

3. Зайцев В.Б., Левшин Н.Л., Пестова С.А. и др. // Хим. физика. 2000. № 5. С. 86.
4. Furukawa T. // Phase Transit. 1989. 18. P. 143.
5. Верховская К.А. // Кристаллография. 1994. 39, № 5. С. 239.
6. Беспалов В.А., Зайцев В.Б., Левшин Л.В. и др. // Журн. прикл. спектр. 1992. 56, № 5–6. С. 787.
7. Блинов Л.М., Верховская К.А., Палто С. и др. // Кристаллография. 1996. 41, № 2. С. 328.

8. Зайцев В.Б., Жидомирова С.Г., Плотников Г.С. // Хим. физика. 1990. 9, № 4. С. 485.
9. Струков Б.А., Леванюк А.П. Физические основы сегнето-электрических явлений в кристаллах. М., 1983.
10. Физика сегнетоэлектрических явлений / Под ред. Г.А. Смоленского. Л.: Наука, 1985.

Поступила в редакцию
06.07.01

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.515.2

О МЕХАНИЗМЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ ВЕЛИЧИНЫ ДИАМЕТРА ЯДРА ИНТЕНСИВНЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ВИХРЕЙ

Е. П. Анисимова, А. А. Сперанская

(кафедра физики моря и вод суши)

Обсуждаются результаты лабораторных исследований структуры воздушных интенсивных конвективных вихрей. Выявлен механизм тепло- и влагообмена, обуславливающий колебания величины диаметра ядра вихрей рассматриваемого класса.

В работах [1–3] обсуждались результаты экспериментальных исследований полей скорости, температуры и влажности в атмосферных интенсивных конвективных вихрях (ИКВ). Исследования выполнены на модельных вихрях, по ряду термогидродинамических критериев подобных различным стадиям развития природных тропических циклонов [4]. В ходе экспериментов было отмечено, что диаметр ядра вихря (его центральной части) подвержен квазипериодическим изменениям. Для оценки периода этих изменений была использована киносъемка поперечных разрезов модельных вихревых систем на различных горизонтах. В результате обработки кинокадров получены цифровые ряды значений диаметра ядра вихрей, по которым построены функции спектральной плотности колебаний величины диаметра. Пример такой функции приведен на рис. 1. Четко выраженный максимум на частоте 0.8 Гц, как будет показано ниже, обусловлен своеобразными особенностями процессов тепло- и влагообмена в ИКВ.

В работах [1–3] исследовались осредненные и пульсационные значения составляющих скорости, температуры и влажности. Пример радиальных распределений дисперсии пульсаций этих величин в ИКВ, нормированных на их максимальные значения, приведен на рис. 2. Ближе всего к центру вихря расположен максимум дисперсии температуры (σ_t^2) и влажности (σ_e^2); максимум дисперсии тангенциальной составляющей скорости ($\sigma_{v\varphi}^2$)_{max} наблюдается на расстоянии, близком к радиусу, соответствующему максимальным скоростям; максимум

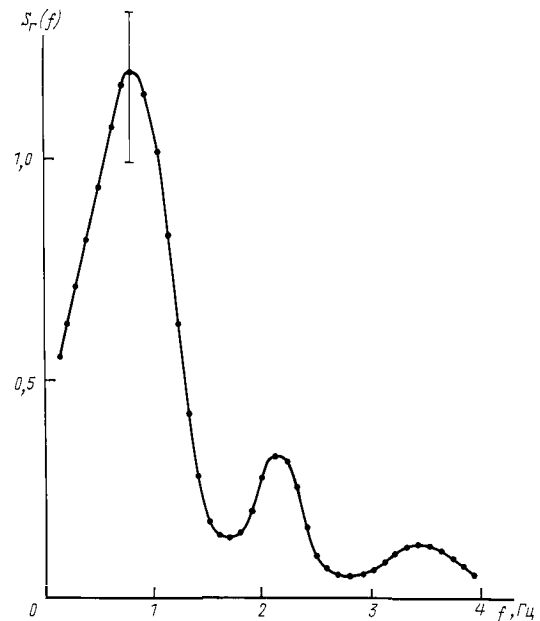


Рис. 1. Пример функции спектральной плотности колебаний диаметра ядра ИКВ влажного типа

интенсивности радиальной составляющей скорости (σ_{vr}^2)_{max} локализуется на радиусах, превышающих r_{max} . В области радиусов, где наблюдаются максимумы величин $\sigma_{v\varphi}$ и σ_{vr} , значения σ_t и σ_e малы. Это обстоятельство свидетельствует о том, что пульсации температуры и влажности во влажном ИКВ обусловлены не динамическими факторами — они должны иметь другую природу.

Анализ структуры поля осредненных значений температуры и влажности в вихрях, для которых тепловое число Фруда $Fr^* < 0.065$, выполнен

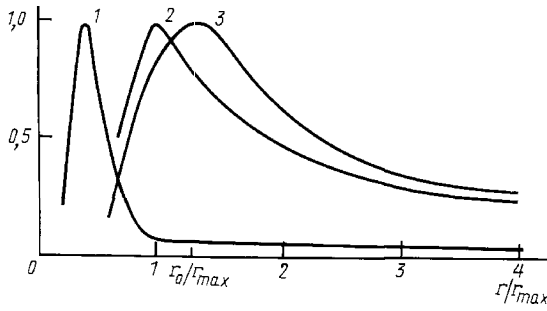


Рис. 2. Положение максимумов дисперсии пульсаций температуры $\sigma_t^2/\sigma_{t\max}^2$ и абсолютной влажности $\sigma_e^2/\sigma_{e\max}^2$ (кривая 1), тангенциальной $\sigma_{v\varphi}^2/\sigma_{v\varphi\max}^2$ (кривая 2) и радиальной $\sigma_{vr}^2/\sigma_{vr\max}^2$ (кривая 3) составляющих скорости в ИКВ

в работе [2]. Показано, что в центральной части таких вихрей формируется зона повышенных температур — теплое ядро, в образовании которого участвуют процессы конденсации. Проанализируем распределение среднеквадратичных значений пульсации температуры и влажности в таких вихрях.

Вертикальные распределения величины $\sigma_t(z)$ во влажном ИКВ при $Fr^* = 0.050$ (рис. 3, а) показывают, что в центральной части вихревой системы присутствует максимум, расположенный выше, чем слой инверсии на вертикальных распределениях средней температуры, причем интенсивность его наибольшая на радиусах $r/r_{\max} \cong 0.5 \div 0.8$. На больших и на меньших расстояниях от центра интенсивность пульсаций температуры падает. С увеличением расстояния от центра вихря максимум величины σ_t локализуется на больших высотах, а начиная с $r/r_{\max} \cong 1.75$ исчезает совсем. При $r/r_{\max} > 1.75$ величина σ_t монотонно падает с высотой и начиная с $r/r_{\max} \cong 2.5$ практически не меняется.

Распределение среднеквадратичного значения аб-

солютной влажности σ_e в исследованных ИКВ (рис. 3, б) имеет те же особенности, которые присущи полям пульсаций температуры воздуха в них.

Рассмотрим механизм формирования теплового ядра в ИКВ, для которых $Fr^* < 0.065$. Как отмечалось в работе [1], для вертикальных профилей температуры в центральной области вихревой системы характерно наличие четкого максимума, расположенного на некоторой высоте от подстилающей водной поверхности. При этом ниже всего расположен максимум температуры в самом центре вихря, а по мере удаления от оси вихря этот максимум сдвигается к большим высотам, т.е. как бы «всплывает». Такую конфигурацию поля температуры в вихре можно объяснить особенностями динамической структуры центральной части вихревой системы. Вблизи оси вихря наблюдается нисходящее движение воздуха, которое оказывает гидродинамическое давление на нижележащие слои. Скорость оседания воздуха максимальна у оси вихря и быстро падает с удалением от нее. Оседание воздуха препятствует отводу теплых масс воздуха вверх. Выбросу их из центральной части вихревой системы в горизонтальном направлении препятствует радиальный градиент давления [5].

Если внутренняя циркуляционная ячейка (нисходящий поток воздуха) проникает не до подстилающей поверхности, а только до некоторого уровня $z \neq 0$, то непосредственно под ней будет скапливаться теплый влажный воздух и возникнет зона плотностной неустойчивости. По мере поступления тепла от подстилающей поверхности и выделения тепла конденсации неустойчивость будет увеличиваться. Формированию зоны плотностной неустойчивости способствует и смешение газов (водяного пара и воздуха), сопровождающееся выделением тепла [6].

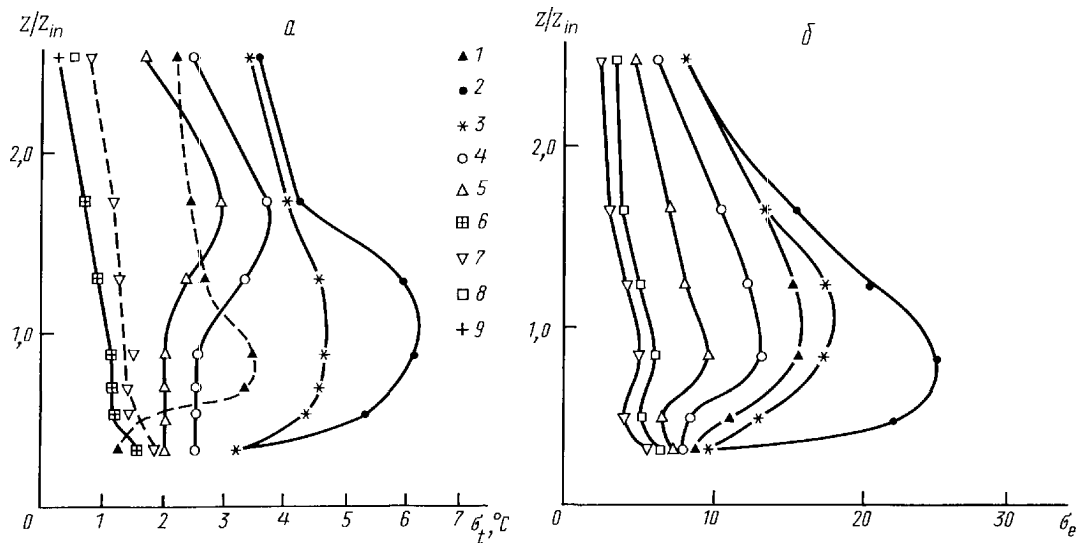


Рис. 3. Распределение по вертикали интенсивности пульсаций температуры σ_t (а) и абсолютной влажности σ_e (б) на различных расстояниях от центра ядра во влажном ИКВ: $r/r_{\max} = 0.25$ (1), 0.50 (2), 0.75 (3), 1.00 (4), 1.25 (5), 1.50 (6), 1.75 (7), 2.25 (8) и 3.75 (9)

В тот момент, когда плотностная неустойчивость достигнет некоторого критического состояния, силы плавучести преобладают силы гидродинамического давления со стороны нисходящих воздушных масс и произойдет тепловой пробой, в результате которого теплый влажный воздух устремится вверх. Однако вследствие того, что в центральной части вихревой системы центробежная сила превышает силу радиального градиента давления [5], всплывание воздушных масс будет происходить не вертикально, а под некоторым углом к оси вихря. Последнее и обуславливает наличие относительно небольших максимумов на вертикальных профилях температуры в областях вихря, расположенных на расстояниях, близких к r_{\max} (с внешней стороны), где, как показали измерения влажности, конденсация водяного пара не наблюдается.

Оценим скорость оседания воздушных масс в центре вихревой системы, необходимую для компенсации действия силы плавучести в этой области. Оценку проведем для вихря, для которого тепловое число Фруда равно 0.050. Рассмотрим потенциальную энергию столба воздуха единичного сечения, обусловленную отклонением вертикального профиля температуры от логарифмического. Предположим, что в момент теплового пробоя эта потенциальная энергия превращается в кинетическую энергию всплывающих воздушных масс:

$$\frac{V_z^2}{2} = g\alpha_a h \Delta T.$$

Здесь h — высота слоя воздуха, где наблюдается отклонение профиля $t_a(z)$ от логарифмического закона; ΔT — отклонение температуры от значений, соответствующих логарифмической зависимости; α_a — коэффициент теплового расширения; g — ускорение силы тяжести, V_z — вертикальная скорость, которая возникает в результате перехода потенциальной энергии в кинетическую. Расчеты, выполненные для расстояния от оси вихря $r/r_{\max} = 0.25$, дали значение скорости всплывания $V_z = 0.25 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Расчет же по уравнению неразрывности дает для этого расстояния r/r_{\max} в рассматриваемой области высот значение скорости оседания воздушных масс $V_z = 1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, т.е. вертикальная скорость всплывания воздушных масс в этом случае в несколько раз меньше, чем скорость оседания воздуха, и тепловой пробой при этом значении r/r_{\max} невозможен.

Расчеты показали, что аналогичная ситуация наблюдается в рассматриваемом режиме и при $r/r_{\max} = 0.5$. На расстояниях же $r/r_{\max} = 0.75$ скорость всплывания воздушных масс, наблюдаемого при плотностной неустойчивости, по абсолютной величине близка к скорости оседания. Следовательно, в этой области радиусов возможен прорыв теплых влажных воздушных масс вверх.

Таким образом, тепловой пробой происходит в области вихревой системы, расположенной на расстояниях, близких к радиусу максимальных скоростей, но меньших, чем r_{\max} . Наиболее выраженные максимумы на вертикальных профилях величин σ_t и σ_e , согласно результатам измерений, имеют место на радиусах $r/r_{\max} = 0.5 \div 0.8$ выше слоя инверсии температуры и удельной влажности и достигают при этом значений, сопоставимых с интенсивностью инверсий. Область максимальных значений σ_t и σ_e на этих радиусах имеет наибольшую протяженность по высоте. Такое распределение величин σ_t и σ_e хорошо согласуется с тем, что вертикальная скорость течения воздуха, появляющаяся при $r/r_{\max} = 0.5 \div 0.8$ вследствие возникновения плотностной неустойчивости, и скорость оседания воздушных масс имеют близкие абсолютные значения.

В случае реализации обсужденного выше механизма тепло- и влагоотвода во влажных ИКВ изменение температуры и влажности в центральной области последних должно иметь автоколебательный режим. Киносъемка показала, что величина диаметра ядра вихря подвержена квазипериодическим колебаниям. Для оценки периода таких колебаний в результате обработки кинокадров были получены временные ряды значений диаметра ядра вихрей, и по ним рассчитаны функции спектральной плотности колебаний последнего (см. рис. 1).

Известно, что квазипериодические колебания размера ядра («глаза») вихря свойственны и реальным атмосферным ИКВ, таким, как тропические циклоны. Учитывая аналогию в структуре полей температуры и влажности в природных тропических циклонах и в физической модели влажного ИКВ [7], можно допустить, что колебания величины диаметра «глаза» реальных ураганов имеют ту же природу, что и в модели ИКВ, т.е. связаны с тепловыми пробоями, свойственными обсужденному выше взрывному механизму тепло- и влагоотвода в конвективных вихревых системах. Согласно данным работы [8], диаметр «глаза» тропических циклонов испытывает изменения, характерный период которых составляет 24 часа.

Оценим число Струхала $Sh = L_z/\tau V$, которое характеризует безразмерную частоту автоколебательного процесса в рассматриваемом типе ИКВ (L_z — линейный масштаб, τ — период автоколебаний, V — масштаб скорости). Для оценки необходимо выбрать масштаб вертикальной скорости и линейный масштаб, характерные для механизма, обуславливающего автоколебания полей температуры и влажности в вихре. За масштаб скорости разумно взять среднее значение скорости нисходящего движения воздуха в ядре вихря: для модели вихря это $\sim 0.5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, а для тропического циклона, согласно [9], $0.2 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. В качестве линейного масштаба для модели влажного ИКВ используем

высоту положения слоя инверсии L_z (0.04 м), а для тропического циклона — высоту нижней границы кучевой облачности (~ 1 км). В результате получаем, что число Струхала равно $6 \cdot 10^{-2}$ для реального урагана и $6.4 \cdot 10^{-2}$ для модели влажного ИКВ (режим при $Fr^* = 0.050$).

Выявленный на физической модели механизм тепло- и влагоотвода во влажных конвективных вихревых системах, на наш взгляд, должен быть правомерен и применительно к реальным ИКВ типа ураганов и тайфунов. Этот вывод подтверждается как подобием полей температуры и влажности для интенсивного атмосферного вихря и его лабораторной физической модели, так и совпадением чисел Струхала.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 99-05-64048).

Литература

1. Анисимова Е.П., Милехин Л.И., Сперанская А.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2001. №1. С. 40.

2. Анисимова Е.П., Милехин Л.И., Сперанская А.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2001. № 2. С. 53.
3. Анисимова Е.П., Матхеев С.С., Сперанская А.А. // Изв. АН СССР, ФАО. 1987. **23**, № 9.
4. Анисимова Е.П., Милехин Л.И., Сперанская А.А., Шандин В.С. Тропическая метеорология. Л.: Гидрометеиздат, 1987. С. 97.
5. Анисимова Е.П., Николаев А.М., Сперанская А.А. // Тр. 2-й Всероссийской конф. «Физические проблемы экологии». М., 1999. Т. 5. С. 45.
6. Хунджуа Г.Г., Андреев Е.Г. // ДАН СССР. 1980. **255**, № 4. С. 829.
7. Милехин Л.И. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1985.
8. Shimada K. // Geophys. Mag. 1976. **37**, No. 4. P. 335.
9. Хаин А.П., Сутырин Г.Г. Тропические циклоны и их взаимодействие с океаном. Л.: Гидрометеиздат, 1983.

Поступила в редакцию
25.04.01

АСТРОНОМИЯ

УДК 524.3

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ СВЕРХНОВЫХ В МЕХАНИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ

В. Г. Сурдин, Л. А. Феоктистов

(ГАИШ)

E-mail: surdin@sai.msu.ru

Предложен гравитационный механизм преобразования энергии расширяющейся оболочки сверхновой звезды в энергию звездного скопления. Предполагается, что до полной остановки расширения оболочка не выходит за пределы скопления, а после остановки ее вещество смешивается с межзвездной средой скопления. Таким образом, газ не покидает пределов скопления, но пульсирующие в нем «пузыри» конвертируют часть энергии сверхновых в механическую энергию звезд. Показано, что в плотном скоплении, богатом газом (например, в ядре галактики), при частых вспышках сверхновых этот механизм обеспечивает значительный приток механической энергии и может заметно влиять на эволюцию скопления в целом.

Введение

Вспышки сверхновых звезд в звездных скоплениях, богатых газом, интересны прежде всего сложными эффектами взаимодействия сброшенных оболочек сверхновых с окружающим их «покоящимся» газом. Традиционное рассмотрение динамического аспекта этого взаимодействия заключается в том, что кинетической энергии, запасенной в оболочке сверхновой ($\sim 10^{51}$ эрг), зачастую достаточно для того, чтобы преодолеть гравитационное поле скопления. При этом на своем пути наружу оболочка «сгребает» газ скопления и «выметает» его прочь. В ослабленном гравитационном поле скопление расширяется, теряет наиболее быстрые звезды и при

определенных условиях может полностью распасться [1–4].

Однако существует до сих пор не исследованная возможность преобразования энергии оболочки сверхновой в механическую энергию скопления при полном сохранении в нем газа.

Рассмотрим простейшую небесномеханическую задачу о движении пробной частицы в гравитационном поле массивного тела. Если это тело внезапно исчезнет в момент, когда частица находится от него на расстоянии r_1 , то частица продолжит свое движение по инерции с орбитальной скоростью v . Если в некоторый последующий момент тело вновь появится на своем месте, то частица, двигаясь с той же скоростью, окажется от него на расстоя-