

УДК 551.465.11

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ДВУХСЛОЙНЫХ ВИХРЕЙ

СОКОЛОВСКИЙ М. А.

В рамках двухслойной квазигеострофической модели океана на Ω -плоскости с помощью метода контурной динамики изучается процесс распада неустойчивых кольцевых вихрей. Численные эксперименты показывают, что причиной деления вихрей может служить механизм сдвиговой и бароклинической неустойчивости.

Фронтальные синоптические вихри, или ринги, стали предметом интенсивного изучения лишь в последние 20 лет. Одной из интереснейших особенностей рингов является их способность деления на более мелкие вихревые образования. Нам известно о трех фактах экспериментального обнаружения распада вихрей Гольфстрима. Процесс разделения циклона на два вихря в районе западнее Бермудских островов, описанный в [1], зафиксирован в сентябре—декабре 1974 г. с помощью акустических поплавков системы СОФАР. В [2] говорится о наблюдавшемся в декабре 1976 г. распаде эллиптического вихря «Allen» на два расходящихся в противоположные стороны циклона. Наконец, в [3], где анализируются результаты изучения антициклонического вихря «82 В», приводятся сведения об обнаруженных на его периферии циклонических вихрях-сателлитах, названных авторами работы «ринглетами». В качестве возможного механизма генерации ринглетов называется неустойчивость антициклонического ринга.

В настоящей работе приводятся результаты численных экспериментов по моделированию разделения вихрей в результате сдвиговой и бароклинической неустойчивости. Расчеты, проводившиеся с помощью метода контурной динамики (МКД) на основе двухслойной квазигеострофической модели океана [4, 5], подтверждают выводы линейного анализа устойчивости и позволяют проследить за нелинейной эволюцией преобладающих неустойчивых мод возмущений. Приводятся следующие три примера: 1) модель грибовидных течений [6, 7] обобщается на двухслойный случай; 2) имитируется процесс формирования вихревых структур типа ринглетов; 3) демонстрируется развал вихря, имеющего нулевую баротропную моду.

1. МКД-модель двухслойного осесимметричного вихря. Пусть в модели двухслойного океана с твердой крышкой на поверхности движение инициируется заданными в начальный момент времени распределениями Π_1 и Π_2 потенциальных завихренностей верхнего и нижнего слоев соответственно. В квазигеострофическом приближении, для которого, как известно, величины Π_i являются адиабатическими инвариантами, для применения МКД достаточно сделать предположение о кусочно-постоянном характере распределений Π_i . В работах [4, 5] соответствующая МКД-модель была построена для случая, когда финитные функции Π_i имели односвязные конечные носители. В данной работе, задаваясь

целью хотя бы грубо отразить кольцевую структуру вихря, мы моделируем ее двухступенчатыми радиально-симметричными функциями $\Pi_i(r)$. Для простоты будем считать, что кольца верхнего и нижнего слоев имеют одинаковые внутренние (a_1) и внешние (a_2) радиусы.

Пусть

$$\Pi_1(r) = W_{11}H(a_1 - r) + W_{12}H(a_2 - r), \quad \Pi_2(r) = W_{21}H(a_1 - r) + W_{22}H(a_2 - r), \quad (1)$$

где $H(r)$ — функция Хевисайда, а W_{ij} — постоянные. В дальнейшем, не умаляя общности, примем в безразмерных переменных $a_2 = 1$, $a_1 = \alpha$ и рассмотрим два частных случая:

$$\text{а) } W_{12}/W_{11} = W_{22}/W_{21} = -\alpha^2, \quad \text{б) } W_{11} + W_{12} = W_{21} + W_{22} = 0. \quad (2)$$

Поскольку любое осесимметричное распределение $\Pi_i(r)$ определяет стационарное состояние системы, то, очевидно, условиям стационарности удовлетворяют и представления (1). Порождаемое двухслойным вихрем поле скорости имеет азимутальную составляющую

$$V_1(r) = PV_{\delta m} - (1-d)QV_{\delta h}, \quad V_2(r) = PV_{\delta m} + dQV_{\delta h}, \quad (3)$$

$$P = d\Pi_1 + (1-d)\Pi_2, \quad Q = \Pi_2 - \Pi_1,$$

где $d = H_1/(H_1 + H_2)$, H_i ($i=1, 2$) — толщина i -го слоя, а величины $V_{\delta m}$ и $V_{\delta h}$, характеризующие соответственно баротропную и бароклинную части скорости, имеют вид

$$V = \begin{cases} V^{(\alpha)} - \alpha^2 V^{(1)}, & \text{в случае а),} \\ V^{(1)} - V^{(\alpha)}, & \text{в случае б),} \end{cases}$$

причем

$$V_{\delta m}^{(a)} = \frac{a}{2} \begin{cases} r/a, & r \leq a, \\ a/r, & r \geq a; \end{cases} \quad V_{\delta h}^{(a)} = a \begin{cases} K_1(ka) I_1(kr), & r \leq a, \\ I_1(ka) K_1(kr), & r \geq a. \end{cases}$$

Здесь $I_1(r)$, $K_1(r)$ — модифицированные функции Бесселя, а параметр $k = L^*/R_d$ определяется отношением характерного горизонтального масштаба L^* к внутреннему радиусу деформации Россби $R_d = [g(\rho_2 - \rho_1)H_1H_2/\rho_0\Omega^2(H_1 + H_2)]^{1/2}$.

Согласно формулам (2), (3), в баротропном случае условие а) из (2) предполагает компенсированность вихря, имеющего максимальную по модулю азимутальную скорость при $r = \alpha$, в пределах единичного круга (такого типа модели рассматривались в [6, 7]), а условие б) — равенство нулю скорости при $r \leq \alpha$, ее практически линейный рост при $\alpha \geq r \geq 1$ и далее — убывание $V_i(r) \sim r^{-1}$ (аналогично [7, 8]). Степень влияния фактора бароклинности на распределения (3) демонстрирует рис. 1, где представлены типичные эпюры азимутальных скоростей, нормированных на W_{11} , и введено обозначение $\kappa = W_{21}/W_{11}$. Ниже, в пп. 3—5 исследуются различные варианты распада неустойчивых вихрей, для которых изображенным на рисунке начальным профилям $V_i(r)$ соответствуют номера I, II и III.

В общем случае, когда в i -м слое ($i=1, 2$) в начальный момент времени задано m_i областей S_{il} постоянных потенциальных завихренностей W_{il} , выражения для давлений p_i имеют вид

$$p_i(x, y, t) = p_{i0} + \sum_{l=1}^{m_i} W_{il} \oint_{C_{il}} M(r) f dv + d_i q_i,$$

$$q_i(x, y, t) = \sum_{j=1}^2 \sum_{l=1}^{m_j} (-1)^{i+j-2} W_{jl} \oint_{C_{jl}} \tilde{M}(r) f dv, \quad (4)$$

$$r = [(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2]^{1/2}, \quad \dot{r} = [(y - y_1)\dot{x}_1 - (x - x_1)\dot{y}_1]/r^2, \quad d_1 = 1 - d, \quad d_2 = d, \\ M(r) = (r^2/4\pi)(\ln r^{-1/2}), \quad \bar{M}(r) = (1/4\pi) \{ (2/k^2)(krK_1(kr) - 1) - r^2(\ln r^{-1/2}) \}.$$

Здесь точка сверху обозначает дифференцирование по параметру v , определяющему положение точек x_1, y_1 на контурах C_u , ограничивающих области S_u , а величины p_{10} определяют «внешнее» поле давления.

Движение жидких точек контуров C_u описывается уравнениями

$$dr_j^{(il)}/dt = V_j^{(il)}, \quad (5)$$

$$r_j^{(il)}|_{t=0} = r_{j0}^{(il)}, \quad j = \overline{1, N_{il}}; \quad l = \overline{1, m_i}; \quad i = 1, 2;$$

где $r_j^{(il)}$ — радиус-вектор j -й частицы на l -м контуре i -го слоя, а N_{il} — число опорных точек на контуре C_u . Выражения для скоростей, стоящих в правой части (5), легко получаются в силу геострофических соотношений из (4) и определяются соответствующими криволинейными интегралами, что обеспечивает условия для формального распространения идей МКД на многоконтурную двухслойную модель. В нашем случае $p_{10} = p_{20} = 0, m_1 = m_2 = 2$, и в начальный момент времени контуры C_{1l} и C_{2l} ($l = 1, 2$) попарно совпадают.

2. Линейный анализ устойчивости выполняется в предположении об изовихревом (для потенциальных вихрей) характере возмущений, придающим линиям разрыва P_j вид $\rho = \beta_l + A_{il}(\beta_l) \exp[i m(\theta - \gamma t)]$, $i, l = 1, 2$; где ρ и θ — полярные переменные, $A_{il} \ll 1$ — амплитуды азимутальных волновых мод с номерами $m \geq 1$, и β_l — параметр, характеризующий радиальные лагранжевы координаты точек, лежащих на l -м невозмущенном контуре. Очевидно, для неустойчивых мод должно выполняться неравенство $\text{Im } \gamma > 0$.

Подробная формулировка спектральной задачи для произвольных $\Pi_1(r), \Pi_2(r)$ приведена в [4]. В нашем случае, когда $\Pi_i(r)$ имеют вид (1), задача сводится к решению восьми алгебраических уравнений относительно величин $A_{il}(a_j)$; $i, l, j = 1, 2$. Их структура такова, что, приравняв нулю определитель системы, мы всегда можем ограничиться анализом задачи на собственные значения четвертого порядка. Задача, вообще говоря, содержит девять определяющих параметров, но благодаря условиям (2) и предположению, что $a_2 = 1$, их число сокращается до пяти: d, k, κ, α и m . На рис. 2 приведены примеры полученных численно кривых нейтральной устойчивости для моды с $m = 2$ в проекции на плоскость (d, α) . На рисунке области неустойчивости заштрихованы. В частном случае $\kappa = 0$ (когда в начальный момент времени потенциальная завихренность в нижнем слое равна нулю) получаются простые дисперсионные соотношения вида

$$\gamma_m = 0,5 [-(b_1 + b_2) \pm \sqrt{(b_1 - b_2)^2 - 4b_3^2}], \quad (6)$$

где

$$b_1 = \begin{cases} m \{ d(1 - \alpha^2)/2 + (1 - d)[(1 - 2\alpha^2)L_{11}^{(1)} + \alpha L_{12}^{(1)}] \} - d/2 - (1 - d)L_{11}^{(m)}, \\ m(1 - d)(L_{11}^{(1)} - L_{12}^{(1)}/\alpha) + d/2 + (1 - d)L_{11}^{(m)}, \end{cases} \\ b_2 = \begin{cases} m\alpha(1 - d)(L_{12}^{(1)} - \alpha L_{22}^{(1)}) + \alpha^2 [d/2 + (1 - d)L_{11}^{(m)}], \\ m [d(1 - \alpha^2)/2 - (1 - d)(\alpha L_{12}^{(1)} - L_{22}^{(1)})] - d/2 - (1 - d)L_{22}^{(m)}, \end{cases} \\ b_3 = [d\alpha m/2 + (1 - d)L_{12}^{(m)}] \begin{cases} \alpha^2, \\ 1. \end{cases}$$

Здесь верхняя строка всюду отвечает случаю а), а нижняя — случаю б); введены обозначения для величин $L_{11}^{(m)} = mL_m(\alpha k)K_m(\alpha k)$, $L_{12}^{(m)} = mL_m(\alpha k)K_m(k)$, $L_{22}^{(m)} = mL_m(k)K_m(k)$, стремящихся к нулю с ростом k , и не превышающих значения $1/2$ при $m \rightarrow \infty$. При $d = 1$ дисперсионные со-

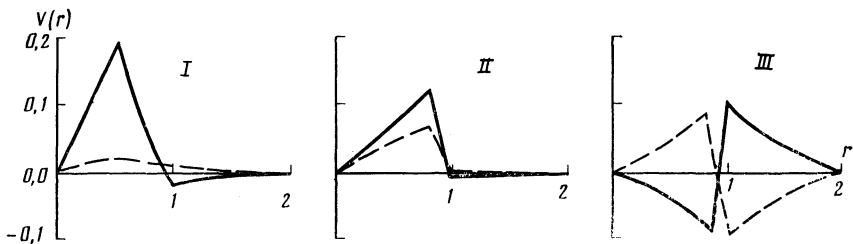


Рис. 1. Эпюры азимутальных скоростей (3): V_1 (сплошные кривые) и V_2 (пунктирные); I — $\kappa=0$, $d=0,5$, $k=2$, $\alpha=0,5$; II — $\kappa=0,5$, $d=0,25$, $k=2$, $\alpha=0,825$; III — $\kappa=-1$, $d=0,5$, $k=3$, $\alpha=0,84$

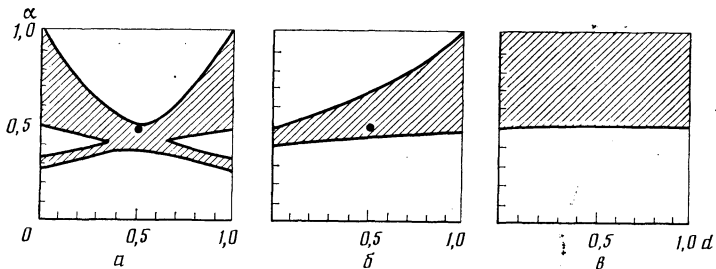


Рис. 2. Области неустойчивости для моды с $m=2$ при $k=2$. Отмеченные точки отвечают параметрам экспериментов, описанных в п. 3; а — $\kappa=-1$, б — $\kappa=0$, в — $\kappa=1$

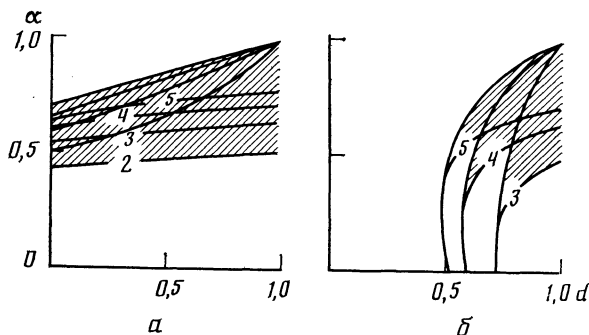


Рис. 3. Нейтральные кривые для трех низших мод возмущений при $\kappa=0$ и $k=2$. Области неустойчивости заштрихованы, а и б соответствуют односторонним формулам в (2)

отношения (6) приобретают свою предельную баротропную форму [7, 8]. При $k \sim O(1)$ и любом $\alpha \leq 1$ в обоих случаях существует конечное (ограниченное соответственно значением M_a или M_b) число экспоненциально растущих мод с номерами m , такими, что $2 \leq m \leq M_a$, $3 \leq m \leq M_b$. На рис. 3 изображены области неустойчивости для трех низших мод при указанном наборе внешних параметров. Если $m \rightarrow \infty$, то нейтральные кривые асимптотически приближаются к отрезку $\{0 \leq d \leq 1, \alpha = 1\}$.

3. Модель грибовидного течения. В работе [6] предложена модель формирования грибовидного течения в результате развития сдвиговой неустойчивости круглого вихря с компенсирующей оболочкой, когда выполнены условия неустойчивости моды с $m=2$. В процессе распада вихрь образует две расходящиеся в противоположные стороны пары, одна из которых должна, очевидно, слиться с течением, породившим ринг, а вторая — вместе с частью связующей перемычки — образует конфигурацию грибовидной формы, часто наблюдающуюся на спутниковых снимках [9] и, по-видимому, охватывающую лишь поверхностный слой океана.

В связи с этим обстоятельством представляется целесообразным распространение баротропной модели на двухслойную, в которой отличная от нуля завихренность сосредоточена только в верхнем слое (рассмотренный в п. 2 случай $\kappa=0$).

На рис. 4 изображены контуры эволюционирующей кольцевой области в различные моменты времени при $k=2$, $d=0,5$ и $\alpha=0,5$. Для ускорения процесса распада мы задавали возмущения контуров, придав им в начальный момент времени форму слабовытянутых вдоль оси x эллипсов с отношением полуосей $a/b=1,1$, что ассоциируется с теоретически неустойчивой (в линейном приближении) собственной модой с $m=2$. Контуры нижнего слоя в данном случае играют просто роль маркерных линий, и их искривление, равно как и любое движение ниже поверхности раздела, индуцируется верхним вихрем. Последний в результате самовоздействия на первом этапе, распадаясь, участвует и во вращательном движении, которое затем затормаживается и далее образует два двухъядерных вихревых образования, расходящихся в противоположные стороны. В квадратах *I* и *II* изображены линии тока верхнего и нижнего слоев. В квадратах *III* и *IV* представлены соответственно изолинии баротропной функции тока

$$\psi(x, y, t) = dp_1(x, y, t) + (1-d)p_2(x, y, t) \quad (7)$$

и линии равного уровня поверхности раздела слоев, описываемой уравнением

$$\eta(x, y, t) = F[p_2(x, y, t) - p_1(x, y, t)], \quad (8)$$

где $F = \rho_0 \Omega^2 L^2 / g (H_1 + H_2) (\rho_2 - \rho_1)$ — число Фруда. Ниже помещены изометрические проекции поверхности (8) для соответствующих моментов времени. Образовавшиеся вихревые пары деформируют поверхность раздела, вызывая ее поднятие под циклоническим ядром и опускание — под антициклоническим. Качественное сходство линий тока в квадратах *I* и *III* представляется очевидным, так как баротропная функция тока (7) при $\kappa=0$ определяется главным образом своим первым слагаемым. Это сходство увеличивается с ростом d . Одним из отличий данной двухслойной модели является, в частности, то, что здесь область неустойчивости выходит за рамки интервала $\alpha > 1/2$ при $d < 1$.

Если исходный двухслойный ринг имеет противоположные вращения в верхнем и нижнем слоях, то при выполнении условий неустойчивости моды с $m=2$ (например, для $d=0,5$, $\alpha=0,5$, $\kappa=-1$ — точка на рис. 2, *a*) он также в процессе распада образует грибовидные структуры.

4. Модель формирования ринглетов. В описанных выше примерах при выбранных внешних параметрах единственной неустойчивой модой была вторая. При другом наборе параметров возможна ситуация, при которой на периферии вихря образуется соответствующее номеру максимально растущей моды число вихрей-спутников противоположного вращения, напоминающих по своей структуре ринглеты.

Предложенная в [10] двухслойная модель антициклонического ринга «82В», в которой поверхность раздела слоев отождествлялась с 10-градусной изотермой, позволяет принять приближенно $k=2$, $d=0,25$. Характер приведенных в [3] профилей скорости дает основание считать вертикальную структуру ринглета близкой к баротропной. Пусть $\kappa=0,5$. Чтобы получить близкую к описанной в [3] конфигурацию из пяти ринглетов, присвоим параметру α значение 0,825, обеспечивающее преобладание пятой моды.

Рис. 5 демонстрирует, каким образом в процессе эволюции происходит сворачивание внешнего сдвигового слоя в конструкцию из приблизительно равномерно распределенных пяти циклонов меньшего размера, причем все это вихревое образование под действием центрального вихря вращается в направлении часовой стрелки.

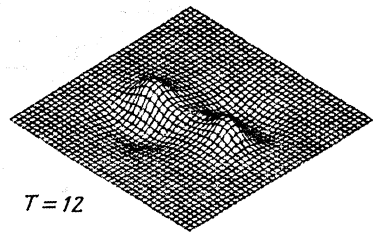
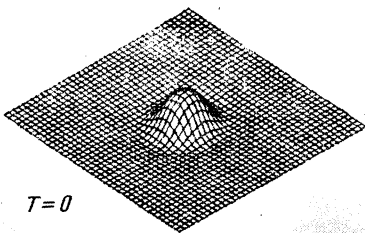
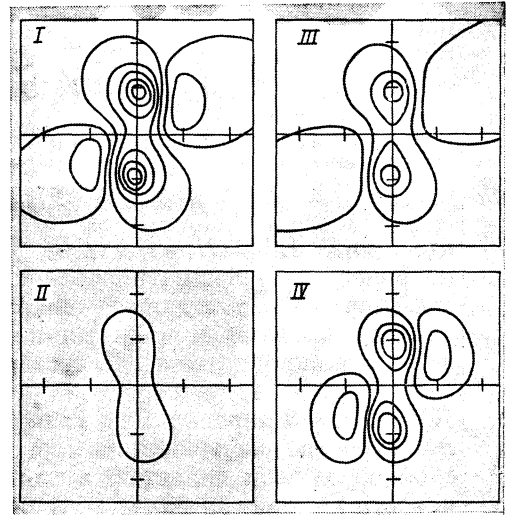
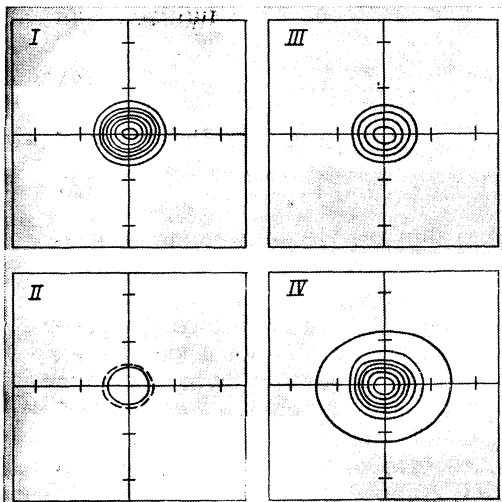
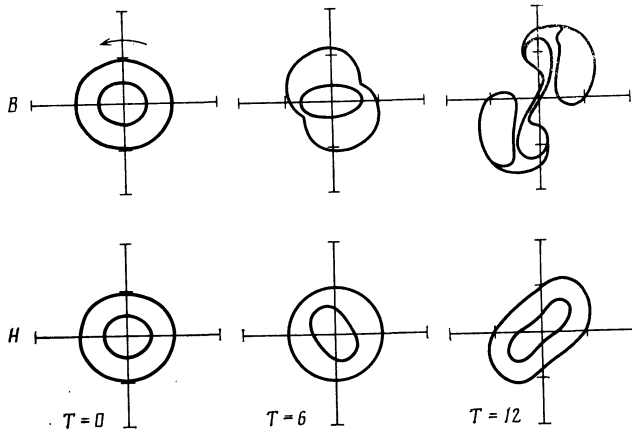


Рис. 4. Процесс распада двухслойного вихря при $\kappa=0$, $d=0,5$, $k=2$, и $\alpha=0,5$. Пояснения в тексте. Здесь и на рис. 5 B — верхний слой, H — нижний слой

Представляется, что заложенный в рассмотренной модели механизм сдвиговой и бароклинной неустойчивости может быть выдвинут в качестве возможной причины отторжения циклонических ринглетов от теплового ринга.

5. Модель хетонов. Уединенные вихри в океане в процессе своего движения приводят к горизонтальному перераспределению тепла, перенося водные массы, присущие районам их формирования. Характерное для вихрей искривление изотерм приводит дополнительно к появлению на определенных горизонтах относительно теплых или холодных пятен жид-

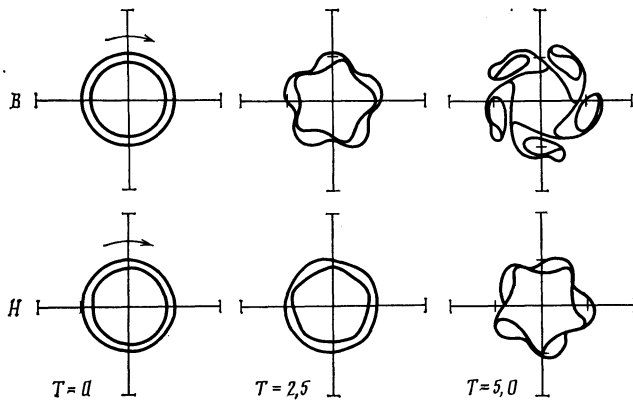


Рис. 5. Процесс распада неустойчивого кольца вида (2а) при $\kappa=0,5$, $d=0,25$, $k=2$, и $\alpha=0,825$

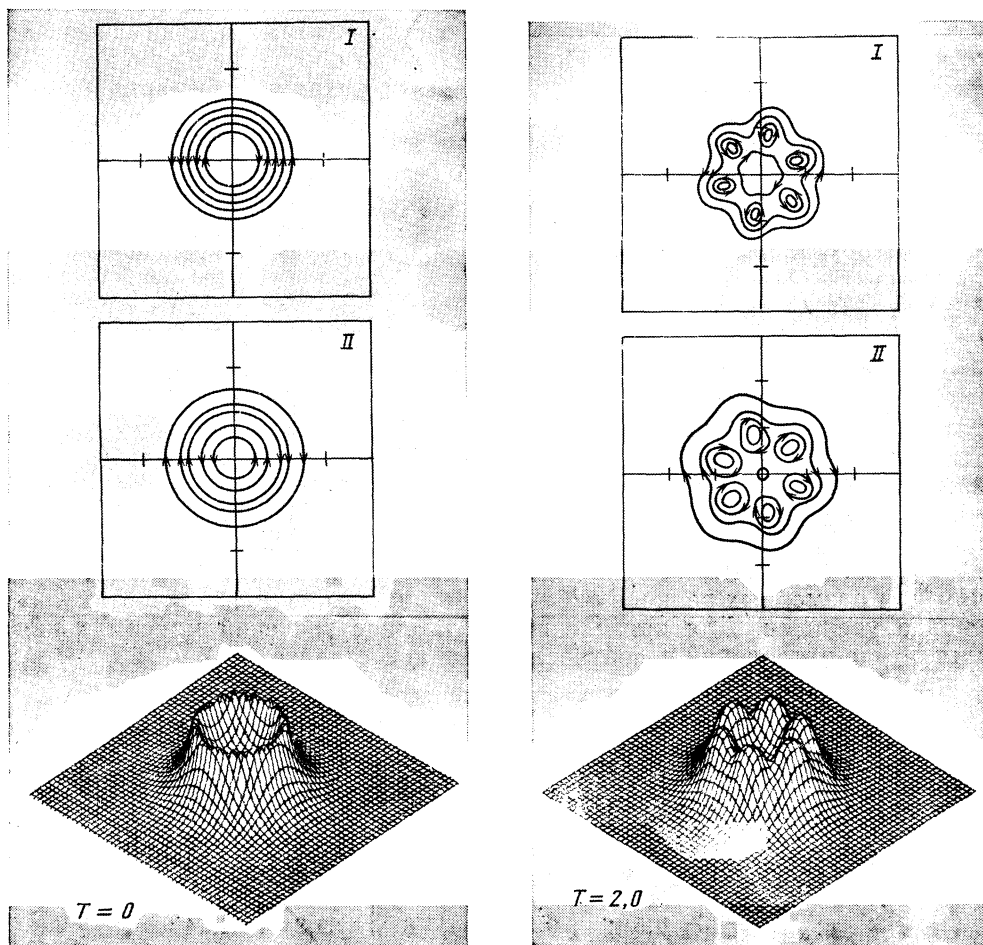


Рис. 6. Иллюстрация процесса распада неустойчивого кольца вида (2б) при $\kappa=-1$, $d=0,5$, $k=3$, $\alpha=0,84$ посредством полей линий тока и изометрических проекций поверхности раздела. Теоретически максимально неустойчивая мода имеет номер 6

кости. В рамках двухслойной модели роль единственной изопикнической поверхности играет поверхность раздела слоев η , деформации которой, как видно из (8), определяются только бароклинической частью давления. Вихри с нулевой баротропной составляющей (для которых величина P в (3) тождественно равна нулю) получили название «хетоны» [11], реальное существование которых доказано пока только для лабораторных условий [12]. Свойства единичного сингулярного хетона исследованы в [13]. Ряд задач о движении точечных хетонов рассмотрен в [11, 14]. В частности, расчеты движения системы из 37 хетонов [14], равномерно распределенных в пределах правильного шестигранника, согласуются с полученными независимо результатами численного эксперимента [4], моделирующего развал осесимметричного бароклинического вихря. В той же работе [14] детально исследована, казалось бы, весьма искусственная проблема взаимодействия шести хетонов, первоначально образующих гексагональную структуру. Однако, как показано на рис. 6, набор из шести маленьких вихрей хетонного типа может образоваться в результате распада тонкого двухслойного кольца, исходное распределение потенциальной завихренности которого удовлетворяет условиям (2б) и $P=0$. При этом внутренний и внешний контуры кольца, деформируясь, образуют конфигурацию из шести замкнутых контуров, соединенных вихревой нитью. Дальнейшее исследование эволюции такой системы затруднено из-за больших затрат машинного времени, поскольку большая часть опорных точек содержится именно в незначимых в динамическом отношении связующих нитях. Искусственное их обрезание и замена конфигурации шестью круглыми двухслойными вихрями, суммарная площадь которых эквивалентна площади кольца, приводит к следующему результату. На первом этапе в каждом из шести хетонов происходит небольшое относительное смещение верхнего и нижнего вихрей, а затем двухслойные вихри, подобно парам, начинают двигаться вдоль лучей, проходящих через центр и соответствующий угол шестиугольника. В близкой ситуации качественно так же ведут себя точечные хетоны [14, рис. 2.1].

6. Характерные масштабы. Пусть $\rho_0=1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $\rho_2-\rho_1=10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $\Omega^*=10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $g=10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-2}$, $H=10^5 \text{ см}=1 \text{ км}$, $U^*=10 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Напомним, что изображенные под номерами I, II, III на рис. 1 радиальные профили азимутальной скорости относятся к численным экспериментам, результаты которых иллюстрируются рис. 4—6 соответственно. Во всех расчетах значение завихренности W_{11} выбиралось таким образом, чтобы максимальная безразмерная касательная скорость в начальный момент времени была равна единице. В первых двух случаях V_{\max} достигалась при $r_{\max}=a_1$, в третьем — при $r_{\max}=a_2$.

Учитывая принятые характерные масштабы и сказанное выше, получим для размерных величин таблицу. На рис. 6 масштаб по «вертикали» сильно увеличен. Для приведенных в таблице значений значений максимальная амплитуда отклонений поверхности раздела составляет 23,7 м.

Номер рисунка	Параметры модели, км				
	H_1	H_2	R_d	a_1	a_2
4	0,5	0,5	15,8	15,8	31,6
5	0,25	0,75	13,7	22,6	27,4
6	0,5	0,5	15,8	39,8	47,4

Временные масштабы, определяемые соотношением $T^*=2\pi r_{\max}/U^*$, принимают для этих трех случаев значения 11,6; 16,4 и 34,4 сут соответственно. Следует, однако, иметь в виду, что хотя полученные величины

представляются вполне геофизически правдоподобными, они дают лишь самую грубую оценку порядка масштабов.

Заключение. Рассмотренные выше идеализированные задачи, несмотря на значительную схематизацию, отражают некоторые черты процессов, присущих неустойчивым океанским вихрям типа рингов. Исследования реальных вихрей в океане [15] указывают на большое разнообразие форм как вертикальной, так и горизонтальной их структуры. Тем не менее есть основания полагать, что двухслойная модель правильно описывает максимально растущие моды [16, с. 86]. Вводя большее число областей постоянной завихренности в каждом из слоев, мы можем более точно отразить особенности горизонтального распределения гидрофизических характеристик вихря. Хотя анализ устойчивости такого вихревого образования чрезвычайно сложен, исследование его эволюции с помощью МКД не вызывает принципиальных трудностей.

Автор выражает признательность В. Ф. Козлову за внимание к работе, а также Г. П. Ананич за помощь в оформлении рисунков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cheney R. E., Gemmill W. H., Shank M. K., Richardson P. L., Webb D. Tracking a Gulf Stream ring with SOFAR floats//J. Phys. Oceanogr. 1979. V. 6. № 5. P. 741—749.
2. Richardson P. L., Maillard C., Stanford T. B. The physical structure and life history of cyclonic Gulf Stream ring Allen//J. Geophys. Res. 1979. V. 84. № 12. P. 7727—7741.
3. Kennelly M. A., Evans R. H., Joyce T. M. Small-scale cyclones on the periphery of Gulf Stream warm-core ring//J. Geophys. Res. 1985. V. 90. № 5. P. 8845—8857.
4. Козлов В. Ф., Макаров В. Г., Соколовский М. А. Численная модель бароклиной неустойчивости осесимметричных вихрей в двухслойном океане//Изв. АН СССР. ФАО. 1986. Т. 22. № 8. С. 868—874.
5. Соколовский М. А. Численное моделирование эволюции вихревых структур в двухслойном океане на основе метода контурной динамики: Препринт. Владивосток: ТОИ ДВНЦ АН СССР, 1986. 19 с.
6. Козлов В. Ф., Макаров В. Г. Гидродинамическая модель формирования грибовидных течений в океане//Докл. АН СССР. 1985. Т. 281. № 5. С. 1213—1215.
7. Козлов В. Ф., Макаров В. Г. Моделирование неустойчивости осесимметричных вихревых шнуров с помощью метода контурной динамики//Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 1. С. 33—39.
8. Козлов В. Ф., Макаров В. Г. Численное моделирование эволюции кольцеобразных областей постоянной завихренности//Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т. 21. № 8. С. 879.
9. Гинзбург А. И., Федоров К. Н. Грибовидные течения в океане (по данным спутниковых изображений)//Исследование Земли из космоса. 1984. № 3, С. 18—26.
10. Olson D. B., Schmitt R. W., Kennelly M. A., Joyce T. M. A two-layer diagnostic model of long-term physical evolution of warm-core ring 82 B//J. Geophys. Res. 1985. V. 90. № C5. P. 8813—8822.
11. Hogg N. G., Stommel H. M. The heton, an elementary interaction between discrete baroclinic geostrophic vortices, and its implications concerning eddy heat-flow//Proc. Roy. Soc. London. 1985. V. A397. P. 1—20.
12. Griffiths R. W., Hopfinger E. J. Experiments with baroclinic vortex pairs in a rotating fluid//J. Fluid Mech. 1986. V. 173. P. 501—518.
13. Hogg N. G., Stommel H. M. Hetonic explosions: The breakup and spread of warm pools as explained by baroclinic point vortices//J. Atmos. Sci. 1985. V. 42. № 14.
14. Гряник В. М. Динамика сингулярных геострофических вихрей в двухуровневой модели атмосферы (океана)//Изв. АН СССР. ФАО. 1983. Т. 19. № 3. С. 227—240.
15. Гидрофизическая структура вихревых образований синоптического масштаба. Севастополь: МГИ АН УССР, 1984. 142 с.
16. Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С. Синоптические вихри в океане. Л.: Гидрометеоздат, 1982. 264 с.

Академия наук СССР
Тихоокеанский океанологический ин-т ДВНЦ

Поступила в редакцию
3.III.1987

NUMERICAL MODELLING OF NONLINEAR INSTABILITY OF SYMMETRIC TWO-LAYER VORTICES

SOKOLOVSKY M. A.

The process of the breakup of non-equilibrated ring vortices is studied by contour dynamic method in the frame of the twolayered quasistrophical model of the Ω -plane ocean. Numerical experiments show that the cause of the vortices division may be the mechanism of the shear and baroclinic instability.