

Структура и эволюция цепочек вихрей синоптического масштаба, формирующихся в зональном ветре в атмосфере Земли

О.Г. Онищенко, Н.М. Астафьева

Институт космических исследований РАН

117997 Москва, ул. Профсоюзная, 84/32

E-mail: onish@ifz.ru, ast@iki.rssi.ru

Согласно современным представлениям (Ritchie and Holland, Mon. Wea. Rev., 1999, 127, 2027), основанным на спутниковых наблюдениях, существует тесная связь тропического циклогенеза с крупномасштабной динамикой атмосферы: структурой и устойчивостью крупномасштабных атмосферных движений, характерных для тропических широт. Это существующие области с сильным муссонным ветром с неоднородным профилем скорости, муссонные ветры разного направления и генерация волн (вихрей) Россби крупномасштабными зональными ветрами. Часто, на начальной стадии формирования тропических циклонов наблюдается не уединенный вихрь, а цепочка вихрей синоптического масштаба с чередующимся циклоническим и антициклоническим направлением циркуляции.

В настоящей работе представлены результаты теоретического исследования вихревых цепочек, эволюционирующих в неоднородном зональном ветре, и интерпретация данных спутникового мониторинга атмосферы многоканальными СВЧ-радиометрами SSM/I в рамках программы DMSP. Используется электронная коллекция глобальных радиотепловых полей Global-Field, сформированная в ИКИ РАН. Теоретически исследуется устойчивость вихрей в зональном потоке, а также влияние параметров зонального ветра на характерные масштабы вихрей и их периодическую структуру. Полученные результаты используются для интерпретации спутниковых данных: цепочек вихрей в следах тропических тайфунов, наблюдавшихся над акваториями Тихого и Атлантического океанов. Основное внимание уделяется северо-западной части Тихого океана, являющейся областью наиболее интенсивного тропического циклогенеза. Здесь формируется 40% всех тропических циклонов. Из них около 80% формируется в области ВЗК (внутритропической зоне конвергенции), где крупномасштабное сходящееся течение и тепло океана способствуют генерации возмущений синоптического масштаба.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ 06-05-64276, 07-05-00774 и программы № 16 РАН.

Введение

Одной из основных задач физики атмосферы является описание глобальной циркуляции атмосферы, определяющей погоду и климат обширных регионов. Эта проблема привлекала и продолжает привлекать внимание большого числа исследователей в течение длительного времени, о чем свидетельствуют многочисленные обзоры и монографии (см., например, [1 – 13]). Несмотря на особое внимание исследователей, эта проблема остается актуальной. Динамические процессы в атмосферах планет, где преобладает сила Кориолиса, обладают общей особенностью связанной со спонтанной генерацией зональных ветров (азимутальных течений) и вихрей.

Циркуляция земной атмосферы и океана, усредненная по большим пространственным масштабам, характеризуется синоптическими вихрями волн Россби, а также тесно связанными с ними зональными ветрами. Физическая природа волн Россби обусловлена большими горизонтальными масштабами волн в поле с преобладающей силой Кориолиса при малых числах Кибеля $Ki \equiv v/fL \ll 1$ и очень малых числах Экмана $Ek \equiv v/fL^2 \ll 1$, (v и L — характерная скорость и масштаб волн в перпендикулярной оси вращения плоскости; $f = 2\Omega \sin \theta$ — параметр Кориолиса; ν — кинематическая вязкость). Турбулентное движение, существующее в атмосфере при больших числах Рейнольдса $Re = Ki/Ek \gg 1$, служит причиной генерации вихрей и зональных течений.

Характерные масштабы синоптических движений существенно превышают высоту атмосферы

ры, что дает возможность использовать приближение β -плоскости. Такие волны названы в честь Карла Густава Россби [14, 15], получившего в 30–40 годах прошлого столетия ряд важных результатов в теории синоптических волн. Волнам Россби соответствует ветвь волн синоптического масштаба, сравнимого с радиусом Россби–Обухова (радиусом деформации) в атмосфере или в океане. Радиус Россби–Обухова в атмосфере Земли на широте 15° порядка 8000 км и уменьшается с увеличением широты до величины 2000 км, что существенно превышает высоту атмосферы.

Важная роль долгоживущих синоптических вихрей в динамике среднесуточного давления, температуры, скорости ветра и др. определяется тем, что в них происходит захват вещества и перенос его на большие расстояния. В земной атмосфере циклоны и антициклоны имеют характерные пространственные масштабы от сотен километров до нескольких тысяч километров, а время их существования — от нескольких суток до нескольких недель. Синоптические вихри дрейфуют со скоростью 5 – 10 м/с, сравнимой со скоростью вращения вещества в вихре (более медленной, чем вращение планеты). Почти плоским характером движения и медленным вращением вихри волн Россби отличаются от мелкомасштабных (по сравнению с высотой атмосферы) смерчей или ядер тайфунов, которым свойственно существенно трехмерное движение и более быстрая, чем вращение планеты, циркуляция (обсуждение таких вихрей выходит за рамки статьи).

Возрастающее внимание уделяется исследованию крупномасштабных зональных структур, влияющих на процессы переноса в атмосфере [16]. Существуют два основных подхода к проблеме генерации зональных ветров: первый основан на трехмерной термоконвекции [17, 18], второй — на параметрической неустойчивости мелкомасштабных волн Россби. Согласно второму подходу перенос энергии из мелких масштабов волн Россби в крупномасштабные структуры зонального ветра обусловлен усредненным по мелким пространственным и временным масштабам тензором рейнольдсовских напряжений турбулентных пульсаций. Этот процесс — парадигма обратного турбулентного каскада в теории двумерной анизотропной турбулентности как результат формирования регулярной крупномасштабной структуры из мелкомасштабного хаоса. Лабораторные эксперименты и численное моделирование [19, 20], а также аналитические методы [21 - 24] свидетельствуют в пользу параметрического механизма генерации зонального ветра в двумерной баротропной атмосфере.

С существованием сдвиговых зональных ветров связан механизм генерации фронтальных синоптических вихрей в атмосфере. Как показывают наблюдения, зональный ветер генерирует так называемые меандры (по имени извилистой реки в Малой Азии с названием Меандр) — геометрический орнамент в виде кривой линии с завитками и с масштабом от нескольких сотен до тысяч километров. Отсекаемые от зональных ветров меандры трансформируются в циклонические и антициклонические вихри. Генерация меандров в поле струйных зональных ветров имеет аналогию с генерацией вихрей в море, свидетельствующую о единстве механизма образования. Отсекаемые от Гольфстрима меандры с характерными размерами 300–400 км трансформируются в холодные циклонические вихри справа и теплые антициклонические вихри слева от основной струи [11]. Генерация меандров и последующее отделение вихрей — результат развития неустойчивости Рэлея (Кельвина – Гельмгольца) в потоке со сдвигом скорости.

Основным источником сведений о циркуляции атмосферы являются наблюдения. Телевизионная, инфракрасная и радиометрическая аппаратура на спутниках позволяет наблюдать синоптические вихри, измерять в них распределение температуры и влажности воздуха, оценивать величину и направление ветра [25 - 28]. Эффективность спутниковой метеорологии растет: увеличивается число спутников, количество и качество приборов; расширяется доступ к данным геостационарных и низкоорбитальных спутников; система архивации обеспечивает эффективный доступ к данным. Это создает благоприятные условия для изучения динамики движений атмосферы, наблюдаемой по земному шару.

Существенный вклад в современную теорию вихревых структур и турбулентности волн Россби внесли лабораторные эксперименты [9, 10, 19 - 22], где циркуляция атмосферы моделируется во вращающихся цилиндрических или кольцевых сосудах. Эти эксперименты способствовали изучению фундаментальных свойств волн Россби и утверждению общезначимого взгляда на волны Россби и дрейфовые волны.

Динамика атмосферы может быть исследована в рамках полной системы гидродинамических уравнений с адекватными граничными и начальными условиями. Однако из-за громоздкости и сложности такую задачу вряд ли удастся решить в обозримом будущем. В этой связи представляет интерес исследование аналитическими и численными методами упрощенных уравнений, в которых явно выделены главные эффекты. Из метеорологических наблюдений известно (см. классическую работу Чарни [28]), что движение в синоптических вихрях должно быть квазигидростатическим по высоте атмосферы, квазидвумерным, квазиadiaбатическим и квазигеострофическим. Мы ограничиваемся обсуждением гидростатических по вертикали двумерных движений синоптического масштаба на плоскости, пренебрегая вертикальной скоростью и изменением параметров атмосферы по вертикали. Используемое приближение позволяет существенно упростить исходную систему уравнений. На этом пути получены уравнения, описывающие наиболее важные процессы в динамике атмосферы. В.Д. Ларичев и Г.М. Резник [29], исследуя волны Россби в рамках нелинейного уравнения Чарни–Обухова, показали, что векторная нелинейность (нелинейность типа $[\nabla a, \nabla b]_z$, a и b — некоторые скалярные функции, индекс z соответствует z -компоненте векторного произведения, а ось z совпадает с нормалью к β -плоскости), содержащаяся в этом уравнении, может играть локализирующую роль, компенсирующую дисперсионное расплывание пакета волн, как и скалярная нелинейность в уравнении Кортевега–де Вриза. В результате такой компенсации в среде формируются нелинейные стационарные вихревые структуры.

Волны Россби в баротропной атмосфере с зональным ветром. Устойчивость зональных течений

Для описания основных особенностей движения крупномасштабных структур, включающих в себя синоптические вихри и зональные ветры во вращающейся атмосфере, используется приближение «мелкой воды» или тонкого слоя. В этом приближении атмосфера (или океан) обычно рассматривается как слой однородной несжимаемой жидкости, вращающийся относительно нормальной к слою оси с угловой скоростью $\Omega \sin \theta$ (Ω — угловая скорость вращения Земли, θ — локальная широта).

К.Г. Россби [14, 15] обратил внимание, что для волн синоптического масштаба в квазигеострофическом приближении инерционная поправка к геострофической скорости может быть одного порядка с поправкой, связанной с изменением параметра Кориолиса в меридиональном направлении (β -эффект), $f \approx f_0 + \beta y + Ay^2/2$, $A = -f_0/R^2$, $|f_0| \gg |\beta y|$, где $\beta \equiv \partial f / \partial y \approx 2\Omega \cos \theta / R$, и R — радиус планеты. Рассматривая слабые возмущения, полагаем $|\tilde{p}| \ll p_0$, где $p = p_0 + \tilde{p}$, p_0 — равновесное давление, а \tilde{p} — возмущение. Волны Россби в баротропной атмосфере со стационарным сдвиговым течением вдоль оси x со скоростью $U(y)$ и с учетом эффектов вязкости описываются уравнением

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U(y) \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla_{\perp}^2 \hat{p} + \beta \frac{\partial}{\partial x} \hat{p} - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \frac{\partial}{\partial x} \hat{p} + r_R^2 f_0 \{ \hat{p}, \nabla_{\perp}^2 \hat{p} \} = \nu \nabla_{\perp}^4 \hat{p}. \quad (1)$$

Здесь $\hat{p} \equiv \tilde{p} / p_0$ — возмущенное давление, $r_R = c_s / f_0$ — радиус деформации (радиус Россби–Обухова), $c_s = (p_0 / \rho_0)^{1/2}$ — изотермическая скорость звука, $\nu_R = r_R^2 \beta$ — скорость Россби, $\{A, B\} \equiv [\nabla A, \nabla B]_z = \partial A / \partial x \partial B / \partial y - \partial A / \partial y \partial B / \partial x$ — скобка Пуассона.

Уравнение (1) является обобщением уравнения Чарни–Обухова для мелкомасштабных волн Россби ($r_R^2 \nabla_{\perp}^2 \gg 1$) в атмосфере с зональным ветром ($U \neq 0$) и с учетом эффектов вязкости. Модификация этого уравнения с учетом неоднородности атмосферы по вертикали использовалась Дж. Чарни [28] и А.М. Обуховым [2] при составлении принципиальной схемы прогноза погоды.

Сдвиговые течения в гидродинамике часто неустойчивы. Присутствие третьего слагаемого в левой части уравнения (1), пропорционального d^2U/dy^2 , связано с условием неустойчивости сдвигового течения. В линейном приближении для малых возмущений, вида $\hat{p}(\mathbf{r}, t) = \hat{p}(y) \exp(-i\omega t + ik_x x)$, из (1) следует уравнение Орра–Зоммерфельда [32]

$$-iv \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - k_x^2 \right)^2 \hat{p} + (\omega - k_x U) \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - k_x^2 \right) \hat{p} + k_x (U'' - \beta) \hat{p} = 0. \quad (2)$$

Здесь $U'' \equiv d^2U/dy^2$. В пренебрежении эффектами вязкости из уравнения (2) получаем

$$\hat{p}'' - k_x^2 \hat{p} + \frac{k_x (U'' - \beta)}{\omega - k_x U} \hat{p} = 0, \text{ где } \hat{p}'' \equiv d^2 \hat{p} / dy^2. \text{ Это уравнение является модификацией уравне-$$

ния Рэлея [33] при $\beta \neq 0$. Устойчивость описываемого им плоскопараллельного сдвигового течения была предметом детального исследования, начало которому положили работы [33, 34]. Выполнение равенства $U''(y_c) - \beta = 0$, в некоторой точке $y = y_c$ сдвигового течения является необходимым условием неустойчивости. При этом условии дифференциальное уравнение Рэлея может быть регулярным даже если в некоторой точке потока выполняется резонансное условие $\omega = k_x c$ где $c = U(y_c)$. Для таких колебаний уравнение Рэлея принимает вид $\hat{p}'' - k_x^2 \hat{p} + F(y) \hat{p} = 0$, где $F(y) = (U'' - \beta) / [c - U(y)]$. Это уравнение имеет дискретный набор собственных функций $\hat{p}^{(n)}$, собственных значений $k_x^{(n)}$ и частот $\omega^{(n)} = k_x^{(n)} c$, если $F(y) > 0$. Достаточное условие неустойчивости потока сводится к выполнению неравенства $F(y_c) = -U'''(y_c) / U'(y_c) > 0$. Обычно в атмосфере β значительно больше U'' в крупномасштабных зональных потоках и, таким образом, зональный ветер большую часть времени устойчив. Однако эпизодически возникают возмущения зонального ветра такие, что в некотором слое $y = y_c$ выполняется условие $\beta \approx U''$, что является причиной неустойчивости в течение некоторого времени, после чего зональный ветер перестраивается и снова становится устойчивым.

Вихревые дорожки

Переходим к описанию нелинейных вихревых структур генерируемых в атмосфере зональным ветром. Резонансное взаимодействие волн Россби с зональным ветром, описываемое уравнением (1), имеет глубокую физическую аналогию с резонансным взаимодействием плазменных колебаний [35]. Эта аналогия позволяет рассматривать резонансные явления, протекающие в разных средах, с единой позиции. Нелинейные эффекты при взаимодействии волн с плоскопараллельным течением возникают, прежде всего, в окрестности резонансного слоя. Поэтому можно считать, что вне резонансной области колебания линейны, а нелинейность определяет структуру решений в области резонанса. Решения уравнения Рэлея находятся как предельный случай решений уравнения Орра–Зоммерфельда для возмущений и бесконечно малой вязкости. Решения неоднозначны и лишь учет слабой вязкости позволяет выбрать одно из невязких решений.

Выбор ветви многозначного решения уравнения Рэлея вблизи точки ветвления $y = y_c$ основан на правиле обхода Лия [34] аналогичном правилу обхода Ландау [35] в физике плазмы. Существование резонансных точек с соответствующим правилом обхода определяет механизм обмена энергией волн со средним потоком, который не связан непосредственно с вязкой диссипаци-

ей и существует в идеальной жидкости. Частицы жидкости, «захваченные» волной в резонансной области, $y = y_c$, движутся вдоль оси x в западном направлении со скоростью $U(y_c) = v_R$. Для квазистационарного состояния в условиях резонанса из (1) следует уравнение $\{\hat{p}, \nabla^2 \hat{p}\} = 0$. Его решение $\nabla^2 \hat{p} = F(\hat{p})$, где, $F(\hat{p})$ — произвольная функция своего аргумента. Уравнение совпадает с условием сохранения завихренности невязкой несжимаемой жидкости, следующее из уравнения Навье–Стокса, $\nabla^2 \psi = F(\psi)$, ψ — функция тока. Методом сращиваемых асимптотических разложений по обе стороны от особой точки $y = y_c$, позволяющим учитывать эффекты малой вязкости и нелинейности одновременно, было получено решение уравнения (1). Это решение [36] соответствует функции $F(\hat{p}) = k^2 K \exp[-2(\hat{p})/K]$. С такой функцией $F(\hat{p})$ уравнение имеет решение $\hat{p} = K \ln[C \operatorname{ch}(kx) + (C^2 - 1)^{1/2} \cos(ky)]$, где параметр K характеризует амплитуду вихревой дорожки; $2\pi/k$ — размер вихря вдоль оси y . Из выражения для геострофической скорости $\mathbf{v} = \frac{1}{f\rho}[\mathbf{e}_z, \nabla p]$ и выписанного уравнения получаем выражения для компонент скорости

$$v_x = v_R k r_f K \frac{C \cdot \operatorname{sh}(ky)}{C \cdot \operatorname{ch}(ky) + (C^2 - 1)^{1/2} \cos(kx)} \text{ и } v_y = v_R k r_f K \frac{(C^2 - 1)^{1/2} \sin(kx)}{C \cdot \operatorname{ch}(ky) + (C^2 - 1)^{1/2} \cos(kx)}, \quad (4)$$

где C — константа больше единицы. При $C = 1$ решение v_y описывает течение типа зонального потока (ось x направлена на восток, y — на север) $v_x = v_R k r_f K \cdot \operatorname{th}(ky)$, $v_y = 0$. Впервые решение (4) с замкнутыми линиями тока типа «кошачьи глаза» получено Кельвином. Рис. 1 иллюстрирует траектории частиц в вихревой дорожке типа «кошачий глаз». В фазовом пространстве структуры типа «кошачий глаз» типичны для нелинейного резонанса. В физике плазмы они возникают при рассмотрении траекторий частиц в фазовом пространстве поля монохроматической плазменной волны [37].

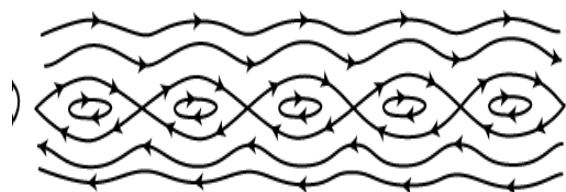


Рис. 1. Линии тока вблизи резонансного уровня в форме «кошачьи глаза» (в системе координат, движущейся вместе с волной)

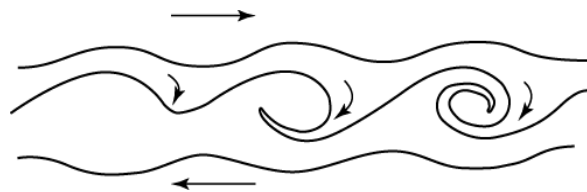


Рис. 2. Развитие меандров в зональном потоке. Вязкость приводит к эволюции меандров в структуру, типа «кошачьи глаза»

Численное моделирование развития во времени неустойчивости потока идеальной жидкости с учетом нелинейных эффектов на резонансном уровне показало, что в окрестности $y = y_c$ развивается совокупность растущих во времени спиральных вихрей — меандров. Рис.2 схематически иллюстрирует развитие меандров в зональном потоке. Численному моделированию эволюции возмущений в рамках уравнения Орра–Зоммерфельда, а также уравнения Чарни–Обухова (его обобщения для мелкомасштабных волн Россби) посвящено большое число работ. В частности, в [21, 38 - 40] исследовалась динамика потока со сдвигом скорости в баротропной атмосфере на нелинейной стадии до квазистационарного состояния в области насыщения неустойчивости. Слабая вязкость атмосферы служит причиной формирования вихревых дрожек типа «кошачий глаз» из меандров. На рис. 3 и рис. 4 схематически представлены результаты численного моделирования,

иллюстрирующие траектории частиц в стационарных нелинейных структурах, генерируемых зональным сдвиговым течением в баротропной атмосфере. Вблизи резонансных областей, где скорость потока сравнивается с локальной скоростью Россби, $U = c$, формируются вихревые дорожки типа «кошачьи глаза».

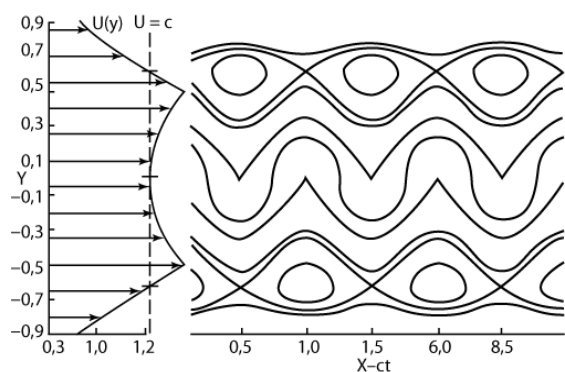


Рис. 3. Траектории частиц вблизи резонансного уровня в соответствующих сдвиговых течениях

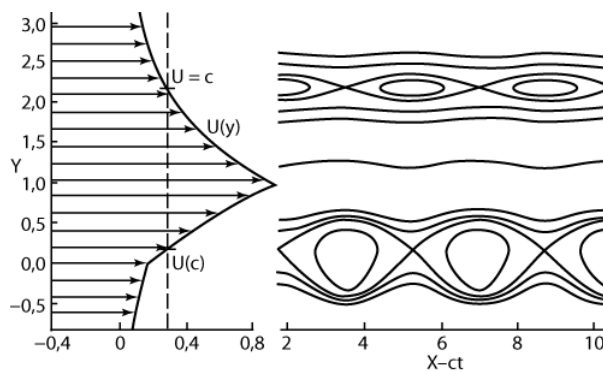


Рис. 4. Траектории частиц вблизи резонансного уровня в соответствующих сдвиговых течениях

Спутниковые наблюдения позволяют изучать генерацию цепочек вихрей и их эволюцию в зональном ветре. Для интерпретации таких наблюдений мы выбрали наиболее протяженную приэкваториальную часть акватории Тихого океана в летне-осенний период наиболее активного тропического циклогенеза — с августа по ноябрь месяц. Зональный ветер, направленный с востока на запад в приэкваториальной атмосфере Земли, наиболее неустойчив в этот период времени.

В качестве примера на рис. 5 и 6 представлены фрагменты радиотеплового поля Земли на частоте 19,35 ГГц из электронной коллекции Global-Field (<http://www.iki.rssi.ru>), сформированной в Институте космических исследований [41, 42], по данным спутникового мониторинга в рамках программы DMSP (Defense Meteorological Satellite Program <http://dmsp.ngdc.noaa.gov/dmsp.html>). Радиометрические комплексы SSM/I (Special Sensor Microwave / Imager), установленные на космических аппаратах серии DMSP, поставляют оперативную глобальную информацию о состоянии системы океан – атмосфера в микроволновом диапазоне частот. Специфика траекторий космических аппаратов серии и углов обзора приборов такова, что полученные за сутки данные одного аппарата не покрывают планету полностью, оставляя большие лакуны, особенно в приэкваториальной области (ширина полосы обзора составляет 1400 км, а ширина лакун на экваторе — около 1200 км). В результате около 25% поверхности оказывается не покрытой данными. В лаборатории климатических исследований ИКИ РАН создан алгоритм межвиткового и кросс-аппаратного выравнивания и дополнения, позволивший построить два полных глобальных радиотепловых поля Земли в сутки (с использованием для заполнения лакун данных всех спутников серии). Хорошее пространственно-временное разрешение полей радиояркостной температуры из электронной коллекции Global-Field (два поля в сутки с разрешением $0,5 \times 0,5$ градусов за период с 1995 по 2007 гг.) позволяет изучать формирование и развитие динамических крупномасштабных атмосферных вихрей, а также их структуру.

Радиометрические комплексы SSM/I работают в пассивном режиме, т.е. принимают приходящее снизу излучение, несущее информацию о разных физических объектах. Если бы атмосфера не содержала примесей и была абсолютно сухой и прозрачной, то приборы SSM/I регистрировали радиояркостную температуру поверхности Мирового океана и суши. Однако в атмосфере есть примеси, имеющие резонансные линии поглощения в радиодиапазоне на определенных частотах.

Приборы SSM/I принимают излучение на частотах 19,35, 22,24, 37,00 и 85,50 ГГц, отражаю-

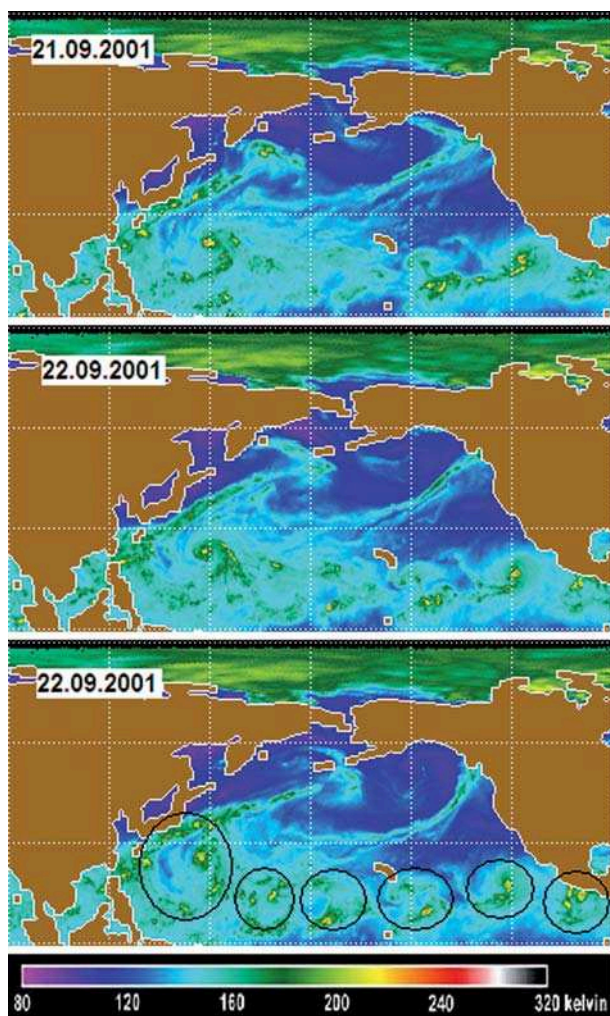


Рис. 5. Цепочка вихрей в восточном зональном потоке над акваторией северной части Тихого океана, сформировавшаяся 21 - 22 сентября 2001г. вблизи 15°с.ш.

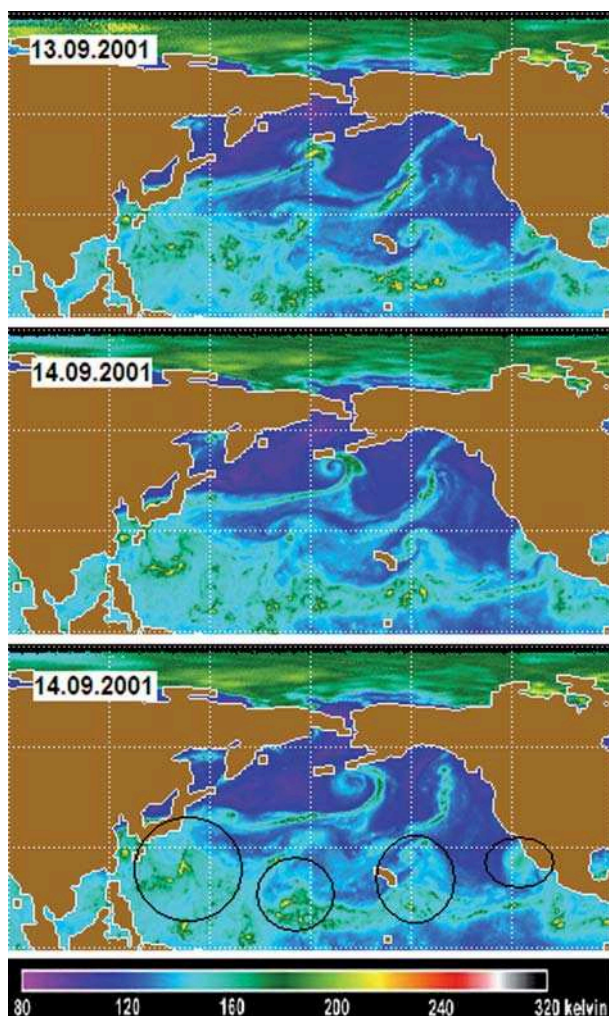


Рис. 6. Цепочка вихрей, аналогичная показанной на рис.5, сформировавшаяся 12 - 13 сентября 2001г. вблизи 25-30°с.ш.

щих присутствие в атмосфере примеси воды: пар, капли разных размеров, снежинки, кристаллы льда и др. Радиояркая температура ассоциируется с интегральным по высоте содержанием соответствующей примеси, т.е. с влагозапасом (водяной пар) и водозапасом атмосферы. Радиотепловые поля на частотах 19,35; 22,24 и 37,00 ГГц отражают содержание водяного пара и капель воды (поля на этих частотах очень хорошо скоррелированы). На рис.5 и 6 показаны фрагменты радиотеплового поля на частоте 19,35 ГГц, показана северная часть Тихого океана (в меркаторской проекции и с 30- градусной сеткой), а также цветовая шкала радиояркой температуры в градусах Кельвина. Поскольку капли воды и пар заморожены в потоки воздуха, поля радиояркой температуры представляют собой мгновенные отпечатки, «слепки» атмосферных движений. Радиотепловые поля позволяют изучать, в частности, структуру и динамику таких интенсивных влагонасыщенных атмосферных движений, как экваториальный зональный поток (с его неустойчивостями и вихревыми структурами) и тропические циклоны.

На рис. 5 показаны три фрагмента радиотеплового поля над акваторией Тихого океана, разделенные по времени наблюдения на 12 часов. Первый фрагмент соответствует второй половине дня 21 сентября 2001 года, а следующие — первой и второй половине 22.09.01. В области зонального ветра, где сдвиг скорости имеет циклонический характер, можно различить цепочку из пяти циклонических вихрей, двигающихся с востока на запад на широте около 15° с.ш. (от 5 до 20° с.ш.). Все они приблизительно одинаковой интенсивности за исключением первого крайнего за-

падного вихря, который представляет собой хорошо сформированный циклонический вихрь. В центре этого вихря содержится тропический циклон. Натолкнувшись на азиатский континент, циклонический вихрь под влиянием силы Кориолиса поднимется на более высокую широту и попадет в область западно-восточного зонального ветра средних и средне-высоких широт, где сдвиг скорости ветра носит антициклонический характер. В дальнейшем вихрь изменит направление движения на северо-восточное и ослабнет. На рис. 5 видна эволюция аналогичных вихрей – предшественников в средних широтах. Похожая цепочка вихрей, сформировавшихся несколькими днями раньше над этой же частью акватории Тихого океана на большей широте — около 25–30° с.ш., показана на рис. 6. Так же как и на рис. 5 три фрагмента разделены по времени на 12 часов. Большой по сравнению с вихрями на рис. 5 характерный масштаб циклонических вихрей, связан с большим характерным масштабом сдвига скорости зонального ветра на этой широте. Аналогичные цепочки вихрей можно наблюдать над акваториями других океанов в периоды активного циклогенеза. Количество вихрей в цепочке ограничено масштабами акватории, так над Атлантикой наблюдаются цепочки, состоящие не более чем из 2 – 3 вихрей.

Несмотря на богатое разнообразие волновых движений в атмосферах планет, изучение крупномасштабных вихрей и зональных ветров продолжает привлекать особое внимание исследователей т. к. именно эти структуры определяют глобальный перенос воздушных масс, определяющий погоду и климат обширных регионов. Динамика крупномасштабных нелинейных структур планетарных волн (волн Россби) моделируется довольно простым уравнением Чарни – Обухова или его модификацией с учетом зонального ветра, но даже модельное описание позволило обнаружить ряд замечательных характерных особенностей двумерного движения вещества в волнах Россби.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 07-05-00774 и 06-05-64276), Программы Президиума РАН № 16 часть 3 и МНТЦ (грант № 2990).

Литература

1. *Кибель И.А.* Приложение к метеорологии уравнений бароклинной жидкости // Изв. АН СССР. Сер. география и геофизика, 1940. № 5. С. 627–638.
2. *Обухов А.М.* К вопросу о геострофическом ветре // Изв. АН СССР. Сер. география и геофизика, 1949. Т. 13. С. 281.
3. *Монин А.С.* Гидродинамическая теория краткосрочных прогнозов погоды // УФН, 1968. Т. 96. С. 327–367.
4. *Лоренц Э.Н.* Природа и теория общей циркуляции атмосферы. Л.: Гидромет, 1970.
5. *Голицын Г.С.* Введение в динамику планетарных атмосфер. Л.: Гидрометеиздат, 1973.
6. *Обухов А.М., Голицын Г.С., Должанский Ф.В.* Некоторые проблемы современной физики атмосферы. М.: Наука, 1981. 94 с.
7. *Педлоски Дж.* Геофизическая гидродинамика. М.: Мир, 1984. Т. 1. Гл. 3.
8. *Петвиашвили В.И., Похотелов О.А.* Уединенные вихри в плазме и атмосфере. М.: Энергоатомиздат, 1989. 200 с.
9. *Незлин М.В.* Солитоны Россби // УФН, 1986. Т. 150. С. 3–58.
10. *Незлин М.В., Снежкин Е.Н.* Вихри Россби и спиральные структуры. М.: Наука. 1990.
11. *Монин А.С., Кошляков М.Н.* Синоптические вихри, или волны Россби, в океане // Нелинейные волны. Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. М.: Наука, 1979. с. 258 – 291.
12. *Монин А.С., Жихарев Г.М.* Океанские вихри // УФН, 1990. Т. 160. С. 1–47.
13. *Должанский Ф.В., Крымов В.А., Манин Д.Ю.* УФН, 1990. Т. 16 01.
14. *Rossby C.-G.* Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the semi-permanent centers of action // J. Marine Res. 1939. V. 2. P. 38–55.
15. *Rossby C.-G.* Planetary flow patterns in the atmosphere // Quart. J. Roy. Met. Soc. 1940. V. 66. P. 68–87.

16. Galperin B., Sukoriansky S., Diakovskaya N. et al. Anisotropic turbulence and zonal jets in rotating flows with a β -effect // Nonlin. Proc. Geophys. 2006. V. 13. P. 83–98.
17. Busse F.H. Convection-driven zonal flows and vortices // Chaos. 1994. V. 4. P. 123.
18. Yano J. et al. Origins of atmospheric zonal winds // Nature. 2003. V. 421. P. 36–61.
19. Aubert J., Brito D., Cardin P. et al. A systematic experimental study of spherical shell rotating convection in water and liquid gallium // Phys. Earth Planet. Int. 2001. V. 128. P. 51.
20. Aubert J., Jung S., Swinney H.L. Observations of zonal flow created by potential vorticity mixing in a rotating fluid // Geophys. Res. Lett. V. 29. doi: 10.1029/2002GL015422, 2002.
21. Sukoriansky S., Galperin B., Chekhlov A. Large scale drag representation in simulations of two-dimensional turbulence // Phys. Fluids. 1999. V. 11. P. 3043–3053.
22. Terry P.W. Suppression of turbulence and transport by sheared flow // Reviews of Modern Physics. 2000. V. 72. P. 109–165.
23. Onishchenko O.G., Pokhotelov O.A., Sagdeev R.Z. et al. Generation of zonal flows by Rossby waves in the atmosphere // Nonlin. Proc. Geophys. 2004. V. 11. P. 211–244.
24. Fridman A.M., Mikhailovskii A.B., Sagdeev R.Z. A qualitative analysis of the mechanisms of generation of large-scale flows // Phys. Lett. A. 2007. V. 365. N 1/2. P. 84–88.
25. Huang F.T., Mayr H., Reber C.A. et al. Zonal-mean temperature variations inferred from SABER measurements on TIMED compared with UARS observations // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. N. A10S07, doi.: 10.1029/2005JA011427.
26. Li T., Ge X., Peng M. Satellite data analysis and numerical simulation of tropical cyclone formation // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. P. 2122, doi:10.1029/2003GL015556.
27. Li T., Fu B. Tropical cyclogenesis associated with Rossby wave energy dispersion of a preexisting typhoon. Satellite data analyses // J. Atmos. Sci. 2006. V. 63. P. 1377–1409.
28. Charney J.G. On the scale of atmospheric motions // Geophys. Oslo, 1947. V. 17. P. 1–17.
29. Ларичев В.Д., Резник Г.М. О двумерных уединенных волнах Россби // Докл. АН СССР. 1976. Т. 231. С. 1077–1079.
30. Онищенко О.Г., Похотелов О.А., Астафьева Н.М. Планетарные волны и зональные ветры в атмосферах планет // Геофизические исследования, 2006. № 6. 129-147.
31. Онищенко О.Г., Похотелов О.А., Астафьева Н.М. Генерация крупномасштабных вихрей и зональных ветров в атмосферах планет // УФН, 2008 (в печати).
32. Orr E.N. The stability or instability of steady motion of a liquid // Proc. R. Irish. Acad. 1906 – 1907. V. 27A. P. 9–27, 69–138.
33. Rayleigh L. On stability, or instability, of certain fluid motions // Proc. London Math. Soc. 1880. V. 9. P. 57-78.
34. Линь Цзя-Цзяо. Теория гидродинамической неустойчивости. М: ИЛ, 1958. 194 с.
35. Ландау Л.Д. О колебаниях электронной плазмы // ЖЭТФ. 1946. 16. С. 574-587.
36. Stuart J.T. On finite amplitude oscillations in laminar mixing layers // J. Fluid Mech. 1967. V. 29. P. 417– 440.
37. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Нелинейная теория плазмы // Вопросы теории плазмы /Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1973. Вып. 7. С. 3 – 145.
38. Тимофеев А.В. Резонансные явления в колебаниях плазмы. М.: Физматлит, 2000. 224 с.
39. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability N.Y.: Dover, 1981. 620 p.
40. Flierl G.R., Malanotte-Rizzoli P., Zabusky N.J. Nonlinear waves and coherent vortex structures in barotropic β - plane jets // J. Phys. Oceanog. 1987. V. 17. P. 1408–1438.
41. Астафьева Н.М., Раев М.Д., Шарков Е.А. Глобальное радиотепловое поле системы океан – атмосфера // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса, 2005. Т. 2. С. 8-16.
42. Астафьева Н.М., Раев М.Д., Шарков Е.А. Глобальное радиотепловое поле системы океан – атмосфера по данным микроволновых космических комплексов // Исследования Земли из космоса, 2006. № 3. С. 64-69.