

УДК 551.511;551.513;551.515;532.527;532.517

ВОЛНЫ РОССБИ И АНОМАЛИИ ЗОНАЛЬНЫХ ПОТОКОВ В АНАЛОГАХ ЯЧЕЕК ХЭДЛИ И ФЕРРЕЛЯ ОБЩЕЙ ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ: МОДЕЛЬ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ

© 2023 г. А. Е. Гледзер^a, Е. Б. Гледзер^a, А. А. Хапаев^a, О. Г. Чхетиани^a, *, **

^aИнститут физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия

*e-mail: lgg@ifaran.ru

**e-mail: ochkheti@ifaran.ru

Поступила в редакцию 01.02.2023 г.

После доработки 10.03.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Проведены численные и лабораторные эксперименты при внесении аномалий в осесимметричное распределение поля скорости, генерируемого с помощью источников-стоков и МГД-методом во вращающемся круговом канале с наклонным дном. Секторальное уменьшение интенсивности внешнего силового воздействия в некотором интервале значений оказывает тормозящее влияние на скорость прохождения антициклонов по каналу, почти не влияя на динамику циклонов. При этом значительная часть движущихся антициклонов может исчезать, или практически останавливаться, или возникают новые квазистационарные антициклоны, хотя в видимой картине распространения вихрей в канале не происходило каких-либо заметных изменений в секторе, в котором осуществлялось внешнее вмешательство. Однако для осредненных характеристик поля вихря изменения заметны по всей площади канала или в отдельных его частях. Указанные аномалии можно трактовать как уменьшение интенсивности субтропической ячейки Хэдли, которое сопровождается ослаблением пассатов в каком-то секторе приэкваториальной атмосферной циркуляции и уменьшением западного переноса в средних широтах. Состояние смеси стоячих и движущихся вихрей рассмотрено на основе простой аналитической модели резонансного взаимодействия транзитных (с промежуточным максимумом скорости) мод в сдвиговом потоке. При этом амплитуда стационарного фонового состояния имеет такую же зависимость от β -эффекта, как и для известного соотношения Свердруп для функции тока поверхностного течения в океанском бассейне при исследовании западной пограничной интенсификации течений.

Ключевые слова: аномалии общей циркуляции, ячейки Хэдли и Ферреля, блокирование, резонансное взаимодействие, волны Россби, транзитная неустойчивость, кольцевые каналы, источники-стоки, уравнения мелкой воды, МГД-эксперименты

DOI: 10.31857/S0002351523040077, **EDN:** YNGXGU

1. ВВЕДЕНИЕ

В известной схеме зональной осредненной циркуляции атмосфера состоит из ячеек с различными меридиональными и зональными потоками — Хэдли, Ферреля и полярной [Лоренц, 1970; Матвеев, 2000; Моханакумар, 2011]. Такая осесимметричная картина циркуляции является основной (базисным состоянием) для применения различных численных и аналитических методов исследования бароклинных или баротропных (сдвиговых) неустойчивостей, развивающихся в соответствующих

гидродинамических потоках, которые приводят к образованию неосесимметричных течений (режим Россби) [Antar and Fowles, 1981]. Существенно, однако, что нарушение осевой симметрии упомянутых ячеек в большей степени обусловлено распределением поверхностных и тепловых контрастов над континентами [Cook, 2003].

Представляет интерес рассмотреть влияние долгопериодных аномалий на генерацию и распределение волн Россби при несимметричном распределении полей скорости в ячейках Хэдли и Ферреля. При этом далее используются результаты как лабораторных, так и численных экспериментов с уравнениями мелкой воды.

Известно, что волны Россби составляют важный элемент вклада в общую циркуляцию атмо-

Статья подготовлена на основе устного доклада, представленного на IV Всероссийской конференции с международным участием “Турбулентность, динамика атмосферы и климата”, посвященной памяти академика А.М. Обухова (Москва, 22–24 ноября 2022 г.).

сферы. Во внетропических зонах скорость распространения этих волн на запад $\frac{\beta}{k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}}$

(k_x, k_y — зональное (азимутальное) и меридиональное волновые числа, L_0 — радиус деформации Россби) относительно среднего переноса уменьшается вместе с широтным φ изменением параметра Кориолиса $f = 2\Omega \sin \varphi$ ($\beta = 2\Omega/R \cos \varphi$, R — радиус планеты). Одним из важных источников генерации волн Россби является сдвиговая неустойчивость гидродинамических течений внетропической зоны (восточный полярный перенос и западный поток умеренных широт). Среди большого числа подходов и решений для сдвиговой гидродинамической неустойчивости с влиянием β -эффекта наиболее простыми являются явные формулы, описывающие решения уравнений Чарни—Обухова [Обухов, 1949; Должанский, 2011], для функции тока ψ с зависящим от времени меридиональным волновым числом $k_y = k_y(t)$ (транзиентная неустойчивость) [Чагелишвили и Чхетиани, 1995; Чхетиани и др., 2015; Чхетиани и Калашник, 2018]:

$$\psi = a(t)e^{i(k_x x + k_y(t)y)} + \psi_0, \quad \psi_0 = -Uy - s\frac{y^2}{2},$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\Delta\psi - \frac{1}{L_0^2}\psi\right) + [\psi, \Delta\psi] + \beta\frac{\partial\psi}{\partial x} = 0, \quad u = -\frac{\partial\psi}{\partial y}, \quad (1)$$

$$v = \frac{\partial\psi}{\partial x},$$

$$\left(k^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)\frac{dk_y(t)}{dt} + sk^2k_x = 0, \quad k^2(t) = k_x^2 + k_y^2(t),$$

$$\frac{d}{dt}\left[\left(k^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)a\right] - ik_x(\beta - k^2U)a = 0, \quad (2)$$

где U и s — соответственно, фоновая скорость и горизонтальный сдвиг скорости, с начальными условиями $k_{0y} \gg k_x$ (условие неустойчивости длинных волн для течения Колмогорова [Мешалкин и Синай, 1961; Гледзер и др., 1981]), $a(t=0) = a_0$.

Формулы с зависимостью волнового чисел от времени использовались для поиска неустойчивых решений в течениях с эллиптическими линиями тока [Gledzer and Ponomarev, 1992], в динамических системах [Шухман, 2005], а также для циркуляции Хэдли с горизонтально неоднородным распределением температуры [Гледзер, 2008].

Решения уравнений (2) показывают [Чхетиани и Калашник, 2018], что при условии длинных волн $L_v \gg L_0$, $k_x = \frac{2\pi}{L_v}$ имеются значительные промежутки времени Δt , в течение которых меридиональное волновое число $k_y(t)$, зависящее толь-

ко от сдвига s (при фиксированных k_x, L_0), меняется слабо (ступенька), причем $|k_y(t)| \ll k_x$ (см. рис. 1а). При этом энергия волны, пропорциональная $|a(t)|^2$, возрастая от малых начальных значений, в течение того же промежутка времени Δt остается квазистационарной (промежуточный (транзиентный) максимум скорости). На рис. 1а для $k_x = \frac{\varepsilon}{L_0}$ этот случай показан при $\varepsilon = 0.5$. Если $\varepsilon = 1$ (рис. 1а), т.е. $L_v = 2\pi L_0$, то $k_y(t)$ монотонно уменьшается, однако для $|k_y| \leq k_x$ амплитуда $|a|$ также сильно возрастает, рис. 1б.

2. РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТРАНЗИЕНТНЫХ МОД

Будем рассматривать уравнения (1), (2) в качестве механизма генерации волн Россби с меридиональным волновым числом $k_y \neq 0$, сформированных в указанном интервале Δt , с амплитудой в окрестности ее максимальных значений

$$|a| = a_0 \frac{k_x^2 + k_{0y}^2 + \frac{1}{L_0^2}}{k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}} \gg |a_0|$$

при $k_y^2 \ll k_{0y}^2, k_y^2 \ll k_x^2$.

Если имеются две волны с зональными волновыми числами k_x и $2k_x$ и одинаковым меридиональным числом k_y , то для них существует одинаковая частота ω , рассчитываемая по формуле Россби,

$$\omega = -\frac{\beta k_x}{k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}} = -\frac{\beta 2k_x}{(2k_x)^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}},$$

при условии

$$2k_x^2 = k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}. \quad (3)$$

В соотношении (3), которое необходимо для поиска стационарной волны, входит радиус деформации Россби L_0 . Еще одним условием, определяющим соотношения между k_x, k_y , может служить задание рельефа как природного фактора, который выделяет масштабы волн Россби. В частности, учет формы рельефа, аналогичного горизонтальному сдвигу скорости s в уравнениях (2), дает второе соотношение между k_x и k_y , в результате чего эти волновые числа могут быть заданы.

При резонансном взаимодействии этих двух волн возможно образование квазистационарной

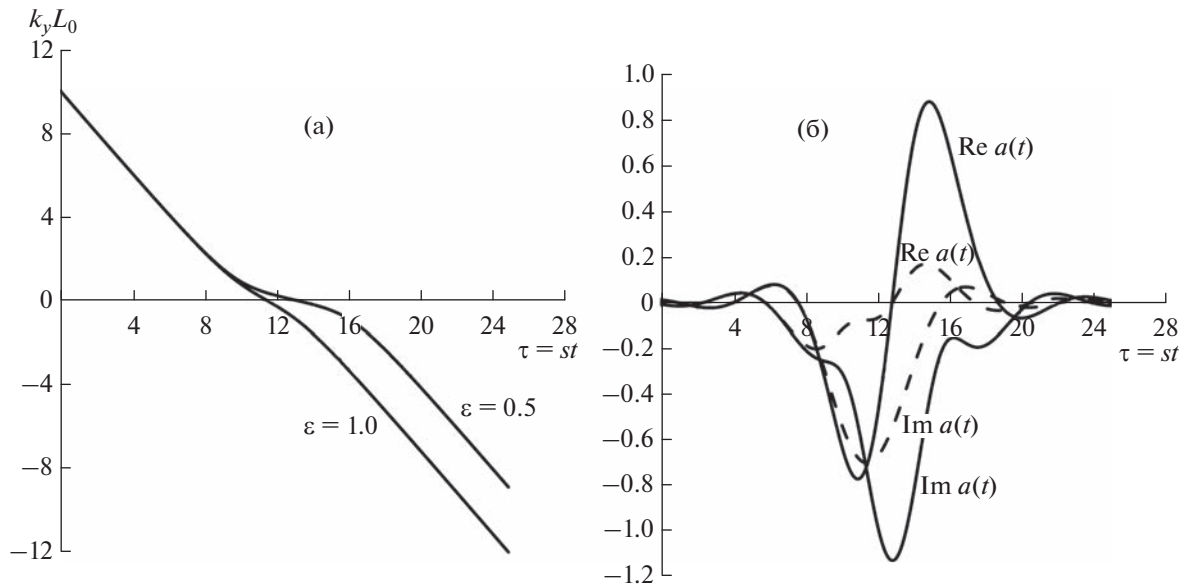


Рис. 1. (а) Зависимость меридионального волнового числа $k_y L_0$ от τ для значений $\epsilon = 0.5$, $\epsilon = 1.0$, $\epsilon = k_x L_0$. (б) Зависимость амплитуды $a(t)$ от τ для значений $\epsilon = 0.5$ (сплошные кривые), $\epsilon = 1.0$ (пунктир).

волны $e^{ik_x x}$, не зависящей от координаты y , с волновым числом k_x :

$$\psi = A(t)e^{ik_x x} + B(t)e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)} + C(t)e^{i(2k_x x + k_y y - \omega t)} + \text{c.c.} \quad (4)$$

Для комплексных коэффициентов A , B , C стандартной процедурой с усреднением по колебаниям с частотами кратными ω , получим уравнения:

$$\begin{aligned} \left(k_x^2 + \frac{1}{L_0^2}\right) \dot{A} &= 3k_x^3 k_y B^* C + ik_x \beta A, \\ \left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right) \dot{B} &= -(3k_x^2 + k_y^2) k_x k_y A^* C, \\ \left(4k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right) \dot{C} &= k_y^3 k_x AB \end{aligned} \quad (5)$$

с интегралами энергии $E = F(1)$ и квадрата вихря $\Omega^2 = F(2)$

$$\begin{aligned} F(n) &= \left(k_x^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)^n |A|^2 + \left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)^n |B|^2 + \\ &+ \left(4k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)^n |C|^2. \end{aligned}$$

Уравнения (5) являются частным случаем триплетного взаимодействия волн, в котором частота во времени одной из волн равна нулю. Однако волны с амплитудами B и C в (4) создают

трехмодовые блоки взаимодействий с волнами $e^{\pm i(3k_x x + 2k_y y - 2\omega t)}$, $e^{\pm i(4k_x x + 2k_y y - 2\omega t)}$ с амплитудами $\sim |BC|$,

$|C|^2$, которые содержат только осциллирующие во времени моды. Эти блоки согласно идеологии резонансного взаимодействия дают поправки следующих порядков, которые для стационарных волн в рамках трехмодовой теории исчезают из-за временного усреднения.

Следует отметить, что моды $e^{\pm i(3k_x x + 2k_y y - 2\omega t)}$, $e^{\pm i(4k_x x + 2k_y y - 2\omega t)}$ с амплитудами $\sim |BC|$, $|C|^2$ при взаимодействии могут давать поправки четвертого порядка $\sim |BC||C|^2$ для стационарного состояния $\sim e^{ik_x x}$. Их можно считать малыми в условиях относительной малости амплитуд B , C . Это условие и используется далее для решения уравнений (5). Но в любом случае, если учитывать большое количество трехмодовых взаимодействий, основным, исходным (самым верхним в иерархии триплетов) являются уравнения (5).

Слагаемое с коэффициентом β (β -эффект) в первом уравнении (5), а также конечная амплитуда B , C волн Россби приводит к решению уравнений (5), в котором существует стационарная амплитуда $A(t) = A_0 = \text{const}$ зональной составляющей функции тока ψ .

Предположим, что такое значение $A(t) = A_0$ существует, т.е. во втором и третьем уравнениях (5) $A^*(t) = A_0^*$, $A(t) = A_0$. Для B и C из этих уравнений получим решение

$$B(t) = B_s \sin(vt) + B_c \cos(vt),$$

$$C(t) = -\frac{\left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)}{(3k_x^2 + k_y^2)k_x k_y A_0^*} \frac{v}{\mu} (B_s \cos(vt) - B_c \sin(vt)), \quad (6)$$

$$v = k_y^2 |A_0| \mu, \quad \mu = \sqrt{\frac{k_x^2 (3k_x^2 + k_y^2)}{\left(k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right) \left(4k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}\right)}}. \quad (7)$$

Тогда, используя B^*C (без осцилляционных слагаемых $\sim \sin(2vt)$, $\cos(2vt)$) в первом уравнении (5), получим в качестве нулевого приближения $A_0 = A_0^*$ и

$$A_0 = \frac{3}{2} \frac{k_x k_y^2}{\beta} \mu_0 e B^2, \quad e B^2 = \text{Im} \left(B_c^* B_s - B_c B_s^* \right), \quad (8)$$

$$e = \pm 1, \quad \mu_0 = \mu \frac{k_x^2 + k_y^2 + \frac{1}{L_0^2}}{3k_x^2 + k_y^2}.$$

С учетом того, что A_0 — действительная величина, формула для C в (6) примет вид

$$C(t) = -\mu_c (B_s \cos(vt) - B_c \sin(vt)), \quad (9)$$

$$\mu_c = k_y \mu_0 / k_x.$$

При $t = 0$ из (6) и (9) получим начальные условия $B_c = B(0)$, $B_s = -\frac{1}{\mu_c} C(0)$.

Волна $\psi_0 = A_0 (e^{ik_x x} + e^{-ik_x x}) = 2A_0 \cos(k_x x)$ соответствует стационарной (фоновой) картине распределения функции тока по зонам с разнознаковой завихренностью $\Delta \psi_0 = -2k_x^2 A_0 \cos(k_x x)$. Однако именно это фоновое распределение продуцирует нестационарную часть как следующее приближение (которое получается, если учесть отброшенные выше осцилляционные слагаемые при условии относительной малости A_1 и A_2 в сравнении с A_0):

$$A(t) = A_0 + A_1(t) + iA_2(t),$$

$$A_1 = \frac{1}{2} N (d_s \cos(2vt) - d_c \sin(2vt)), \quad (10)$$

$$A_2 = \frac{1}{2} \frac{N^2}{A_0} (d_s \sin(2vt) + d_c \cos(2vt)),$$

$$N = \beta \frac{1}{k_x k_y^2} \frac{1}{\mu} \frac{k_x^2}{k_x^2 + \frac{1}{L_0^2}}, \quad d_s = \frac{|B_s|^2 - |B_c|^2}{e B^2}, \quad (11)$$

$$d_c = \frac{B_c^* B_s + B_c B_s^*}{e B^2}.$$

Из (8) следует, что фоновая составляющая ψ_0 существует, если $B^2 = \left| \text{Im} \left(B_c^* B_s - B_c B_s^* \right) \right| \neq 0$, т.е. не при всех начальных условиях для амплитуд волн Россби $B(0)$, $C(0)$. Кроме того, решения (10) получены при условиях $N |d_s| \ll |A_0|$, $N |d_c| \ll |A_0|$, что также налагает ряд условий на параметры в (11).

Формулы (10) показывают, что на фоновую стационарную циркуляцию ψ_0 накладываются периодические колебания с частотой $2v = 2k_y^2 A_0 \mu$ с пространственным периодом стационарной волны $L = 2\pi/k_x$. Кроме того, волны Россби $B(t)e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)}$, $C(t)e^{i(2k_x x + k_y y - \omega t)}$ модифицируются и временными колебаниями согласно (6), (10) с частотой v , что в результате приводит к колебаниям с частотами $\omega \pm v$ или зональному переносу со скоростями $\frac{\omega \pm v}{k_x}$ с зависимостью от амплитуды $|A_0|$ стационарной составляющей потока.

Особенностью фонового стационарного поля $\psi_0 = 2A_0 \cos k_x x$ является появление параметра β в знаменателе выражения для амплитуды A_0 (8). Такую же зависимость от β имеет известное соотношение Свердрупа для функции тока поверхностного течения в океанском бассейне при исследовании западной пограничной интенсификации течений (R — радиус Земли, φ — широта, λ — долгота, H — характерная глубина) [Sverdrup, 1947; Океанология, 1978].

$$\frac{1}{R \cos \varphi} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} = \frac{\text{rot}_z \bar{\tau} / H}{\beta}. \quad (12)$$

Коэффициентом при $\frac{1}{\beta}$ в этом соотношении является вертикальная компонента ротора напряжения трения, обусловленного поверхностными волнами ветровой циркуляции над океаном (например, Атлантики): $\tau_\lambda = \langle u' w' \rangle$, $\tau_\varphi = \langle v' w' \rangle$ — квадратичная форма, где u' , v' , w' — пульсации скорости поверхностных волн, генерируемых ветром (в (12) размерность функции полных потоков φ — $\text{м}^3/\text{с}$). В случае (8) в коэффициент при $\frac{1}{\beta}$ входит квадратичная форма, связанная с волнами Россби.

Размерность величин A_0 , A_1 , A_2 , N , B_s , B_c , B , как и функций тока ψ , ψ_0 равна $\text{м}^2/\text{с}$. Приведем некоторые оценки порядков величин, положив $k_y \sim k_x \sim \frac{1}{L_0}$ (это соответствует уравнению (3)). Для амплитуды скорости фонового стационарного потока ψ_0 примем $V_a \equiv 2|A_0|k_x$, и для амплитуды

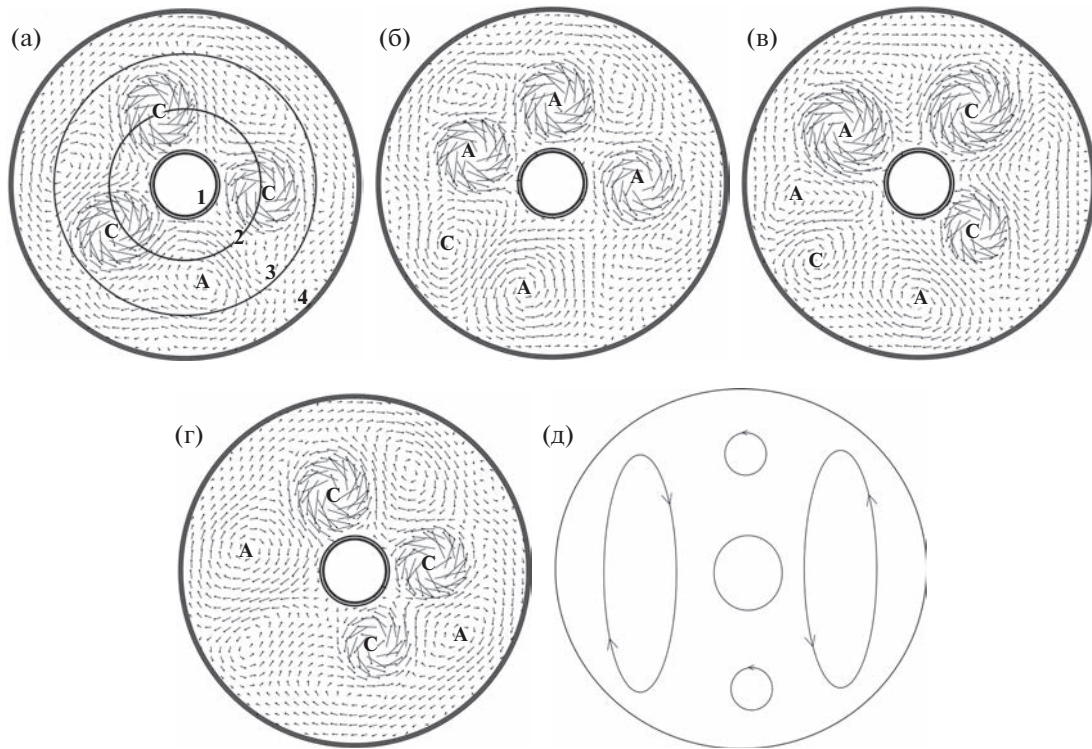


Рис. 2. (а–г): векторы поля скорости для численного эксперимента с источниками ($E = 0.8$) и стоками ($E = -0.8$), $T = 6$ с, C – циклон, A – антициклон; (д): схема суперпозиции волн Россби с отличающимися в два раза волновыми числами.

ды скорости волн Россби в (5), $V_R = |B|k_x$. Из (3) $|A_0| = \frac{3k_x k_y^2}{2\beta} \mu_0 B^2 = \frac{3k_x k_y^2}{2\beta} \mu_0 \frac{V_R^2}{k_x^2}$. Отсюда $V_a = 3 \frac{k_y^2}{\beta} \mu_0 V_R^2$, или при $V_a = V_R$, $V_R = \frac{\beta}{3k_y^2 \mu_0} \sim L_0^2 \beta \sim 10$ м/с при $L_0 \sim 10^6$ м, $\beta \sim 10^{-11}$ ($\text{м}^{-1}\text{с}^{-1}$).

Как уже отмечалось выше, волна $\psi_0 = 2A_0 \times \cos(k_x x)$ создает аномалии завихренности с масштабом $L_x = \frac{2\pi}{k_x}$ по координате x (долгота). В лабораторных и численных экспериментах, имитирующих приземные потоки воздуха в тропической и полярной ячейке Хэдли и Ферреля умеренных широт, такие аномалии можно воспроизводить при нарушении симметрии течений в аналогах упомянутых ячеек. (Уравнения (5) инвариантны при заменах $A \rightarrow Ae^{i\varphi_a}$, $B \rightarrow Be^{i\varphi_b}$, $C \rightarrow Ce^{i\varphi_c}$, $\varphi_c = \varphi_a + \varphi_b$).

3. ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Численные эксперименты проводились для течений в тонких слоях жидкости в кольцевом вращающемся (вращение против часовой стрелки – Се-

верный полюс) канале на основе уравнений мелкой воды, β -эффект моделируется наклонным дном [Должанский, 2011]. Уравнения и методика расчетов были подробно приведены в ряде работ [Гледзер, 2014; Гледзер, 2015; Гледзер и др., 2018; Гледзер и др., 2021].

Для целей данной работы был использован метод источников-стоков при генерации вихревых движений во вращающемся канале. Для имитации субтропических и полярных восточных ветров и западного переноса умеренных широт (трехпотоковая конфигурация) использовались источники-стоки жидкости в тонких кольцевых слоях на внутренней (1) и внешней (4) границах канала и двух слоях (2, 3) в его середине. На рис. 2а–г эти слои источников-стоков показаны окружностями: 1, 3 – источники, 2, 4 – стоки. В условных единицах (см. [Гледзер и др., 2021].) мощность источников (1, 3) $E = 0.8$, стоков (2, 4) $E = -0.8$. Источники слоя 1 создают направленный поток к стоку в слое 2. Этот поток силой Кориолиса отклоняется вправо от него (по часовой стрелке между слоями 1 и 2), что соответствует восточным ветрам. Аналогично для потока от источника 3 к стоку 4. Поток от источника 3 к стоку 2 создает по Кориолису движение против часовой стрелки в кольце между 2 и 3. Это аналог западного переноса умеренных широт.

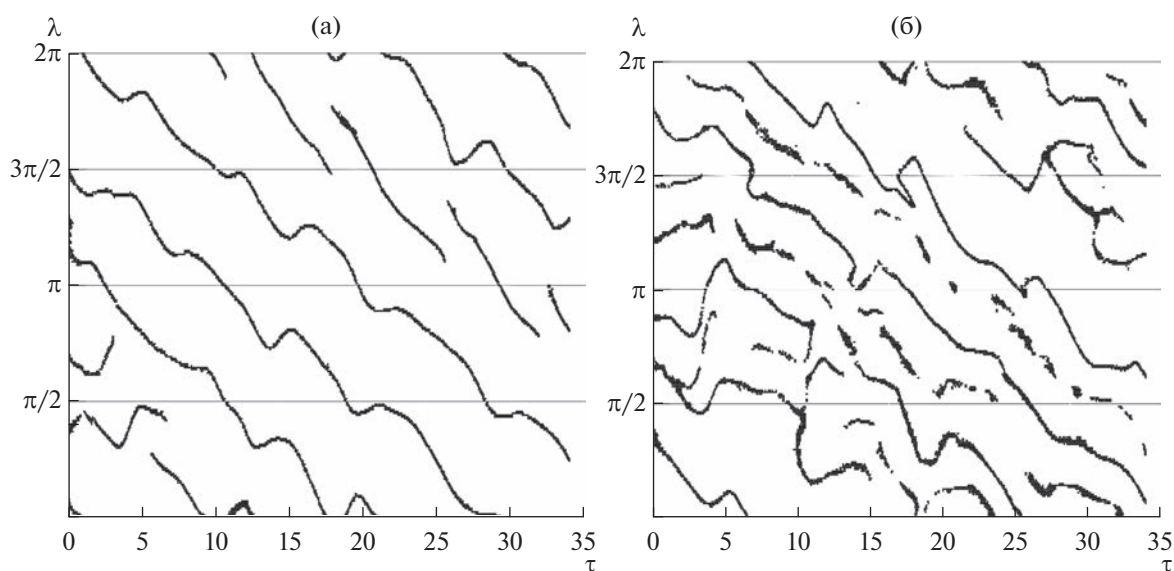


Рис. 3. Изменение во времени $\tau = t/T$ (период $T = 6$ с) азимутальных угловых координат λ центров циклонов (а) и антициклонов (б) в численных экспериментах с источниками ($E = 0.8$) и стоками ($E = -0.8$) в трехпотоковой конфигурации. Наклон вправо (уменьшение λ) соответствует движению вихрей по часовой стрелке (рис. 2).

Указанная конфигурация потоков создает сдвиги скорости в канале, которые в результате неустойчивости приводят к появлению циклонических (С) (рис. 2) с вращением против часовой стрелки и антициклонических (А) вихрей (для рис. 2а, 2б, 2в, 2г угловая скорость вращения канала $\Omega = \frac{2\pi}{T}$, $T = 6$ с). Вся эта система вихрей передвигается по часовой стрелке, т.е. распространяется на запад в соответствии с концепцией волн Россби (для Северного полушария).

Однако возникающая система вихрей не симметрична: почти на половине канала существуют три близких циклона (рис. 2а, 2б), а вторую половину занимает аномалия, в которую вместились обширный антициклон (рис. 2а, 2б) (или два рис. 2в) и иногда циклон (рис. 2б, 2в).

Схематически картины поля скорости на рис. 2 можно грубо представить в виде суперпозиции двух волн Россби с отличающимися в два раза волновыми числами ($m = 2$, $m = 4$) по долготе (рис. 2д). При этом волна $m = 2$ усиливает циклоническую циркуляцию волны $m = 4$ в одной половине канала и антициклоническую — в другой. Вероятно, угловые скорости этих двух волн различаются, поскольку передвижение на запад не совсем равномерное (временной интервал между картинками на рис. 2а–2г одинаков, $\Delta\tau = 200$, $\tau = \Omega t$).

На рис. 3 показаны зависимости азимутальной (долгота) $0 \leq \lambda \leq 2\pi$ координаты центров циклонов (рис. 3а) и антициклонов (рис. 3б) для движущихся вихрей рис. 2. Центры определяются по полю скорости как точка, в ближайшей окрестно-

сти которой азимутальная и меридиональная компоненты скорости меняют знак. Так как циклонические вихри более интенсивны, то передвигающиеся с другой угловой скоростью (средние наклоны линий на рис. 3б для антициклонов меньше, чем на рис. 3а для циклонов) антициклоны иногда меняют свое положение или совсем исчезают, в результате чего линии центров антициклонов становятся прерывистыми. Но в целом угол λ для почти всех антициклонов на рис. 3б уменьшается, как и для циклонов (движение по часовой стрелке).

В указанном на рис. 2 случае аномалии возникают в результате динамики системы вихрей. Представляет интерес рассмотреть влияние внешне привнесенной аномалии на распределение западных и восточных потоков в канале. Пусть в нижней четверти канала $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$ (рис. 4а) источники-стоки на кольцевых слоях уменьшили свою интенсивность вдвое: вместо $E = \pm 0.8$ осуществляется приток-отток $E = \pm 0.4$. Из-за притоков-оттоков в других частях слоев поле скорости в этой четверти канала не обязательно уменьшается вдвое, хотя может терять исходную симметрию основного потока.

Указанную аномалию можно трактовать как уменьшение интенсивности субтропической ячейки Хэдли, которое сопровождается ослаблением пассатов в каком-то секторе приэкваториальной атмосферной циркуляции и уменьшением западного переноса в средних широтах.

На рис. 4а для указанных притоков-оттоков $E = \pm 0.8$, $E = \pm 0.4$ показаны для некоторых моментов времени поля скорости, которые мало от-

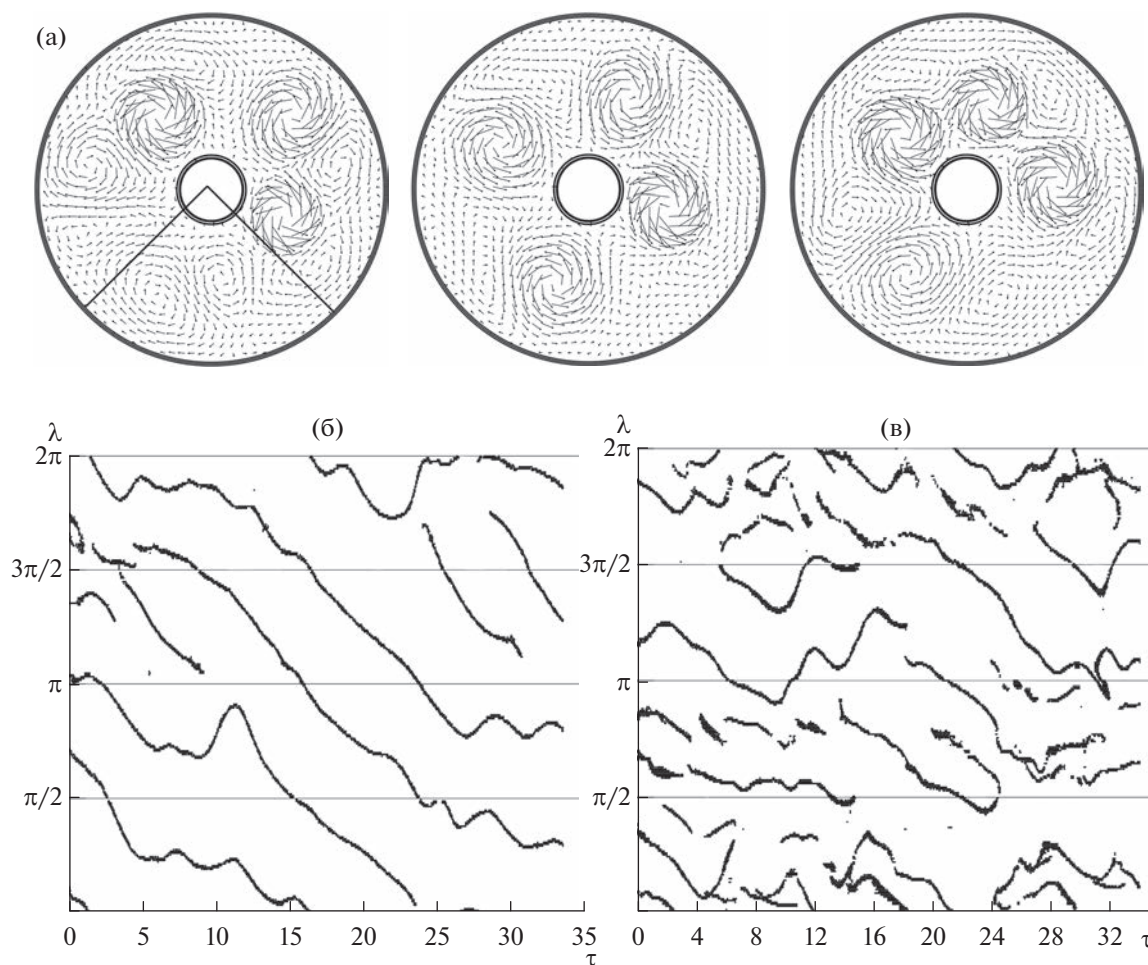


Рис. 4. (а) – векторы поля скорости для численного эксперимента в трехпоточковой конфигурации с источниками-стоками ($E = \pm 0.8$) в верхних трех четвертях канала $2\pi - \frac{\pi}{4} < \lambda < 2\pi$, $0 < \lambda < \pi + \frac{\pi}{4}$ и источниками-стоками ($E = \pm 0.4$) в нижней четверти канала $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$; (б), (в) – изменение во времени $\tau = t/T$ (период $T = 6$ с) азимутальных угловых координат λ центров циклонов (б) и антициклонов (в) в численных экспериментах с источниками-стоками $E = \pm 0.8$, $E = \pm 0.4$.

личаются от рис. 2, когда не было внешней аномалии распределения источников-стоков. Может быть, только в некоторые моменты времени более четко проявились 4 циклона (вместо трех) со значительными интенсивностями, как на втором из рис. 4а. Не сильно также отличаются линии центров циклонов, показанных на рис. 4б, если сравнить с рис. 3а.

Однако линии центров антициклонов (рис. 4в), сохраняя ту же рваную, как и на рис. 3б, структуру почти потеряли средний наклон вправо, т.е. угол λ в среднем не уменьшается. Фактически это стационарирование, причем внешняя аномалия при $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$ оказывает тормозящее влияние только на антициклоны. Из показанных на рис. 4в линий центров антициклонов только некоторые линии имеют значительный средний на-

клон вправо: в какие-то моменты времени они двигались вместе с циклонами (рис. 4б) по часовой стрелке.

Следует отметить, что при увеличении внешне индуцированной аномалии циркуляции и циклоны могут остановиться, образуя коррелированные структуры с антициклонами. В частности, такое наблюдалось в численном эксперименте с отсутствием притока-оттока ($E = 0$) в нижней четверти канала $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$ с прежним значением $E = \pm 0.8$ для остальных углов λ . При этом картины линий центров циклонов и антициклонов оказались в среднем горизонтальны и качественно схожими (отличаясь только значениями углов λ).

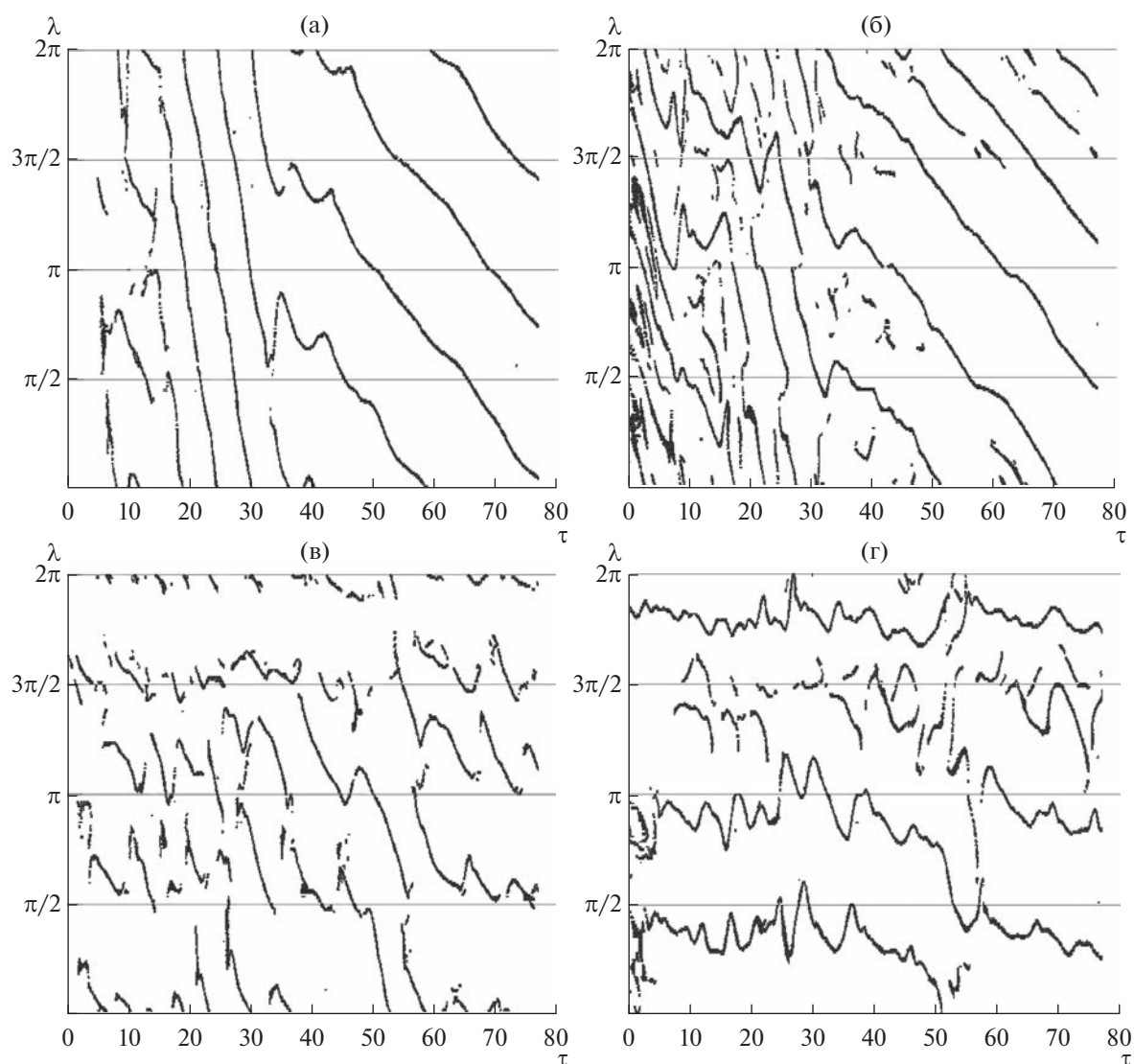


Рис. 5. Изменение во времени $\tau = t/T$ азимутальных угловых координат λ центров циклонов (а, в) и антициклонов (б, г) в численных экспериментах двухпотоковой конфигурации: (а, б) $E_1 = 0.2$, $E_2 = 0.5$; (в, г) $E_1 = 0$, $E_2 = 0$.

Этот же тормозящий эффект для антициклонов показан в численном эксперименте в другой конфигурации, когда имитируются только западный перенос средних широт и восточный — южных широт (двухпотоковая конфигурация). Для этого вместо источника-стока кольцевых слоев 2, 3 (рис. 2а) был поставлен источник по окружности между ними. Мощность стоков на внутреннем кольцевом слое 1, $E_1 = 0.2$, на внешнем 3, $E_3 = 0.5$, а мощность источника вычисляется из условия сохранения массы.

На рис. 5а, 5б показаны линии центров циклонов и антициклонов, когда нет аномалии источников-стоков в секторе $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$. В этом случае линии циклонов и антициклонов не сильно различаются, и в среднем, имея наклон

вправо, описывают движение по каналу по часовой стрелке. Особенностью динамики на рис. 5а, 5б является двухрежимность: до некоторого времени $t_{cr} \sim T \times 30$ существовал один режим движения центров, который после t_{cr} сменился более медленным перемещением циклонов и антициклонов. Многорежимности в численных и лабораторных экспериментах была посвящена работа [Гледзер и др., 2021]. Отличием от [Гледзер и др., 2021] динамики, показанной на рис. 5а, 5б, является неизменность внешних параметров в численном эксперименте.

Различия между линиями центров циклонов и антициклонов наблюдаются, если в секторе аномальности $\frac{3\pi}{2} - \frac{\pi}{4} < \lambda < \frac{3\pi}{2} + \frac{\pi}{4}$ мощность источников-стоков равна нулю, $E_1 = E_3 = 0$ (рис. 5в, 5г).

В этом случае усиливается рваная структура линий, но как и на рис. 4в, большая часть линий антициклонов в среднем горизонтальна, т.е. антициклоны в среднем не меняют азимутальное положение. Циклоны (рис. 5в) в большинстве продолжают движение по каналу, хотя их время жизни уменьшилось в сравнении с безаномальным случаем рис. 5а из-за несогласованного движения с антициклонами.

Как показывают численные эксперименты, секторальные аномалии могут влиять на осредненные характеристики поля завихренности в канале. На рис. 6 показаны разности завихренности $\Delta\Omega$ между аномальным и безаномальным случаями (для трехпоточковой конфигурации), осредненной по кольцам между источниками-стоками на окружностях 2, 3 (рис. 6а) и 3, 4 (рис. 6б). В кольце между слоями 2 и 3 наличие аномалии несколько усилила положительную завихренность (рис. 6а), что означает усиление циклонической составляющей. А в кольце между 3 и 4 слоями (рис. 6б), наоборот, изменение завихренности стало в основном отрицательным. Это соответствует усилению антициклонических тенденций в этой части потока.

4. ЛАБОРАТОРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Лабораторные эксперименты проводились с использованием МГД-метода генерации потоков во вращающемся кольцевом канале, заполненном проводящей жидкостью. Подробно экспериментальная установка и методика экспериментов представлена в ряде работ [Гледзер и др., 2013; Гледзер и др., 2018; Гледзер и др., 2021]. В экспериментах моделируется ситуация Южного полушария с вращением канала по часовой стрелке.

В МГД-методе течения генерируются взаимодействием магнитного поля постоянных магнитов (неодимовые — 0.36 Тл и ферритовые — 0.175 Тл), расставленных вдоль трех (или двух) окружностей (рис. 7) под наклонным от центра к периферии дном в канале, и радиально направленным током между электродами 1, 2 на внешней и внутренней границах с радиусами 5 см и 36 см. Ряд из магнитов на внешней окружности заменялся на ферритовые или совсем убирался (далее, эксперимент 1, рис. 11а–11е). В экспериментах с результатами на рис. 11аа, 11бб убирался, наоборот, ряд из магнитов на средней окружности (эксперимент 2).

Радиально направленный ток $\vec{j}$ и вертикально направленное поле $\vec{H}$ формирует силу Ампера в перпендикулярном к ним направлении $\sim[\vec{j}, \vec{H}]$, действующую на проводящую жидкость (10% раствор CuSO_4) над наклонным дном. Направления поля магнитов (разнополюсное вдоль окружностей) и электрического тока между 1 и 2 выбираются таким образом, чтобы в середине канала создавать поток, направленный на восток (запад-

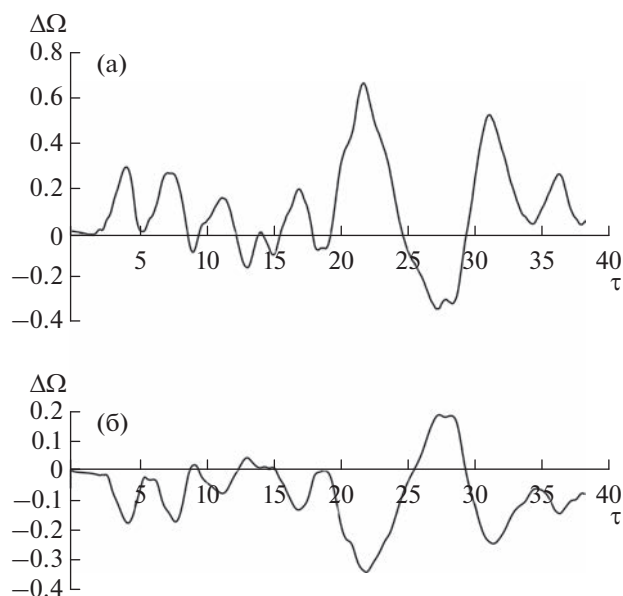


Рис. 6. Разности завихренности между аномальным и безаномальным случаями (для трехпоточковой конфигурации), осредненной по кольцам между источниками-стоками на окружностях 2, 3 (а) и 3, 4 (б) (см. рис. 2а).

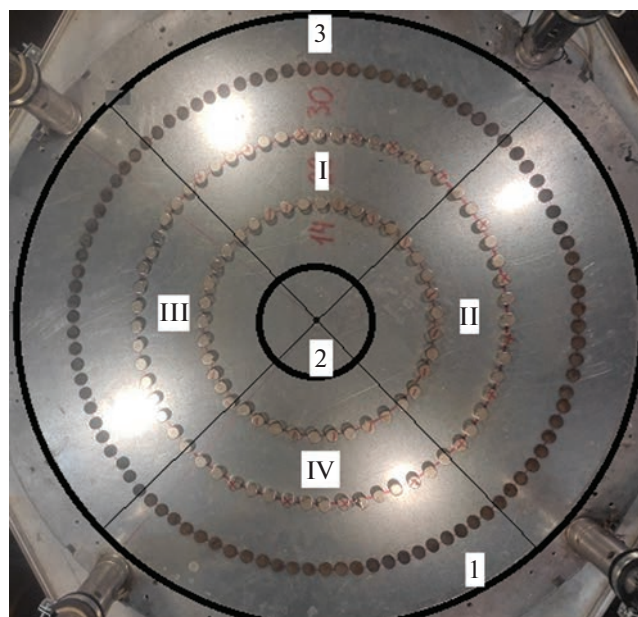


Рис. 7. Схема расположения электродов 2, 1, 3, постоянных магнитов и деление на сектора I–IV для рис. 9, 10 в канале лабораторной установки.

ный перенос средних широт), и во внутренней и внешней частях канала — потоки, с направлением на запад (пассаты у внешней границы канала и восточный полярный ветер).

В эксперименте 2, когда убирался средний ряд магнитов, моделировались только западный перенос средних широт и восточный приэкваториальный (пассаты).

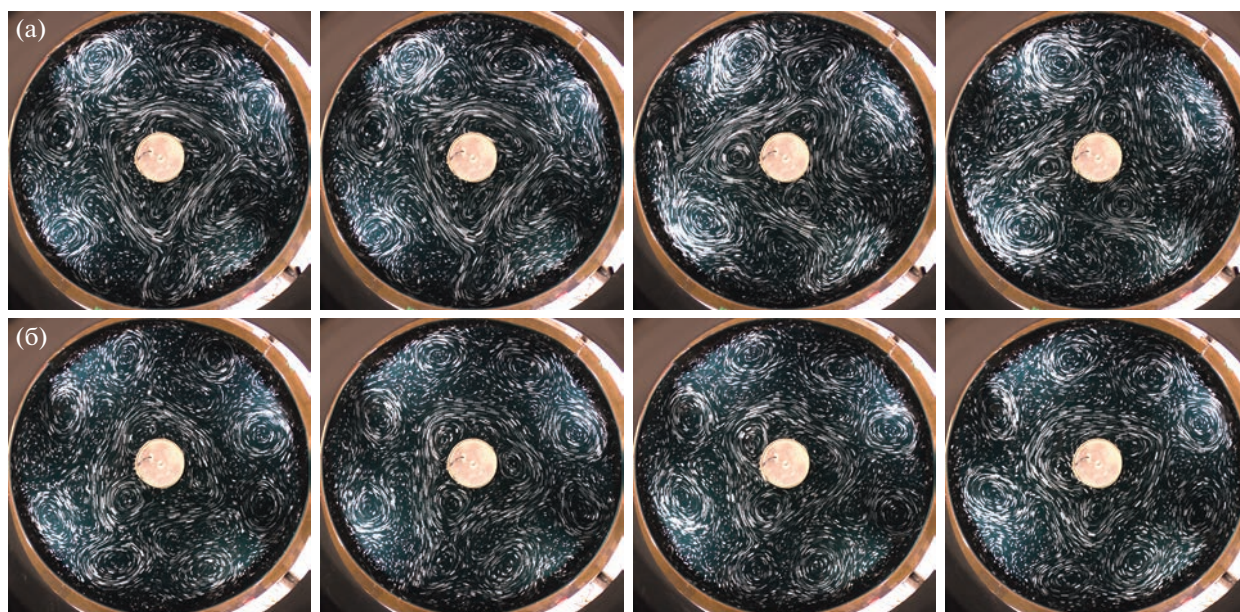


Рис. 8. (а) Траектории частиц в канале (изображения через равные промежутки времени $\Delta t = \frac{10}{24} T$) в эксперименте при периоде вращения установки $T = 42.1$ с и токе $j = 400$ мА на электродах 1 и 3 (см. рис. 7); (б) при периоде вращения установки $T = 30.8$ с при токе $j = 0$ на электроде 3 и токе $j = 400$ мА на электроде 1 (на (а, б) — эксперименты с неодимовыми магнитами на трех окружностях).

Различие между методом источников-стоков, который использовался в численных экспериментах (и лабораторных экспериментах работы [Гледзер и др., 2014]), и МГД-методом состоит в том, что источники-стоки создают течения силой Кориолиса из-за вращения канала, а в МГД-методе западный и восточный переносы генерируются непосредственно силой Ампера.

Аномалии скорости этих потоков в экспериментах формируются с помощью разрыва внешнего кругового электрода 1 и изолированного на четверть окружности электрода 3, к которому может подводиться другой ток, чем к электроду 1 (сектор I на рис. 7)

Сдвиг скорости между указанными разнонаправленными потоками и наклонное дно, моделирующее β -эффект, формируют волны Россби в канале. На рис. 8а ($T = 42.1$ с), 8б ($T = 30.8$ с) показаны через равные промежутки времени ($\Delta t = \frac{10}{24} T$) последовательность изображений течений в канале (вихри и струи). Для случая на рис. 8а токи на электродах 1 и 3 были одинаковы 400 мА, что равносильно сплошному электроду 1, а для рис. 8б ток на электроде 3 равен нулю. На изображениях ближе к центру видны три циклонических вихря с огибающим их струйным течением. Вся эта треугольная структура вращается против часовой стрелки, что указывает, как и в численных экспериментах (рис. 2), на стандартное для волн Россби движение вихрей на запад (против часовой стрелки для Южного полушария).

Вблизи внешней границы канала (экватор) образовался ряд антициклонических вихрей с медленным их дрейфом в ту же западную сторону (можно заметить по четырем вихрям в верхней части изображений рис. 8б или двум ярким вихрям слева на рис. 8а). В нижней части канала на рис. 8б или в правой части на рис. 8а, как и в численных экспериментах рис. 2, структура потоков имеет не столь регулярную структуру: некоторые антициклоны периодически исчезают.

Результаты, представленные на рис. 9, выполнены с аномалией электрического поля в секторе I: на электроде 3 (рис. 7) ток был выключен ($j = 0$). При этом в секторе I электрическое поле не равно нулю, так как ток проходит от электрода 1 к 2, заполняя все пространство сектора I.

На рис. 9а представлена средняя по секторам I–IV (рис. 7) завихренность (период вращения $T = 30.8$ с) при токе $j = 400$ мА на электроде 1 и токе $j = 0$ на электроде 3 (аномальное воздействие). Для сравнения на рис. 9б показаны завихренности в секторах I–IV, если на электроде 3 ток $j = 400$ мА, т.е. в безаномальном внешнем воздействии. Кроме сильной дисперсии колебаний в аномальном случае, наблюдается четко выраженное образование средних по времени завихренностей противоположных знаков в следующих за I секторах II и III. В секторах I (где внесена внешняя аномалия электрического поля) и IV, кроме упомянутой дисперсии, колебания завихренности, в целом, схожи с завихренностью безаномальной циркуляции. Фактически из-за внешней

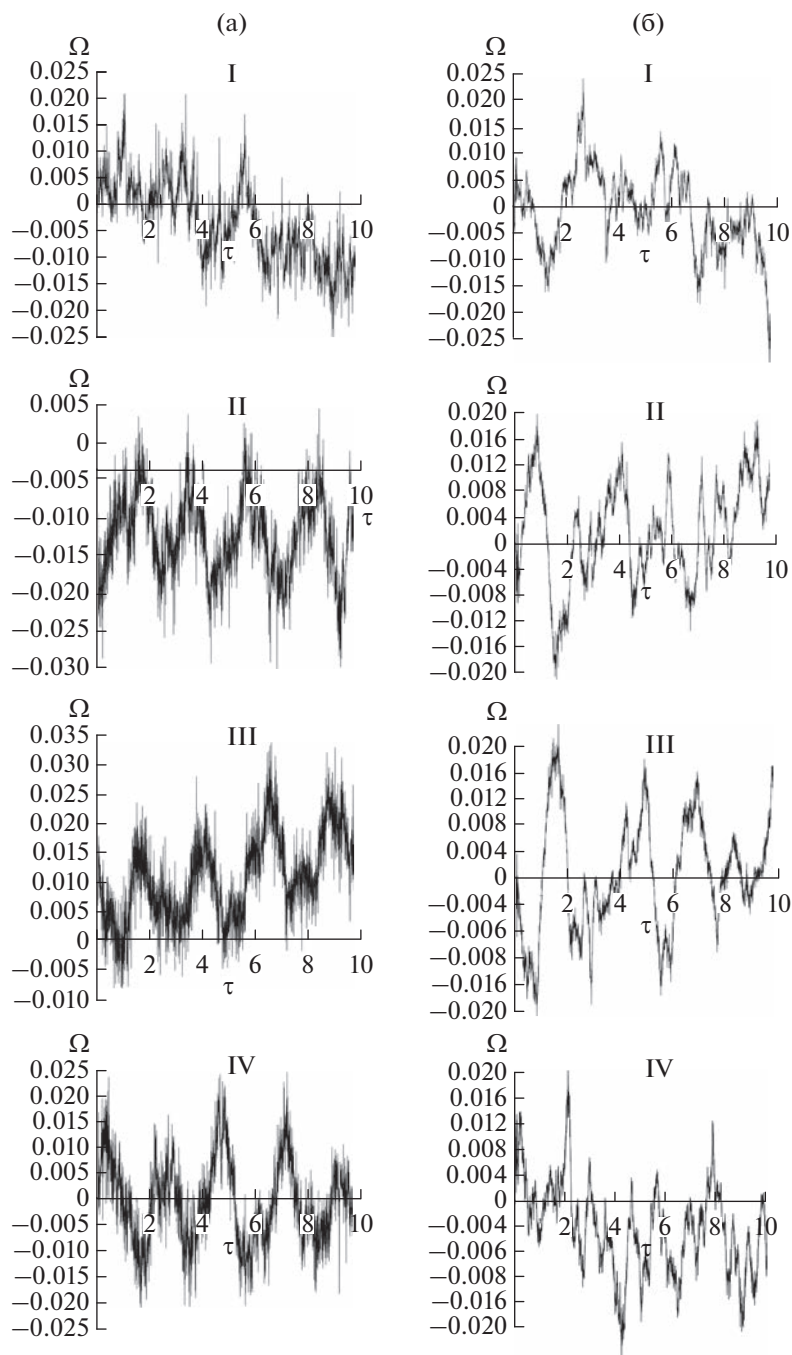


Рис. 9. Средние по секторам I–IV завихренности в эксперименте — (а) с аномальным воздействием электрического тока и (б) с безаномальным воздействием ($\tau = t/T$, $T = 30.8$ с).

аномалии в секторе I циркуляция в секторе II становится в среднем более антициклоничной, а в III-циклоничной.

Периодические осцилляции на рис. 9 с характерным временем ~ 60 – 80 являются отражением на графиках рис. 9 прохождения по секторам I–IV крупных вихрей, аналогичных вихрям на изображениях рис. 8. Следует заметить, что эффект появления отличной от нуля средней завихренности на рис. 9 для секторов II, III зависит от периода вра-

щения канала. В экспериментах с большим периодом $T = 42.4$ с этот эффект становится слабо выраженным.

Проводились эксперименты с другим способом внесения внешней аномалии в потоки в секторе I. Для этого электрод 1 на внешней границе канала оставался сплошным, так что ток $\vec{j}$ подводился ко всему круговому электроду на границе. Но магниты в секторе I были более слабыми, чем

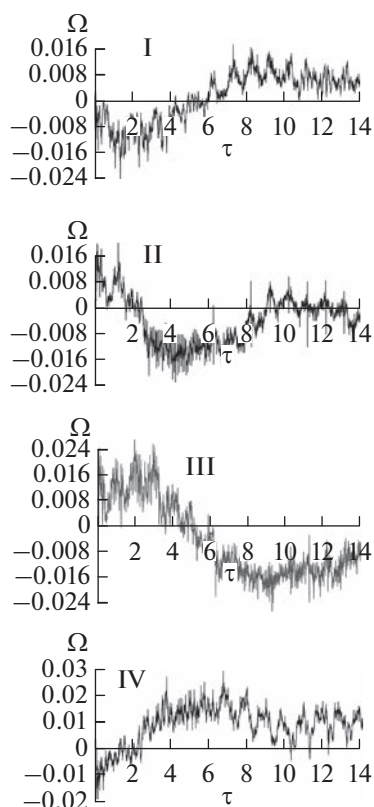


Рис. 10. Средние по секторам I–IV завихренности в эксперименте с аномальным расположением постоянных магнитов ($\tau = t/T$, $T = 21.2$ с).

на частях в остальных секторах (ферритовые магниты). В этом случае в секторе I была ослабленная вертикальная компонента поля, что приводит к уменьшению силы Ампера $\sim [\vec{j}, \vec{H}]$.

На рис. 10 показаны завихренность в секторах I–IV для экспериментов в описанной конфигурации при токе 500 мА между электродами 1 и 2 и периоде вращения $T = 21.2$ с. Здесь завихренности в секторах I и IV ведут себя в среднем синхронно, образуя антициклоническую завихренность, которая распространяется на секторах II, III — сгенерировалась циклоническая средняя завихренность, занимающая также “полушарие”. Это соответствует упомянутой выше картине стоячей волны Россби с волновым числом $m = 2$ (рис. 2д).

На рис. 11 показаны зависимости от времени угловых координат центров циклонов и антициклонов для экспериментов с одинаковым током $j = 400$ мА на электродах 1 и 3 (а, б) и аномальным действием тока (в, г и д, е) — соответственно, ток $j = 300$ мА на электроде 3 с током $j = 400$ мА на электроде 1 и ток $j = 100$ мА на 3 и $j = 400$ мА на 1 (эксперимент 1). В экспериментах, результаты которых показаны на рис. 11, внешний круг магнитов был удален, т.е., как и в численном экспе-

рименте на рис. 5, была реализована двухпотоковая конфигурация.

На рис. 11а, 11в, 11д показаны координаты (τ, λ) , $\tau = t/T$, $T = 29.2$ с центров циклонов для всех указанных выше случаев. В каждый момент времени имеется три циклона, которые видны на рис. 8 в треугольной структуре с огибающим их струйным потоком.

В безаномальном случае имеется 4–5 антициклонов (рис. 11б), которые движутся против часовой стрелки (увеличение угла λ) — это движение на запад в лабораторной конфигурации Южного полюса. Они практически с одинаковой скоростью движутся на запад вместе со связанными с ними циклонами (рис. 11а). Также на рис. 11б заметны короткоживущие антициклоны (отмечены тонкими прямыми линиями), которые почти стоят или медленно передвигаются в восточном направлении.

В случае слабоаномального распределения тока (рис. 11г) при токе $j = 300$ мА на электроде 3 движущиеся на запад антициклоны становятся менее заметны, но число короткоживущих квазистационарных антициклонов значительно увеличилось (тонкие линии на рис. 11г).

При сильной аномалии распределения тока ($j = 100$ мА на электроде 3) (рис. 11д, 11е) распределение циклонов (рис. 11д) в плоскости (τ, λ) становится более размытым, однако качественно близко к распределениям на рис. 11а, 11в.

В распределении антициклонов появилась долгоживущая (почти неделя по лабораторному времени) медленно движущаяся на восток структура в нижней половине сектора II (что на рис. 11е соответствует углам $3\pi/2 < \lambda < 2\pi$).

Появление таких структур было подтверждено в эксперименте 2 (средний ряд магнитов (рис. 7) был удален). На рис. 11аа, 11бб показаны координаты линий центров антициклонов в безаномальном случае (рис. 11аа, ток $j = 400$ мА на электроде 3) и в случае слабой аномальности (рис. 11бб) при токе $j = 300$ мА на электроде 3. В этом случае при $3\pi/2 < \lambda < 2\pi$ внизу сектора II развились несколько антициклонов, которые медленно дрейфовали к востоку.

Представляет интерес сопоставить результаты численных и лабораторных экспериментов по исследованию динамики центров циклонов и антициклонов с соответствующими данными для атмосферных полей скорости. На рис. 12а, 12б показаны зависимости от времени (месяцы, от мая (5) до октября (10)) долготы центров (от 0 до 120 град. восточной долготы) циклонов (рис. 12а) и антициклонов (рис. 12б), которые располагались в полосе широт от 35 до 65 град. с.ш. Центры определялись указанным выше методом по данным для поля скорости на уровне 500 мб для 2010 г.

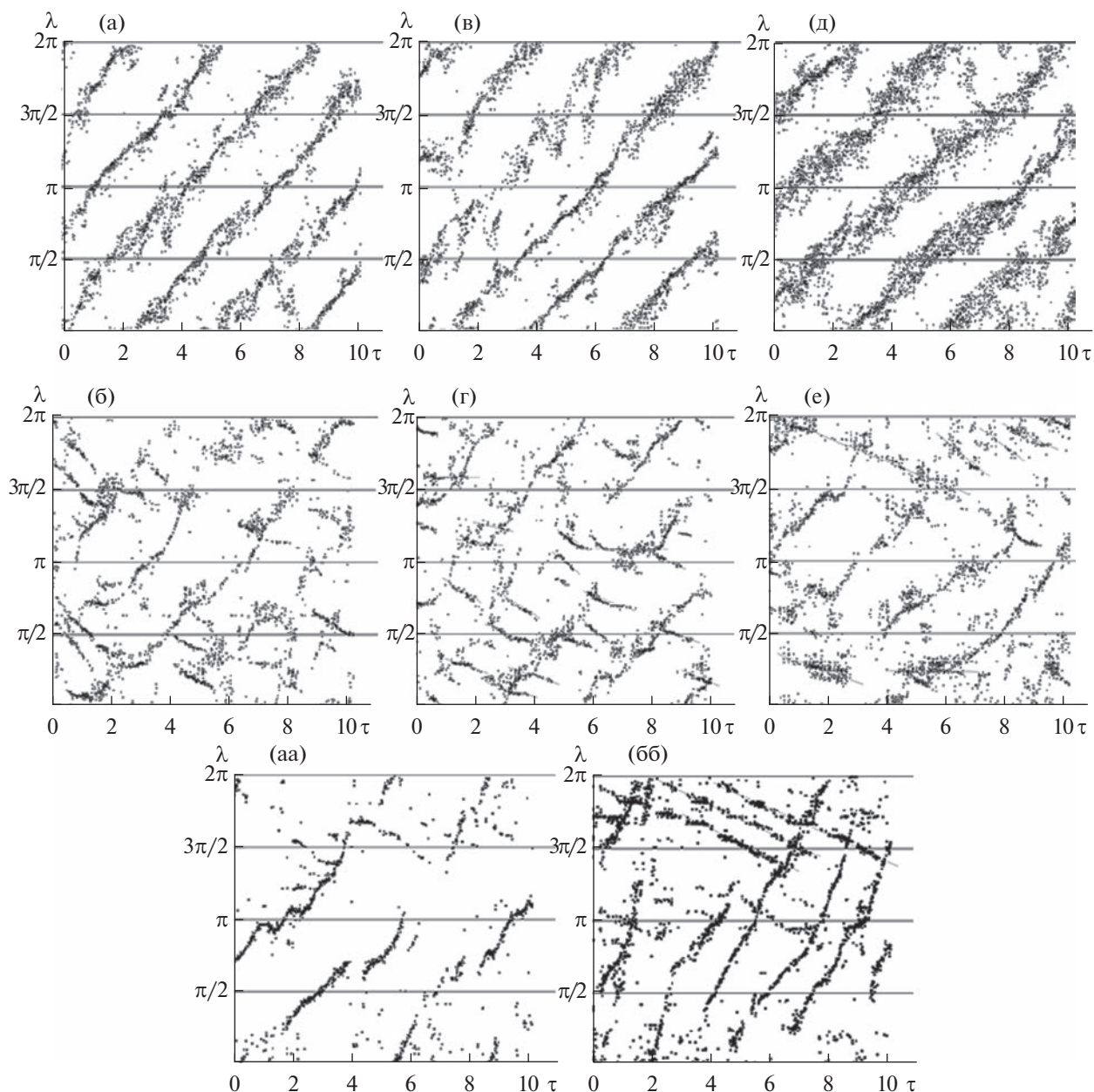


Рис. 11. Изменение во времени $\tau = t/T$ ($T = 29.2$ с) азимутальных угловых координат λ центров циклонов (а, в, д) и антициклонов (б, г, е) в лабораторном эксперименте 1: (а), (б) – с токами $j = 400$ мА на электроде 1 и $j = 400$ мА на электроде 3; (в), (г) – с токами $j = 400$ мА на электроде 1 и $j = 300$ мА на электроде 3; (д), (е) – с токами $j = 400$ мА на электроде 1 и $j = 100$ мА на электроде 3. Изменение центров циклонов в эксперименте 2 ($T = 29.6$ с): (aa) – с токами $j = 400$ мА на электроде 1 и $j = 400$ мА на электроде 3; (бб) – с токами $j = 400$ мА на электроде 1 и $j = 300$ мА на электроде 3.

В циклонической картине на рис. 12а заметна область (выделена овалом) между 40 и 60 град. в.д. в период от июня (6) по сентябрь (9), в которой почти отсутствуют циклоны, что свидетельствует о засушливом периоде в эти месяцы в европейской части РФ.

Линии центров антициклонов показывают, напротив, сгущение в течение того же периода в три месяца на долготах от 80 до 100 град. в.д. (ан-

тициклоны в Сибири, Казахстане и Монголии) и почти на месяц (с августа (8) по сентябрь (9)) на долготах от 30 до 50 град. в.д. Линии центров почти горизонтальны, что соответствует квазистационарному состоянию этих антициклонов.

В остальных областях диаграмм на рис. 12а, 12б циклоны и антициклоны показывают скореллированные движения на восток (наклоны вправо от вертикали) в условиях западного переноса об-

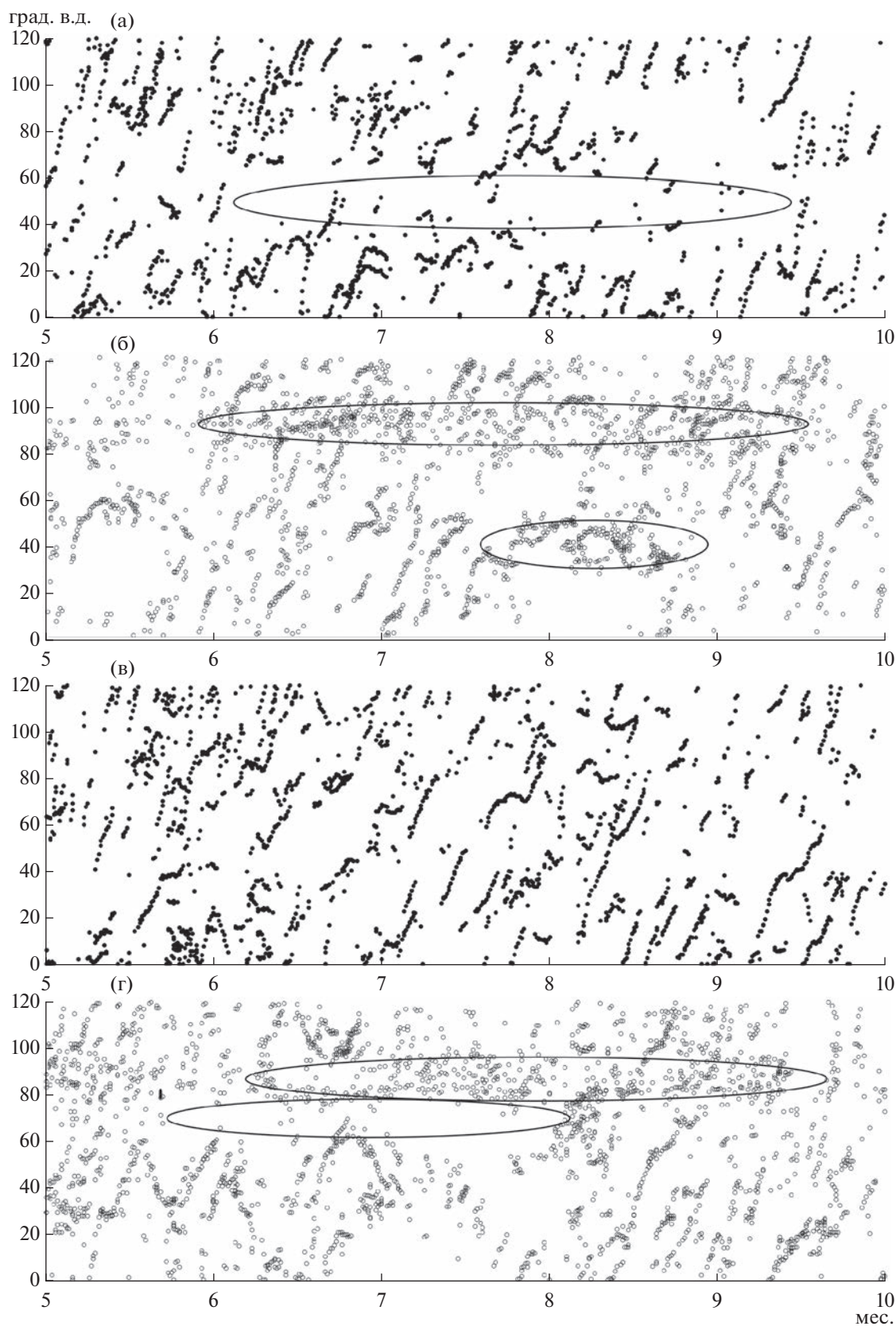


Рис. 12. Зависимости от времени (месяцы, от мая (5) до октября (10)) долготы центров (от 0 до 120 град. восточной долготы) циклонов и антициклонов, которые располагались в полосе широт от 35 до 65 град. с.ш.: (а), (б) — для 2010 г. (в), (г) — для 2013 г.

шей циркуляции атмосферы в средних широтах. При этом отсутствуют длительные промежутки времени, в течение которых циклоны останавливаются. В целом диаграммы на рис. 12а, 12б имеют сходство с рис. 5в, 5г, полученными численно: время жизни циклонов и антициклонов в обоих случаях относительно небольшое (до недели для атмосферы), что создает прерывистую (рваную) структуру линий центров.

Диаграммы на рис. 12а, 12б, относящиеся к аномальному для европейской части РФ. 2010 году, можно сопоставить с аналогичным периодом 2013 года. В этом случае линии циклонов почти однородно заполняют область диаграммы на рис. 12в (от мая (5) до октября (10) и от 0 до 120 град. в.д.), демонстрируя движение на восток. На диаграмме для антициклонов (рис. 12г) заметна традиционная область малоподвижных антициклонов между 80 до 100 град. в.д. в те же месяцы, что и для 2010 г. Но выделяется область между 60 и 80 град. в.д., где центры антициклонов отсутствуют — эта область территории РФ. заполнена проходящими циклонами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как уже отмечалось выше, для воспроизведения стационарных аномалий при резонансном взаимодействии транзитных мод в лабораторных и численных экспериментах необходимо нарушение симметрии относительно зональных пространственных сдвигов. Такое нарушение можно сопоставить с изменением интенсивности субтропической ячейки Хэдли, которая из-за вращения Земли связана с ячейками средних и полярных широт.

Западный перенос в тропосфере средних широт обусловлен действием сил Кориолиса при движении воздуха от тропиков к северу (югу в Южном полушарии). Это осредненное движение в соответствующей ячейке Фарреля общей циркуляции атмосферы. Однако при нарушении (усилении или ослаблении) потока от экваториальной зоны к высоким широтам зональный западный перенос может меняться с соответствующим изменением циклонической или антициклонической активности в средних широтах и в полярной ячейке с вариациями в ней восточного переноса.

В численных и лабораторных экспериментах аномалии в потоке вносились путем изменения интенсивности источников-стоков или силы Ампера, действующей на проводящую жидкость. При этом в видимой картине распространения вихрей в канале не происходило каких-либо заметных изменений в секторе, в котором осуществлялось внешнее вмешательство (сравнить рис. 8а ($T = 42.1$ с) и рис. 8б ($T = 30.8$ с)). Однако результаты, показанные на рис. 9, 10, свидетельствуют, что для осредненных характеристик

поля вихря изменения при внесении аномалии заметны, причем по всей площади канала или отдельных его частях, не относящихся к сектору с внешней аномалией с усилением антициклонической вихревой составляющей (засушливые периоды) или циклонической завихренности (влажные периоды).

Наиболее существенным влияние внешних аномалий силового воздействия в численных и лабораторных экспериментах оказалось на динамику антициклонов. Сравнение линий центров антициклонов на рис. 3б и 4в, 5б и 5г, 11б и 11е показывает, что эти аномалии оказывают тормозящее влияние на скорость прохождения антициклонов по каналу, не влияя почти на динамику циклонов (рис. 3а и 4б, 11а, 11в и 11д). При этом значительная часть движущихся антициклонов или исчезает, или практически останавливается (рис. 11г, 11е), или возникают новые, квазистационарные (рис. 11бб). Но не они являются источником “блокировки” переноса, скорее их можно назвать “блокируемые”, а не “блокирующие” антициклоны.

Как показывают рис. 3б, 4в, рис. 11г, 11е в численных и лабораторных экспериментах антициклоны, если они передвигаются по каналу, имеют угловую скорость близкую к угловой скорости передвижения циклонов, т.е. с циклонами они образуют связанные структуры дипольного типа. Квазистационарные антициклоны образуют центры действия, препятствующие свободному перемещению таких дипольных образований.

Такая “смесь” стоячих и движущихся вихрей в потоке аналогична фоновой и переносной циркуляции волн в резонансном взаимодействии транзитных мод, рассмотренных выше, где кроме стационарной волны $\psi_0 = A_0 \cos(k_x x)$ имелись переносимые со скоростью $u_{\pm} = \frac{\omega \pm v}{k_x}$ волны с тем же зональным волновым числом k_x .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гледзер А.Е. Численная модель течений, генерируемых источниками и стоками в кольцевом вращающемся канале // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 3. С. 331–343.
- Гледзер А.Е. Генерация крупномасштабных структур и систем вихрей в численных экспериментах во вращающихся системах // Вычисл. мех. сплош. сред. 2015. Т. 8. № 4. С. 408–422.
- Гледзер Е.Б. Параметры подобия и центробежная конвективная неустойчивость горизонтально неоднородных циркуляций типа Хэдли // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2008. Т. 44. № 1. С. 36–47.
- Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М. Системы гидродинамического типа и их применение. М.: Наука, 1981. 366 с.

- Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г. Экспериментальное обнаружение блокирования переноса вихрей и волн Россби при МГД-возбуждении квазидвумерных течений во вращающемся цилиндрическом сосуде // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. Вып. 6. С. 359–365.
- Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Черноуско Ю.Л. Зональные потоки, волны Россби и перенос вихрей в лабораторных экспериментах с вращающимся кольцевым каналом // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 2. С. 143–155.
- Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г., Шалимов С.Л. О структурах, наблюдаемых во вращающихся тонких слоях проводящей жидкости, и аномалиях геомагнитного поля // Физика Земли. 2018. Т. 4. С. 40–52.
- Гледзер А.Е., Гледзер Е.Б., Хапаев А.А., Чхетиани О.Г. Многорежимность в тонких слоях жидкости во вращающихся кольцевых каналах // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2021. Т. 4. С. 138–150.
- Должанский Ф.В. Основы геофизической гидродинамики. М.: Физматлит, 2011. 264 с.
- Лоренц Э.Н. Природа и теория общей циркуляции атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 259 с.
- Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. СПб.: Гидрометеиздат, 2000. 778 с.
- Мешалкин Л.Д., Синай Я.Г. Исследование устойчивости стационарного решения одной системы уравнений плоского движения несжимаемой вязкой жидкости // ПММ. 1961. Т. 25. № 6. С. 1140–1143.
- Моханакумар К. Взаимодействие стратосферы и тропосферы. М.: Физматлит, 2011. 452 с.
- Обухов А.М. К вопросу о геострофическом ветре // Известия АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1949. Т. 13. № 4. С. 281–306.
- Океанология. Физика океана. Т. 2. Гидродинамика океана. Ответственные редакторы В.М. Каменкович, А.С. Монин. М.: Наука, 1978. 435 с.
- Чагелишвили Г.Д., Чхетиани О.Г. Трансформация волн Россби в сдвиговых течениях // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. Вып. 4. С. 41–48.
- Чхетиани О.Г., Калашиник М.В., Чагелишвили Г.Д. Динамика и блокирование волн Россби в квазидвумерных сдвиговых течениях // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. Вып. 2. С. 84–89.
- Чхетиани О.Г., Калашиник М.В. Связь блокингов с транзитными неустойчивостями / Интенсивные атмосферные вихри и их динамика. Под ред. И.И. Мохова, М.В. Курганского, О.Г. Чхетиани. М.: Геос, 2018. С. 189–199.
- Шухман И.Г. Транзиентный рост и оптимальные возмущения на примере простейшей динамической модели // Доклады академии наук. 2005. Т. 402. С. 759–761.
- Antar B.N., Fowles W.W. Baroclinic Instability of a rotating Hadley cell // J. Atmos. Sci. 1981. V. 38. P. 2130–2141.
- Gledzer E.B., Ponomarev V.M. Instability of bounded flows with elliptical streamlines // J. Fluid Mech. 1992. V. 240. P. 1–30.
- Cook K.H. Role of continents in driving the Hadley cell // J. Atmos. Sci. 2003. V. 60. P. 957–976.
- Sverdrup H.U. Wind-driven currents in a baroclinic ocean; with application to the equatorial currents of the Eastern Pacific // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 1947. V. 33. № 11. P. 318–326.

Rossby Waves and Zonal Flux Anomalies in Hadley and Ferrell Cell Analogs of the General Atmospheric Circulation: Model and Experiments

A. E. Gledzer¹, E. B. Gledzer¹, A. A. Khapaev¹, and O. G. Chkhetiani¹, *, **

¹Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russian Academy of Sciences, Pyzhevsky per., 3, Moscow, 119017 Russia

*e-mail: lgg@ifaran.ru

**e-mail: ochkheti@ifaran.ru

The circulation of the form of axisymmetrically flow with induced anomalies (disturbances) in closed rotating annular channel with conical bottom is generated by sources-sinks and MHD-method. The reducing of external forcing affects the changes of the anticyclones translation speed, but not the cyclones. The great part of moving anticyclones can disappear or stoped or new quasistationary cyclones may realized, whereas there are no change in the flow pattern in the sector where external anomalies take a place. But the variations in averaged parameters of the flow vortex are distinguished for the entire channel area and for their part. These anomalies physically are the weakness of subtropical Hadley cell with diminishing of passats in some sector of subequatorial atmospheric circulation and also the weakness the westerlies in the middle latitudes. The superposition of blocked and transported vortices are investigated with the help of simple analytical resonance interaction model for transient (with the maximum of velocity) modes in the shear flow. The amplitude of stationary background and the famous Sverdrup relation of the free surface streamfunction in the west oceanic shore intensification are affected in the same way from the beta-effect.

Keywords: general circulation anomalies, Hadley cells and Ferrel cells, blocking, resonance interaction, Rossby waves, transient instability, annular channel, shallow-water equations, MHD-experiments