, что спиральная турбулентность неустойчива относительно генерации крупномасштабных структур и может приводить к полной перестройке режима конвекции. Получены инкременты крупномасштабной неустойчивости для различных условий формирования спиральной турбулентности.

2. Развита теория генерации вихревых крупномасштабных структур в турбулентной среде в отсутствие спиральной компоненты. Показано, что полученные в результате статистического осреднения уравнения, описывающие крупномасштабное движение, аналогичны уравнениям возникающих в модели генерации вихрей в спиральной турбулентности. Показано, что коэффициент спиральности мелкомасштабно турбулентности пропорционален произведению второй производной температуры по вертикальной координате, интенсивности турбулентности и силы Кориолиса.

3. Аналитически исследована проблема нелинейной эволюции и реализующейся при этом стационарном состоянии крупномасштабной вихревой структуры типа тропического циклона, образующейся в результате развития неустойчивости, обусловленной спиральной компонентой мелкомасштабной турбулентности окружающей среды.

4. Развита теория генерации крупномасштабных вихревых структур в гетерогенной системе, состоящей из двух несмешивающихся газов, один из которых находится в состоянии межфазного равновесия со своей жидкой фазой. Обнаружена и исследована новая гидродинамическая неустойчивость, возникающая в такой влажной тропической атмосфере.

5. Показано, что вертикальное движение воздуха в поле силы Кориолиса приводит к появлению сильного вращения в горизонтальной плоскости. Показано, что скорость вращения стационарной структуры обрат-

но пропорциональна вязкости воздуха, в результате чего тороидальная компонента поля скорости в воздухе, характеризующегося малыми значениями вязкости, оказывается доминирующей.

6. Исследована неустойчивость взаимодействия поверхностных и внутренних волн в слое с непрерывной стратификацией, описывающая взаимодействие структур масштаба тропического циклона с движениями синоптического масштаба. Показано, что наиболее сильно взаимодействие проявляется в области трехволнового резонанса, в результате чего происходит усиление внутренних волн.

7. Построена модель горизонтально-однородного распределения температуры как основного термодинамического параметра, определяющего условия генерации структур типа тропического циклона. В рамках модели определены такие равновесные параметры как температуры тропопазы и поверхности планеты, а также толщина адиабатического слоя атмосферы.

**ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

1. *Моисеев С.С., Руткевич П.В., Тур А.В., Яновский В.В.* Вихревое динамо в конвективной среде со спиральной турбулентностью // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 2. С. 144–153.

2. *Моисеев С.С., Оганян К.Р., Руткевич П.Б., Тур А.В., Яновский В.В.* Вихревое динамо в спиральной турбулентности // Интегрируемость и кинетические уравнения для солитонов. Киев: Наукова думка, 1989. С. 280–332.

3. *Moiseev S.S., Rutkevich P.B., Tur A.V., Yanovsky V.V.* Wave turbulent and vortex dynamos // Plasma theory and Nonlinear and Turbulent processes in physics / Eds. by V.G. Bar'yaktar et al. World scientific. Singapore. New Jersey. 1988. P. 298–323.

4. *Моисеев С.С., Руткевич П.Б., Тур А.В., Яновский В.В.* Вторичные неустойчивости, околопороговые явления и структуры в гидродинамике и плазме // Математические механизмы турбулентности. Киев: Ин-т математики АН УССР, 1986. С. 92–102.

5. *Сагдеев Р.З., Моисеев С.С., Руткевич П.Б., Тур А.В., Яновский В.В.* О возможном механизме возбуждения крупномасштабных вихрей в атмосфере // Тропическая метеорология. Труды III Международного симпозиума. Л.: Гидрометеоздат, 1987. С. 18–28.

6. *Моисеев С.С., Оганян К.Р., Руткевич П.Б., Тур А.В.* Влияние фазовых переходов влаги на процессы генерации крупномасштабных вихрей в стратифицированной турбулентной атмосфере // Проблемы стратифицированных течений. Изд. Саласпилс, 1988. Т. 2. С. 37–40.

7. *Rutkevich P.B., Sagdeev R.Z., Tur A.V., Yanovsky V.V.* Nonlinear dynamic theory of the  $\alpha$ -effect in compressible fluid. Nonlinear World // Proc. of the IV international workshop on nonlinear and turbulent processes in physics. Kiev, USSR, October 9–22, 1989. V. 2. P. 172–175.

8. *Руткевич Б.Н., Руткевич П.Б.* Развитие неустойчивости диспергирующих волн в двухпоточковой плазме // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 3. С. 538–545.

9. *Руткевич Б.Н., Руткевич П.Б.* Нелинейная стадия пучковой неустойчивости в отсутствие захвата электронов // Журнал технической физики. 1990. Т. 60. Вып. 11. С. 47–56.

10. *Zimin V.D., Levina G.V., Veselov V.M., Moiseev S.S., Pokrovskaya I.V., Rutkevich P.B. et al.* Experimental studies of large-scale structures origination in tropical atmosphere (expedition “Typhoon-89”). Nonlinear Dynamics of Structures // Proc. of Int. Symposium on Generation of Large-Scale Structures in Continuous Media / Eds. R.Z. Sagdeev, U. Frisch, F. Hussain, S.S. Moiseev & N.S. Erokhin. World Scientific. Singapore, 1991. P. 327–336.

11. *Луян Е.А., Мазуров А.А., Руткевич П.Б., Тур А.В.* Генерация крупномасштабных вихрей под действием спиральной турбулентности конвективной природы // ЖЭТФ. 1992. № 102. С. 1540.
12. *Луян Е.А., Мазуров А.А., Руткевич П.Б., Тур А.В.* Сценарий развития крупномасштабных вихревых структур в атмосфере // Доклады Академии наук РАН. 1993. Т. 329. № 6. С. 720–722.
13. *Levina G.V., Moiseev S.S., Rutkevich P.B.* Hydrodynamic alpha-effect in a convective system. Series: Advances in Fluid Mechanics. V. 25. Non-linear Instability, Chaos and Turbulence / Eds. L. Debnath and D.N. Riahi. V. 2. P. 111–161. WIT Press, Southampton, Boston, 2000.
14. *Руткевич П.Б.* Уравнение вихревой неустойчивости, обусловленной конвективной турбулентностью и силой Кориолиса // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. Вып. 6(12). С. 4010–4020.
15. *Руткевич П.Б.* Генерационные свойства конвективной турбулентности в поле силы Кориолиса // Доклады Академии наук РАН. 1994. Т. 334. № 1. С. 44–46.
16. *Руткевич П.Б., Моисеев С.С.* Эволюция и стационарное состояние крупномасштабной вихревой структуры // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1996. Т. 109. Вып. 5. С. 1634–1644.
17. *Руткевич П.Б.* Конвекция в насыщенном влажном воздухе. Гидродинамика. Сборник научных статей. Пермь: Изд. ПГУ, 1998. Вып. 11. С. 249.
18. *Руткевич П.Б.* Вращательная неустойчивость во влажном воздухе // Сб. трудов Международной школы-семинара «Применение симметрии и косимметрии в теории бифуркаций и фазовых переходов». SCDS II. 18–23 сентября 2001, г. Сочи, Лазаревское, Россия. С. 171–182.
19. *Rutkevich P.B.* Convective and rotational instability in moist air // Physica A. 2002. V. 315/1-2. P. 215–221.
20. *Rutkevich P.B.* Instability of non convective type in moist air // Electromagnetic phenomena. 2001. V. 2. N. 3. P. 331–334.
21. *Rutkevich P.B., Rutkevich P.P.* On horizontal modes interaction in tornado structure // Singapore Journal of Physics. 2003. V. 19. P. 34–46.
22. *Руткевич Б.Н., Руткевич П.Б.* Развитие неустойчивости диспергирующих волн в двухпотоковой плазме // Физика плазмы. 1980. Т. 6. № 3. С. 538–545.
23. *Кучеров В.И., Руткевич П.Б., Черный В.В.* О методе вычисления предельного тока релятивистских электронных пучков // Журнал прикладной механики и технической физики. 1980. № 4. С. 10–15.



24. Руткевич П.Б. Гидродинамическое движение насыщенного воздуха в терминах равновесной термодинамики // Электромагнитные явления. 1998. Т. 1. № 4. С. 538.

25. Руткевич П.Б. Влияние магнитного поля на слой тепловых электронов над поверхностью расширяющейся плазмы // Проблемы ядерной физики и космических лучей. Харьков, 1983. Вып. 18. С. 90–99.

26. Руткевич П.Б. Динамика двухпотоковой неустойчивости в тонком плазменном слое // Проблемы ядерной физики и космических лучей. Харьков, 1983. Вып. 19. С. 91–97.

27. Руткевич Б.Н., Руткевич П.Б. Модулированные волны в двухпотоковой плазме // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 2. С. 424–426.

28. Руткевич Б.Н., Руткевич П.Б. Модуляционная неустойчивость волн объемного заряда в тонком плазменном слое // Радиофизика и электроника. 1990. Т. 35. № 3. С. 593–599.

29. Руткевич П.Б., Тур А.В., Яновский В.В. Взаимодействие поверхностных и внутренних волн в произвольно стратифицированном океане // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1989. Т. 25. № 10. С. 1075–1081.

30. Лупян Е.А., Руткевич П.Б. Роль конвекции в установлении среднего профиля температуры атмосферы планеты // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 1996. Т. 32. № 3. С. 340–345.

**СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

- Ц1. *Ooyama K.* A dynamical model for the study of tropical cyclone development // *Geophysica Intern.* 1964. V. 4. N 4. P. 187–198.
- Ц2. *Charney J.I., Eliassen A.* On the growth of the hurricane depression // *J. Atm. Sci.* 1964. V. 21. N 2. P. 68–75.
- Ц3. *Обухов А.М.* Турбулентность и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат. 1988. 413 с.
- Ц4. *Challa M., Pfeffer R.* Formation of Atlantic hurricanes from cloud clusters and depression // *J. Atmos. Sci.* 1990. V. 47. P. 909–927.
- Ц5. *Montgomery M., Farrell B.* Tropical Cyclone Formation // *J. Atmos. Sci.* 1993. V. 50. P. 285–310.
- Ц6. *Краузе Ф., Рэдлер К.Х.* Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. М.: Мир, 1984. 316 с.
- Ц7. *Вайнштейн С.Н., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А.* Турбулентное динамо в астрофизике. М.: Наука, 1980. 352 с.
- Ц8. *Чижелски П.* Параметризация турбулентности в потоках со спиральностью // *Известия АН. Физика атмосферы и океана.* 1999. Т. 35. № 2. С. 174–188.
- Ц9. *Курганский М.В.* Генерация спиральности во влажной атмосфере // *Известия АН. Физика атмосферы и океана.* 1993. Т. 29. № 6. С. 793–798.
- Ц10. *Hyde R.* Superhelicity, helicity and potential vorticity // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics.* 1989. V. 48. P. 69–79.
- Ц11. *Droegemeier K.K., Lazarus S.M., Davies-Jones R.* The influence of helicity on numerical simulated convective storms // *Mon. Weather Rev.* 1993. V. 121. P. 2005–2019.
- Ц12. *Levich E., Tzvetkov E.* Helical inverse cascade in three-dimensional turbulence as a fundamental dominant mechanism in mesoscale atmospheric phenomena // *Phys. Rep.* 1985. V. 128. N 1. P. 1–37.
- Ц13. Интенсивные атмосферные вихри: Пер с англ. / Под ред. Л. Бенигсена и Дж. Лайтхилла. М.: Мир. 1985. 368 с.
- Ц14. *Хаин А.П., Сутырин Г.Г.* Тропические циклоны и их взаимодействие с океаном. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. С. 41.
- Ц15. *Ooyama Katsuyuki V.* A Thermodynamic Foundation for Modeling the Moist Convection // *J. Atm. Sci.* 1990. V. 47. N 21. P. 2580–2593.
- Ц16. *Мусеев С.С., Руткевич П.Б., Тур А.В., Яновский В.В.* Крупномасштабные структуры в конвективной турбулентности. М.: ИКИ АН СССР, 1987. Пр-1142. 23 с.
- Ц17. *Frish U., She Z.S., Sulem P.L.* Large-Scale Flow Driven by the Anisotropic Kinetic Alpha-effect // *Physica 28 D.* 1987. P. 283–291.

Ц18. *Frisch U., Pouquet A., Leorat I., Mazure A.* Possibility of an inverse cascade of magnetic helicity in magnetohydrodynamic turbulence // *J. Fluid. Mech.* 1975. V. 68. P. 769–778.

Ц19. *Гутман Л.Н.* Теоретическая модель смерча // *Изв. АН СССР. Сер Геофизика.* 1957. № 1 С. 33–39.

Ц20. *Гутман Л.Н.* Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов. Л.: Гидрометеиздат. 1969.

Ц21. *Мальбахов В.М.* Исследование структуры торнадо // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1972. Т. 8. № 1. С. 17–28.

Ц22. *Интенсивные атмосферные вихри: Пер с англ. / Под ред. Л. Бенигсена и Дж. Лайтхилла.* М.: Мир. 1985. 368 с.

Ц23. *Писниченко И.А.* Роль фазовых переходов влаги в процессах образования смерчей // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1993. Т. 29. № 6. С. 112–124.

Ц24. *Сычев В.В.* Об одном классе автомодельных решений для течений типа торнадо // *Механика жидкости и газа.* 1997. Т. 38. № 3. С. 56–63.

Ц25. *Заволженский М.В.* Стационарная модель гидродинамической структуры смерча // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана.* 2002. Т. 38. № 1. С. 56–63.

Ц26. *Аристов С.Н.* Стационарный цилиндрический вихрь в вязкой жидкости // *Доклады РАН.* 2001. Т. 377. № 4. С. 477–480.

Ц27. *Rotunno R.* A study in Tornado-Like Vortex Dynamics // *Atmos. Sci.* 1979. V. 36. P. 140–155.

Ц28. *Бреховских А.М., Гончаров В.В., Куртепов В.М., Наугольных К.А.* О резонансном возбуждении внутренней волны при нелинейном взаимодействии поверхностных волн // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1972. Т. 8. № 2. С. 192–203.

Ц29. *Филлипс О.М.* О взаимодействии внутренних и поверхностных волн // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1973. Т. 9. С. 954–961.

Ц30. *Басович А.Я., Баханов В.В., Таланов В.И.* Влияние интенсивных внутренних волн на ветровое волнение (кинематическая модель) // *Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность.* Горький: АН ИПФ СССР, 1982. С. 8–30.

Ц31. *Захаров В.Е.* Устойчивость периодических волн конечной амплитуды на поверхности глубокой жидкости // *ПМТФ.* 1968. № 2. С. 86–94.

Ц32. *Петров В.В.* К динамике нелинейных поверхностных волн в стратифицированном океане // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. № 7. С. 740–749.

Ц33. *Hasimoto H., Ono H.* Nonlinear Modulation of Gravity Waves // J. Phys. Soc. Japan. 1972. V. 33. P. 805–811.

Ц34. *Моргулис А.Б., Юдович В.И.* Асимптотическая устойчивость стационарного режима протекания идеальной несжимаемой жидкости // Сибирский математический журнал. Июль – август 2002. Т. 43. № 4. С. 840.

Ц35. *Моргулис А.Б., Юдович В.И.* // Доклады Академии Наук. 2001. Т. 380. № 5. С. 623–626.

Ц36. *Хргиан А.Х.* Физика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 647 с.

Ц37. *Белинский В.А.* Динамическая метеорология. М.: Гостехиздат, 1948.

Ц38. *Матвеев Л.Т.* Теория общей циркуляции атмосферы и климата земли. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 295 с.