

Динамика и блокирование волн Россби в квазидвумерных сдвиговых течениях

О. Г. Чхетиани^{+,*,1)}, М. В. Калашник^{+×}, Г. Д. Чагелишвили^{°∇}

⁺Институт физики атмосферы им. Обухова РАН, 119017 Москва, Россия

^{*}Институт космических исследований РАН, 117810 Москва, Россия

[×]НПО “Тайфун”, 249038 Обнинск, Россия

[°]Abastumani Astrophysical Observatory, Iliia State University, 0160 Tbilisi, Georgia

[∇]Nodia Institute of Geophysics, Tbilisi State University, 0128 Tbilisi, Georgia

Поступила в редакцию 11 ноября 2014 г.

После переработки 25 ноября 2014 г.

Одно из наиболее интригующих явлений в атмосфере Земли – блокирование погодных аномалий – часто связывают с появлением неподвижных, или заблокированных волн Россби в зональных течениях. Для описания волн Россби в квазидвумерных потоках традиционно используют квазигеострофическую форму уравнения переноса потенциальной завихренности – уравнение Обухова–Чарни. В работе построен класс точных решений этого уравнения, описывающий волны Россби на зональном течении с постоянным горизонтальным сдвигом. Показано, что особенности волновой динамики принципиальным образом зависят от отношения длины волны к радиусу деформации Россби. Если это отношение достаточно велико, то существует длительная квазистационарная стадия эволюции, на которой меридиональное волновое число и значение полной энергии волны (близкое к максимальному значению) практически не меняются со временем. Данный эффект реализуется в условиях преобладающего вклада деформации свободной поверхности атмосферы в потенциальную завихренность. Показано, что этот эффект может приводить к новым сценариям фазовой и амплитудной блокировки волн Россби.

DOI: 10.7868/S0370274X15020034

1. Одно из классических уравнений геофизической гидродинамики – уравнение Обухова–Чарни – описывает медленные квазидвумерные движения вращающейся планетной атмосферы толщины D в окрестности широты $\theta = \theta_0$. Данное уравнение представляет собой квазигеострофический вариант уравнения переноса потенциальной завихренности Q , записанный в так называемом приближении β -плоскости и справедливый для движений с числом Россби $Ro = \frac{U_0}{f_0 L} \ll 1$, где U_0, L – характерная скорость и горизонтальный масштаб движений соответственно, f_0 – значение параметра Кориолиса на широте θ_0 . Безразмерная форма уравнения Обухова–Чарни имеет вид [1–4]

$$Q_t + J(h, Q) = 0, \quad Q = B\Delta h - h + \beta y. \quad (1)$$

Здесь в качестве масштабов x, y, t приняты $L, L, \frac{L}{U_0}$ соответственно, $J(h, Q) = h_x Q_y - h_y Q_x$ – двумер-

ный якобиан, $B = \left(\frac{L_R}{L}\right)^2$ – число Бургера, $L_R = \frac{(gD)^{1/2}}{f_0}$ – радиус деформации Россби, h – отклонение толщины атмосферы от невозмущенного значения D , нормированное на $\frac{f_0 L U_0}{g}$. Связанные с отклонениями h компоненты квазидвумерного поля скорости определяются выражениями $u = -h_y, v = h_x$. Неоднородность распределения параметра Кориолиса по широте (меридиональной координате y) в уравнении (1) описывается параметром $\beta = \frac{\beta_0 L_R^2}{U_0}$, где $\beta_0 = (2\Omega/r_0) \cos \theta_0$, Ω, r_0 – угловая скорость вращения и радиус планеты соответственно. Именно эта неоднородность, учитывающая сферическую кривизну планеты, приводит к появлению специального класса низкочастотных вихревых движений атмосферы волн Россби [2–4].

Отметим, что для земной атмосферы с характерной толщиной $D = 8$ км на широте 30° $f_0 = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\beta_0 = 2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Соответственно $L_R = 2800$ км

¹⁾e-mail: lgg@ifaran.ru

и $\beta = 5.2$ (при $U_0 = 30$ м/с). Для бароклинных движений атмосферы и океана, описываемых близкими к (1) уравнениями, значение L_R может быть существенно меньше. В физике плазмы уравнение, полностью совпадающее по структуре с (1), было выведено А. Хасегава и К. Мима для описания дрейфовых замагниченных волн [3, 5–7].

Вклад относительного движения в потенциальную завихренность описывается первыми двумя слагаемыми в выражении (1) для Q . При этом первое слагаемое дает вклад от вертикальной компоненты относительного вихря $\xi = v_x - u_y = \Delta h$, второе – от изменения толщины атмосферы h (деформации свободной поверхности). Величина отношения первого слагаемого ко второму определяется числом Бургера B , т.е. отношением радиуса деформации L_R к масштабу движения L . При $B \ll 1$ основной вклад в потенциальную завихренность дает изменение h , при $B \gg 1$ – относительный вихрь. Аналогичное разделение вкладов можно провести и для полной энергии E , сохраняющейся для движений, ограниченных на бесконечности:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad E = \frac{1}{2} \iint [B(\nabla h)^2 + h^2] dx dy. \quad (2)$$

Согласно (2) при $B \ll 1$ основной вклад в E дает потенциальная энергия, а при $B \gg 1$ – кинетическая (первое слагаемое в (2)). Как будет показано ниже, зависимость от B оказывает принципиальное влияние на динамику волн Россби.

Исследуем в рамках (1) поведение возмущений зонального течения с постоянной фоновой скоростью U и горизонтальным сдвигом S . Соответствующее течение описывается точным решением (1):

$$\bar{h}(y) = -Uy - Sy^2/2, \quad \bar{U}(y) = -\bar{h}_y = U + Sy. \quad (3)$$

Полагая в (1) $h = \bar{h}(y) + h'(x, y, t)$, для описания возмущений получаем нелинейное уравнение

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (U + Sy) \frac{\partial}{\partial x} \right] (B\Delta h' - h') + (\beta + U + Sy) \frac{\partial h'}{\partial x} + J(h', \Delta h') = 0, \quad (4)$$

которое мы будем рассматривать на всей плоскости $-\infty < x, y < \infty$. В дальнейшем штрих после переменной h опускается. Прежде чем переходить к построению решений этого уравнения, обсудим кратко случай отсутствия горизонтального сдвига ($S = 0$), хорошо изученный в литературе [2]. В этом случае (4) имеет точное решение, $h = A \exp[i(k_x x + k_y y - \omega t)]$, описывающее волну Россби с дисперсионным соотношением

$$\omega = \omega(\mathbf{k}) = \frac{UBk^2 - \beta}{1 + Bk^2} k_x, \quad (5)$$

где $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ – квадрат модуля волнового вектора. Согласно (5) для потока, дующего с востока ($U < 0$), зональная фазовая скорость $\frac{\omega}{k_x} < 0$, т.е. волна всегда распространяется на запад (в геофизических задачах ось x традиционно считают направленной на восток, а ось y – на север). В случае западного потока ($U > 0$) существует граничное значение

$$k = k_b = \left(\frac{\beta}{UB} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

такое, что при $k > k_b$ фаза волны распространяется на восток, а при $k < k_b$ – на запад. Волна с $k = k_b$ остается неподвижной или блокированной в потоке. Возможность существования подобной волны представляет значительный интерес прежде всего в связи с явлениями атмосферного блокинга, сопровождающимися установлением над большими территориями продолжительной сухой и жаркой погоды [8–11]. При $U = 1$ размерная длина блокированной волны

$$\lambda_b = L \frac{2\pi}{k_b} = 2\pi \left(\frac{U_0}{\beta_0} \right)^{1/2}.$$

Для земной атмосферы при $U_0 = 10$ м/с длина волны $\lambda_b = 5400$ км, если β_0 вычисляется на широте $\theta_0 = 45^\circ$. Она практически в два раза превышает радиус деформации. Отметим, что соотношение (5) используется, в частности, в [12] при анализе явлений блокирования в условиях лабораторных экспериментов.

Ниже обсуждаются динамика и возможность существования блокированных волн в присутствии горизонтального сдвига.

2. Как и в работе [13], в которой рассматривалась задача о линейной связи волн Россби и волн плотности в приближении сжимаемой мелкой атмосферы [6], будем искать точное решение уравнения (4) в форме плоской волны с переменной амплитудой и меридиональным волновым числом, зависящим от времени:

$$h = A(t) \exp[i[k_x x + k_y(t) y]]. \quad (7)$$

Для решения (7) двумерный якобиан обращается в нуль. Подстановка (7) в (4) дает

$$\frac{d\{[1 + Bk^2(t)]A(t)\}}{dt} + iy[1 + Bk^2(t)]A(t) \frac{dk_y(t)}{dt} - i\beta k_x A(t) + iB(U + Sy)k^2(t)k_x A(t) = 0, \quad (8)$$

где $k^2(t) = k_x^2 + k_y^2(t)$. Из (8) сразу следуют уравнения для нахождения $k_y(t)$ и амплитуды:

$$[1 + Bk^2(t)] \frac{dk_y}{dt} + BS k^2(t) k_x = 0, \quad (9)$$

$$\frac{d}{dt} \{ [1 + Bk^2(t)] A \} - ik_x [\beta - BUK^2(t)] A = 0. \quad (10)$$

Уравнение (9) получено из (8) приравняв нулю коэффициент при y .

Далее для определенности будем рассматривать случай положительного значения сдвига ($S > 0$), когда у зонального течения имеется антициклонический сдвиг. Переходя к новому времени $\tau = St$ и определяя переменную $q(\tau) = \frac{k_y(\tau)}{k_x}$, перепишем уравнения (9), (10) в виде

$$\{1 + B_*[1 + q^2(\tau)]\} \frac{dq}{d\tau} + B_*[1 + q^2(\tau)] = 0, \quad (11)$$

$$\frac{d}{d\tau} \{ [1 + B_*\kappa^2(\tau)] A \} - i\beta_* [1 - U_*\kappa^2(\tau)] A = 0. \quad (12)$$

Здесь для краткости обозначено $\kappa^2(\tau) = 1 + q^2(\tau)$ и введены параметры

$$B_* = Bk_x^2, \quad \beta_* = \frac{\beta k_x}{S}, \quad U_* = \frac{B_* U}{\beta}. \quad (13)$$

Интегрирование (11) дает неявную зависимость меридионального волнового числа от времени:

$$B_*^{-1} \arctan [q(\tau)] + q(\tau) = \tau_m - \tau, \\ \tau_m = B_*^{-1} \arctan [q(0)] + q(0). \quad (14)$$

Обозначая $\tilde{A}(\tau) = [1 + B_*\kappa^2(\tau)] A$ и переходя в (12) к независимой переменной $q = q(\tau)$, получим уравнение с разделяющимися переменными:

$$\frac{d\tilde{A}}{dq} = i \frac{\beta_*}{B_*} \left(U_* - \frac{1}{1 + q^2} \right) \tilde{A}. \quad (15)$$

После интегрирования (15) найдем временную зависимость амплитуды:

$$A(\tau) = A(0) \frac{1 + B_*\kappa^2(0)}{1 + B_*\kappa^2(\tau)} \exp i [\varphi(\tau) - \varphi(0)], \quad (16)$$

$$\varphi(\tau) = \frac{\beta_*}{B_*} \{ U_* q(\tau) - \arctan [q(\tau)] \}. \quad (17)$$

С учетом (16) после выделения вещественной части решение (7) для h можно записать в виде

$$h(\tau) = A(0) \frac{1 + B_*\kappa^2(0)}{1 + B_*\kappa^2(\tau)} \cos(\Theta(\tau)), \quad (18)$$

$$\Theta = k_x x + k_y(\tau) y + \varphi(\tau) - \varphi(0),$$

где функция $\Theta = \Theta(x, y, \tau)$ определяет полную фазу волны. Произведя усреднение по фазе, для полной энергии волны $E = \langle B(\nabla h)^2 + h^2 \rangle / 2$ (угловыми

скобками обозначен оператор усреднения) легко получить выражение

$$E(\tau) = E(0) \frac{1 + B_* [1 + q^2(0)]}{1 + B_* [1 + q^2(\tau)]}, \quad (19)$$

где $E(0) = \frac{1}{4} A^2(0) \{1 + B_* [1 + q^2(0)]\}$ – энергия в начальный момент времени.

Подчеркнем, что (18) представляет собой точное решение уравнения Обухова–Чарни. Суперпозиция таких решений будет решением только линеаризованного уравнения. С использованием (18) в рамках линейной теории можно записать полное решение начальной задачи в форме двойного интеграла по компонентам волнового вектора.

Начнем анализ полученного решения со случая $B_* \gg 1$, когда можно пренебречь деформацией свободной поверхности. Как следует из (14), в этом случае асимптотически $q(\tau) = q(0) - \tau$, т.е. меридиональное волновое число линейно зависит от времени: $k_y(t) = k_y(0) - Sk_x t$ (рис. 1). Соответственно при

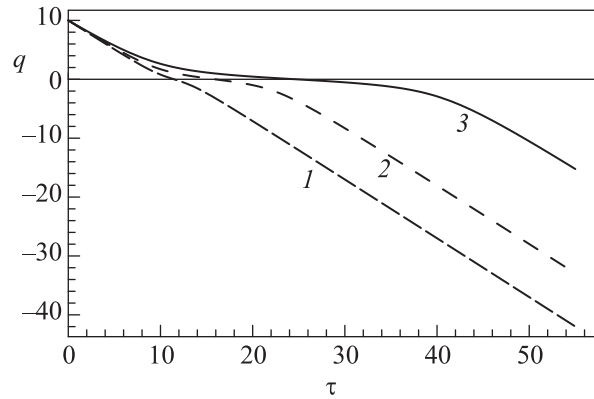


Рис. 1. Зависимость волнового числа $q = k_y/k_x$ от времени $\tau = St$ для трех значений B_* : 1 – $B_* = 1$; 2 – 0.25; 3 – 0.1

$q(0) > 0$ полная энергия

$$E(\tau) = E(0) \frac{1 + B_* [1 + q^2(0)]}{1 + B_* \{1 + [q(0) - \tau]^2\}}$$

достигает максимума в момент времени $\tau = \tau_m = q(0)$ и далее убывает. Здесь мы имеем оригинальную разновидность хорошо изученного в литературе процесса транзиентного роста энергии возмущений, т.е. роста на конечном временном промежутке. Он имеет место даже для умеренных значений $B_* = O(1)$ (рис. 1 и 2). Отметим принципиальную роль условия $q(0) > 0$ для реализации данного сценария. Если $q(0) < 0$, т.е. в начальный момент времени линии равной фазы наклонены по потоку, то

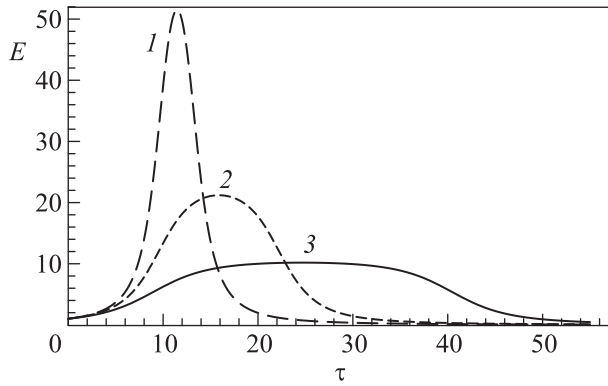


Рис. 2. Зависимость полной энергии возмущения от времени $\tau = St$ для трех значений B_* : 1 – $B_* = 1$; 2 – 0.25; 3 – 0.1

с течением времени полная энергия будет монотонно затухать. При отрицательных значениях сдвига ($S < 0$) транзитный рост энергии будет происходить при отрицательных начальных значениях k_y . Механизм транзитного роста возмущений в сдвиговых течениях, в математическом плане связанный с несамосопряженностью оператора линеаризованной задачи устойчивости [14], детально обсуждался в [15–17].

Совершенно иной тип поведения имеет место при $B_* \ll 1$, когда эффект деформации свободной поверхности становится преобладающим. В этом случае на зависимости $q(\tau)$ волнового числа от времени появляется достаточно длительный квазистационарный участок, на котором $q(\tau)$ близка к нулю (рис. 1). Соответствующий (также достаточно длительный) квазистационарный участок появляется и на зависимости от времени полной энергии $E(\tau)$. При этом на данном участке энергия близка к своему максимальному значению

$$E_m = E(0) \frac{1 + B_* [1 + q^2(0)]}{1 + B_*},$$

достигаемому в момент времени $\tau_m = q(0) + B_*^{-1} \arctan [q(0)]$.

Существование квазистационарного участка, или стадии квазистационарного поведения, обусловлено неравномерной зависимостью $q(\tau)$ при малых B_* , содержащей промежутки с быстрым и медленным изменением. Так, используя (14), легко показать, что на квазистационарном (медленном) участке зависимость $q(\tau)$ близка к прямой $q = B_*(\tau_m - \tau)$ с тангенсом угла наклона, близким к нулю. В то же время асимптота зависимости $q(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$ есть прямая $q = \tau_m + B_*^{-1}(\pi/2) - \tau$ с тангенсом угла наклона, равным -1 . Несколько условно продолжительность

стадии квазистационарного поведения можно определить как длину временного интервала T , на котором $q(\tau)$ меняется от значения $(B_*)^{1/2}$ до значения $-(B_*)^{1/2}$. При таком определении с учетом (14) получим

$$T = 2 \left[B_*^{-1} \arctan (B_*^{1/2}) + B_*^{1/2} \right].$$

Отсюда при $B_* \rightarrow 0$ имеем $T \sim 2B_*^{-1/2} \rightarrow \infty$, т.е. продолжительность стадии неограниченно растет с уменьшением B .

Наличие стадии квазистационарного поведения приводит к новым возможностям появления блокированных, или неподвижных волн. Действительно, для решений (18) естественно определить локальную частоту выражением $\tilde{\omega}(\tau) = -\frac{\partial \varphi}{\partial \tau}$. С учетом (17) в терминах временной координаты t получим

$$\tilde{\omega}(t) = \frac{UBk^2(t) - \beta}{1 + Bk^2(t)} k_x. \quad (20)$$

На квазистационарной стадии $k_y(t) \sim 0$, $k(t) \sim k_x$, т.е. возмущение не зависит от меридиональной координаты y . С учетом (20) отсюда сразу следует, что при выполнении условия $k_x = \left(\frac{\beta}{UB}\right)^{1/2}$ на квазистационарной стадии волна будет заблокирована потоком, причем блокировка будет происходить для любых начальных значений $k_y(0)$. Подобное поведение можно назвать эффектом временной блокировки волн Россби в сдвиговом потоке. Данный эффект может иметь прямое отношение к явлениям атмосферного блокинга. Подчеркнем, что как и для обычных волн Россби, в приведенном рассмотрении анализируется распространение фазы волны, т.е. правильнее говорить о фазовой блокировке.

Отметим, что эффекты, аналогичные эффекту деформации свободной поверхности, будут проявляться и в плазменных средах. Однако, как показано в [18], влияние сдвигового течения на динамику дрейфовых волн носит иной характер, близкий к традиционным транзитным явлениям.

3. Рассмотренные особенности динамики волн Россби на сдвиговом течении полностью определяются зависимостью от времени волнового вектора $\mathbf{k}(t) = (k_x, k_y(t))$. В связи с этим полезно привести альтернативный вывод уравнений, определяющих зависимость $\mathbf{k} = \mathbf{k}(t)$. Он основан на привлечении основного уравнения лучевой теории волн [19, 20] – уравнения сохранения волновых гребней.

Данное уравнение имеет вид $\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} + \nabla \omega = 0$, или, в координатной форме,

$$\frac{\partial k_x}{\partial t} = -\frac{\partial \omega}{\partial x}, \quad \frac{\partial k_y}{\partial t} = -\frac{\partial \omega}{\partial y}. \quad (21)$$

Здесь ω – частота волны, выражение для которой в рамках приближений лучевой теории получается из (5) заменой U на $U + Sy$. При такой замене $\omega = \omega(\mathbf{k}, y)$ и $\frac{\partial \omega}{\partial x} = 0$, $\frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{BSk_x^2 k_x}{1 + Bk^2}$. Считая компоненты волнового вектора зависящими только от времени, из (21) получим уравнения

$$\frac{dk_x}{dt} = 0, \quad \frac{dk_y}{dt} = -\frac{BSk_x^2}{1 + Bk^2}. \quad (22)$$

Первое уравнение (22) дает $k_x = \text{const}$, а второе сводится к уравнению (9).

В рамках лучевой теории можно также определить траектории волновых пакетов, привлекая уравнения

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial \omega}{\partial k_x}, \quad \frac{dy}{dt} = \frac{\partial \omega}{\partial k_y}, \quad (23)$$

где справа стоят компоненты групповой скорости. Поскольку система (21), (22) гамильтонова и гамильтонианом является частота, на траекториях $\omega(t) = \omega(0) = \text{const}$. Здесь $\omega(0)$ – значение частоты при $\mathbf{k} = \mathbf{k}(0)$ и $y = y(0)$ (начальная координата пакета):

$$\omega(0) = \frac{[U + Sy(0)] Bk^2(0) - \beta}{1 + Bk^2(0)} k_x.$$

С учетом зависимости $\mathbf{k} = \mathbf{k}(t)$ и выражения (5) для частоты отсюда сразу получим зависимость меридиональной координаты пакета от времени:

$$y = y(t) = \frac{\omega(0) [1 + Bk^2(t)] + \beta k_x}{BSk_x k^2(t)} - \frac{U}{S}. \quad (24)$$

При $t \rightarrow \infty$ модуль волнового вектора $k(t) \rightarrow \infty$ и согласно (24) с течением времени пакет асимптотически приближается к критической широте (широте захвата):

$$y(\infty) = \frac{\omega(0) - Uk_x}{Sk_x}. \quad (25)$$

С учетом указанной замены для зональной компоненты групповой скорости из (5) следует выражение

$$c_{gx} = \frac{\partial \omega}{\partial k_x} = \frac{\omega}{k_x} + \frac{2k_x(\omega + \beta k_x)}{k^2(1 + Bk^2)}. \quad (26)$$

Используя условие сохранения ω , после подстановки (26) в (23) получим простое уравнение для нахождения зональной координаты пакета:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega(0)}{k_x} + \frac{N}{k^2(t)[1 + Bk^2(t)]}, \quad N = 2k_x[\omega(0) + \beta k_x]. \quad (27)$$

Из (27) следует $\frac{dx}{dt} \rightarrow c_x = \frac{\omega(0)}{k_x}$ при $t \rightarrow \infty$, т.е. приближаясь к широте (25), огибающая пакета движется с постоянной зональной скоростью c_x . Эта скорость положительна (распространение на запад), если $k(0) > \left(\frac{\beta}{\bar{U}_0 B}\right)^{1/2}$, $\bar{U}_0 = U + Sy(0)$, и отрицательна для обратного неравенства. Случай практически постоянной скорости реализуется и при наличии квазистационарной стадии ($B \ll 1$), когда $k_y(t) \sim 0$, $k(t) \sim k_x$ и $\frac{dx}{dt} \sim \frac{2\beta k_x + 3\omega(0)}{k_x}$. Для начального значения модуля волнового вектора

$$k(0) \approx \left[\frac{\beta}{B(3\bar{U}_0 + 2\beta)} \right]^{1/2} \quad (28)$$

эта скорость обращается в нуль, т.е. в течение длительного времени огибающая пакета остается практически неподвижной. Здесь можно говорить об эффекте амплитудной блокировки волнового пакета. Вопрос о том, какой из двух типов блокировок наблюдается в природных условиях (условия их реализации различаются), требует дальнейшего исследования.

Отметим, что используя уравнения (11), (27), можно получить явное выражение для зональной координаты пакета:

$$x(t) = x(0) + c_x t + a \{F[q(t)] - F[q(0)]\}, \quad (29)$$

$$F(q) = \frac{1}{2} \left(\frac{q}{1 + q^2} + \arctan q \right),$$

где зависимость $q = \frac{k_y}{k_x}$ от времени определена выражением (14) и $a = \frac{N}{BSk_x^4}$. Формулы (24), (29) дают параметрическое представление траектории пакета. На рис. 3 приведен характерный пример траекторий

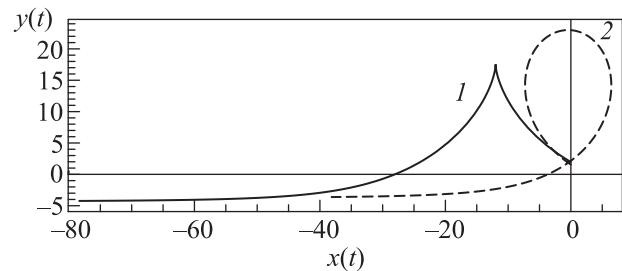


Рис. 3. Лучевые траектории для $B_* = 0.1$, $S = U = k_x = 1$, $\beta = 5.2$ и двух значений $q(0)$: 1 – 1.564 (асимптотически выполнено условие (28), при котором на квазистационарной стадии происходит временная амплитудная блокировка пакета); 2 – 2

для $B = 0.1$, $S = U = k_x = 1$, $\beta = 5.2$ и значений $q(0) = 2$ и ~ 1.564 . Для последнего значения асимптотически выполнено условие (28), при котором на квазистационарной стадии происходит временная амплитудная блокировка пакета. Это хорошо видно из рис. 4, на котором приведены зависи-

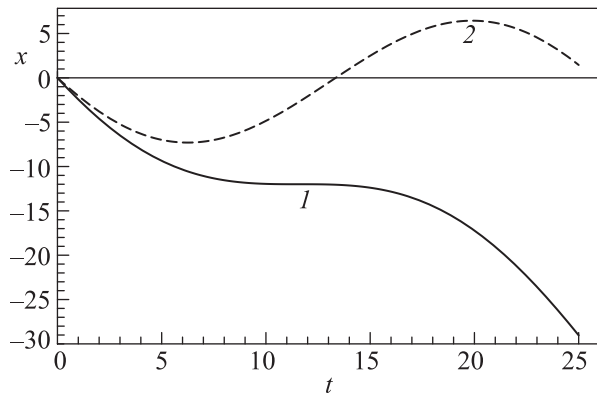


Рис. 4. Зависимость зональной координаты от времени для $B_* = 0.1$, $S = U = k_x = 1$, $\beta = 5.2$ и двух значений $q(0)$: 1 – 1.564; 2 – 2. Горизонтальный участок на кривой 1, на котором примерно выполняется условие (28), отвечает временной амплитудной блокировке пакета

мости зональной координаты от времени. Обратим внимание на то, что амплитудной блокировке отвечает задержка пакета на уровне отражения, где обе компоненты групповой скорости обращаются в нуль.

4. В имеющихся работах по исследованию динамики волн Россби, как правило, пренебрегается эффектом деформации свободной поверхности, или, что эквивалентно, трехмерным растяжением вихревых трубок [21–24]. Как показано в данной работе, учет этого фактора оказывается существенным при наличии сдвиговых течений. Он приводит к появлению длительной квазистационарной стадии эволюции волны, при которой полная энергия практически не меняется со временем. При определенных начальных условиях на данной стадии происходит эффективная амплитудная и фазовая блокировка волны в сдвиговом течении. Описанный механизм блокировки, изученный на основе нового класса точных решений Обухова–Чарни, дополняет известный механизм, связанный с формированием в потоке стационарных вихревых диполей [25, 11].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект # 14-17-00806).

1. А. М. Обухов, Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. **13**, 281 (1949).
2. Дж. Педлоски, *Геофизическая гидродинамика*, Мир, М. (1984), т. 1.
3. М. В. Незлин, Е. Н. Снежкин, *Вихри Россби и спиральные структуры*, Наука, М. (1990).
4. Ф. В. Должанский, *Основы геофизической гидродинамики*, Физматлит, М. (2011).
5. A. Hasegawa and K. Mima, *Phys. Fluids* **21**, 87 (1978).
6. В. И. Петвиашвили, О. А. Похотелов, *Уединенные волны в плазме и атмосфере*, Энергоатомиздат, М. (1989).
7. W. Horton and A. Hasegawa, *Chaos* **4**, 227 (1994).
8. А. М. Обухов, М. В. Курганский, М. С. Татарская, *Метеорология и гидрология* **10**, 5 (1984).
9. Г. М. Агаян, И. И. Мохов, Изв. АН СССР, Физ. атм. и океана **25**, 1150 (1989).
10. A. M. Da Silva and R. S. Lindzen, *J. Atm. Sci.* **50**, 43 (1993).
11. И. И. Мохов, В. К. Петухов, *ДАН* **357**, 687 (1997).
12. А. Е. Гледзер, Е. Б. Гледзер, А. А. Хапаев, О. Г. Чхетиани, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 359 (2013).
13. Г. Д. Чагелишвили, О. Г. Чхетиани, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 294, (1995).
14. L. N. Trefethen, A. E. Trefethen, S. C. Reddy, and T. A. Driscoll, *Science* **261**, 578 (1993).
15. G. D. Chagelishvili, A. D. Rogava, and D. G. Tsiklauri, *Phys. Rev. E* **53**, 6028 (1996).
16. G. D. Chagelishvili, A. G. Tevzadze, G. Bodo, and S. S. Moiseev, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 3178 (1997).
17. P. J. Schmid and D. S. Henningson, *Stability and transition in shear flows*, Springer (2001).
18. V. S. Mikhailenko, V. V. Mikhailenko, and K. N. Stepanov, *Phys. Plasmas* **7**, 94 (2000).
19. Дж. Лайтхилл, *Волны в жидкостях*, Мир, М. (1981).
20. П. Н. Свиркунов, М. В. Калашник, *УФН* **89**, 184 (2014).
21. T. Yamagata, *J. Meteor. Soc. Jpn.* **54**, 126 (1976).
22. B. Farrell, *J. Atm. Sci.* **44**, 2191 (1987).
23. E. Heifetz and J. Methven, *Phys. Fluids* **17**, 064107 (2005).
24. T. D. Kaladze, O. A. Pokhotelov, L. Stenflo, J. Rogava, L. V. Tsamalashvili, and M. Tsiklauri, *Phys. Lett. A* **372**, 5177 (2008).
25. В. Д. Ларичев, Г. М. Резник, *ДАН СССР* **231**, 1077 (1976).