

1986-10

# THE EVOLUTION AND STRUCTURE OF AN INTRATHERMOCLINE EDDY

KOSTJANOY, AG

<http://hdl.handle.net/10026.1/9751>

---

IZVESTIYA AKADEMII NAUK SSSR FIZIKA ATMOSFERY I OKEANA

---

*All content in PEARL is protected by copyright law. Author manuscripts are made available in accordance with publisher policies. Please cite only the published version using the details provided on the item record or document. In the absence of an open licence (e.g. Creative Commons), permissions for further reuse of content should be sought from the publisher or author.*

УДК 551.465.41

## ЭВОЛЮЦИЯ И СТРУКТУРА ВНУТРИТЕРМОКЛИННОГО ВИХРЯ

КОСТЯНОЙ А. Г., ШАПИРО Г. И.

Аналитически и численно исследуется эволюция и структура внутритермоклинной вихревой линзы в приближении трехслойной вязкой вращающейся жидкости при малых числах Кибеля. Рассчитаны эволюция поля плотности и трехмерное поле скорости в вихревой линзе и окружающей ее жидкости. Показано, что безразмерная зависимость радиуса линзы от времени универсальна и не чувствительна к деталям начальных распределений плотности и скорости. Проведены эксперименты на вращающейся установке, причем использовались два различных способа создания вихревых линз. Экспериментально определены зависимости радиуса вихревой линзы от времени, ее начального объема, перепада плотности и параметра Кориолиса. Результаты расчетов и экспериментов хорошо согласуются качественно и находятся в удовлетворительном количественном согласии в широком диапазоне изменения определяющих параметров задачи.

Известно, что в океане наряду с синоптическими вихрями, имеющими значительную вертикальную протяженность, имеются и сильнобароклинные вихревые образования, сосредоточенные в относительно тонком слое в главном океанском термоклине или пикноклине [1—3]. Эти подповерхностные вихревые течения, получившие названия внутритермоклинных вихрей (ВТВ), имеют орбитальные скорости, достигающие 30 см/с, кинетическую энергию 5—7 Дж/м<sup>3</sup>, вертикальную протяженность от нескольких десятков до нескольких сотен метров [2, 4, 5]. В поле плотности (температуры и/или солёности) ВТВ проявляются в виде изолированных аномалий, имеющих в плане форму, близкую к круговой [1, 3, 5]. ВТВ обычно являются антициклонами.

С точки зрения гидродинамики имеется определенная аналогия между ВТВ и бароклинными волнами Россби, однако имеются и существенные различия. В теории волн Россби обычно принимается, что под действием волнового возмущения расстояние между фиксированными изопикнами (и, следовательно, частота Вэйсяля—Брента) изменяется относительно слабо, так что флуктуацию плотности в данной точке можно считать малым (линейным) возмущением [6]. Анализ натуральных наблюдений показывает, что для ВТВ такое предположение, как правило, не соответствует действительности. На рис. 1а и 1б приведены примеры натуральных измерений ВТВ, из которых видно, что расстояние между изопикнами может изменяться на 100% и более от фонового значения и в этом смысле ВТВ являются сильнонелинейными образованиями. Поэтому следует ожидать, что наиболее существенные черты динамики ВТВ можно понять, изучая предельный случай «внутритермоклинной линзы», т. е. изолированного объема однородной жидкости, помещенного в стратифицированное окружение. В этом случае относительная деформация изопикнических поверхностей максимальна — расстояние между изопикнами изменяется от конечного значения в центре до нуля на краях линзы.

Структура стационарной антициклонической линзы в предположении, что вязкость отсутствует, а потенциальная завихренность всех частиц линзы одинакова, теоретически рассматривалась в [7]. Вопрос о быстро-

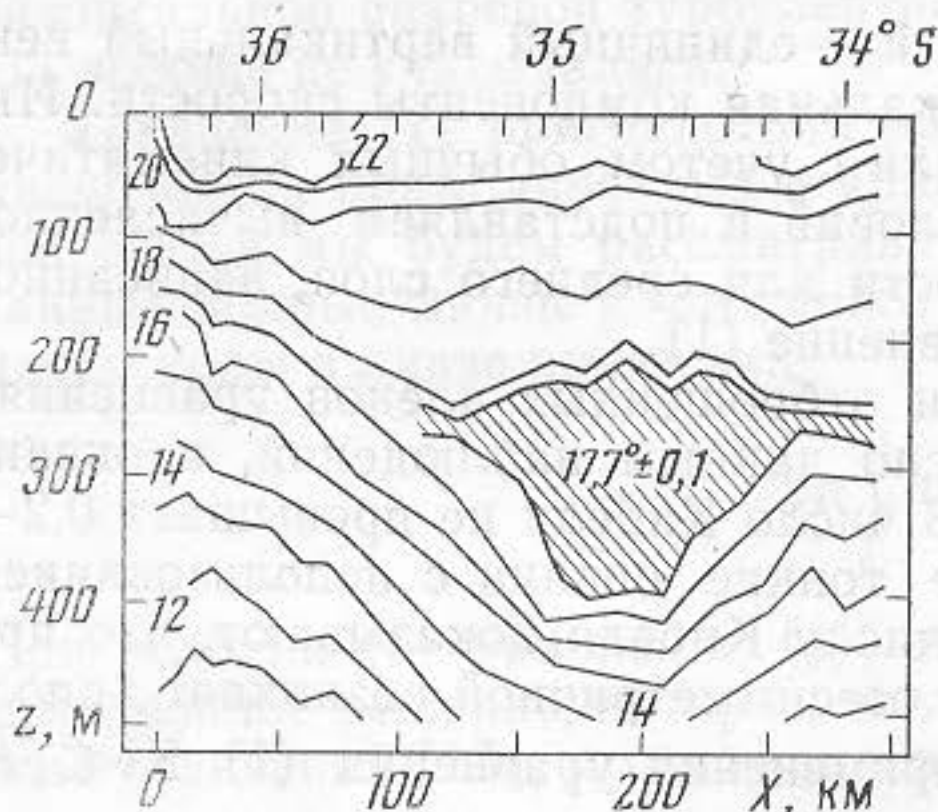


Рис. 1а. Разрез в поле температуры через антициклонический вихрь Восточно-Австралийского течения с изолированной изотермической линзой (заштрихована) (из [3])

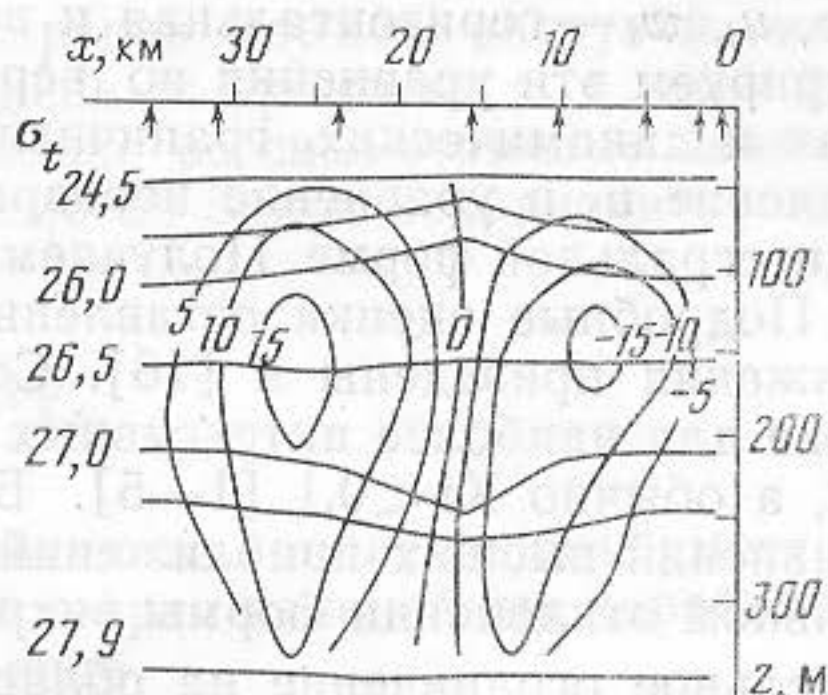


Рис. 1б. Разрез в поле плотности через антициклонический вихрь моря Бофорта. Указаны изогахи орбитальной скорости (см/с) (из [2])

те вырождения ВТВ (т. е. затухания орбитального движения и связанного с ним возмущения плотности) под действием сил вязкости рассматривался в ряде работ на основе качественных [8] и энергетических оценок [9] и с использованием параметризации на основе теории размерностей [10]. Гидродинамическая теория мезомасштабного вихря на поверхности океана, учитывающая влияние сил вязкости, была предложена в [11], при этом существенно использовалась аналогия между нестационарной динамикой океанских и атмосферных фронтов [12]. Как следует из рис. 1а и 1б, простейшей аппроксимацией поля плотности ВТВ является трехслойная. На случай трехслойной жидкости теория [11] была обобщена в [13, 14].

В предлагаемой работе изучается временная эволюция и структура внутритермоклинной вихревой линзы в приближении трехслойной вязкой вращающейся жидкости. Как показано в [12—14], при определенных ограничениях систему уравнений гидродинамики можно свести к одному нелинейному уравнению относительно толщины среднего слоя  $h(x, y, t)$ :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \nabla \left( \frac{g' h_E}{f} \Phi \left( \frac{h}{h_E} \right) \nabla h \right), \quad (1)$$

где  $\Phi(x) = 1/2 [1 - e^{-x} (\cos x + \sin x)]$ ,  $g' = (g/\rho_2) (\rho_2 - \rho_1) (\rho_3 - \rho_2) (\rho_3 - \rho_1)^{-1}$  — редуцированное гравитационное ускорение,  $h_E = (2\nu/f)^{1/2}$  — экмановская толщина,  $\nu$  — эффективный коэффициент вертикальной вязкости,  $f$  — параметр Кориолиса,  $t$  — время,  $\nabla$  — горизонтальный оператор градиента. Уравнение (1) описывает нелинейные (в указанном выше смысле) ВТВ, в частности изолированные вихревые линзы, у которых  $Ki = g' h_0 / f^2 L^2 \ll 1$  ( $L$  — характерный горизонтальный размер вихря,  $h_0$  — его характерная толщина). Это уравнение выведено при следующих предположениях [11—14]: перенос массы между слоями и горизонтальное трение пренебрежимо малы, число Кибеля  $Ki \ll 1$ , временной масштаб  $T \gg 2\pi/f$ . Также считаем, что толщины верхнего и нижнего слоев намного больше толщины линзы и экмановского масштаба  $h_E$ , а геострофические течения (а значит, и горизонтальные градиенты давления) во внешних слоях отсутствуют.

Действительно, при указанных ограничениях уравнения движения в каждом слое можно записать в виде

$$-\frac{1}{\rho_i} \nabla p_i - f [\mathbf{k} \times \mathbf{u}_i] + \nu \frac{\partial^2 \mathbf{u}_i}{\partial z^2} = 0, \quad \frac{\partial w_i}{\partial z} + \nabla \mathbf{u}_i = 0.$$

Здесь  $i$  — номер слоя,  $p_i$  — давление,  $k$  — единичный вертикальный вектор,  $u_i, w_i$  — горизонтальная и вертикальная компоненты скорости. Интегрируем эти уравнения по вертикали с учетом обычных кинематических и динамических граничных условий и подставляем вычисленное значение  $u_2$  в уравнение неразрывности для среднего слоя, записанное в интегральной форме. Получаем уравнение (1).

Подробные оценки оставленных и отброшенных членов уравнения движения приведены в [16]. Согласно данным наблюдений, в океане даже для наиболее интенсивных ВТВ число Кибеля не превышает 0,2—0,3, а обычно  $Ki < 0,1$  [1—5]. Более тонкие оценки с использованием уравнений высших приближений по числу Кибеля показывают, что при сильном отклонении формы вихря от осесимметричной возникает дополнительное ограничение на область применения уравнения (1)  $Ki \ll \sqrt{E}$ , где  $E = (h_E/h_0)^3$  — число Экмана.

После того как  $h(x, y, t)$  найдено из решения уравнения (1), горизонтальные скорости внутри и вне линзы находятся по формулам, аналогичным формулам из [12]. Выпишем их в комплексной форме в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  для каждого слоя (нумерация слоев сверху вниз):

$$\begin{aligned} s^{(1)} &= s_0 (e^{\lambda z_2} - e^{\lambda z_3}) e^{-\lambda z}, \\ s^{(2)} &= s_0 (2 - e^{-\lambda(z_2-z)} - e^{-\lambda(z-z_3)}), \\ s^{(3)} &= s_0 (e^{-\lambda z_3} - e^{-\lambda z_2}) e^{\lambda z}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $s = u + iv$  — комплексная скорость,  $u, v$  — радиальная и орбитальная компоненты скорости,  $s_0 = \frac{ig'}{2f} \left( \frac{\partial h}{\partial r} + \frac{i}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \right)$ ,  $\lambda = (1+i)/h_E$ ;  $z = z_2(x, y, t)$ ,  $z = z_3(x, y, t)$  — уравнения верхней и нижней плотностных границ среднего слоя соответственно. Из непрерывности давления при переходе через скачок плотности следует, что градиенты  $\nabla z_2, \nabla z_3$  связаны с  $\nabla h$  соотношением

$$\nabla z_2 = \frac{\rho_3 - \rho_2}{\rho_3 - \rho_1} \nabla h, \quad \nabla z_3 = -\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_3 - \rho_1} \nabla h. \quad (3)$$

Вертикальные скорости находятся из уравнения неразрывности.

Если толщина среднего слоя везде много больше  $h_E$ , то  $\varphi(h/h_E)$  можно заменить ее асимптотическим значением  $\varphi = 1/2$  и уравнение (1) в этом предельном случае превращается в линейное уравнение теплопроводности, предложенное в [8]. Для изолированной линзы даже при  $h_0/h_E \gg 1$  приходится пользоваться уравнением (1) в полной форме, так как на краях линзы  $h/h_E \lesssim 1$  и  $\varphi$  существенно отличается от своего асимптотического значения.

Для тонкого среднего слоя  $h/h_E \ll 1$ ,  $\varphi \rightarrow h^2/2h_E^2$ , и уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{g'}{2fh_E} \nabla (h^2 \nabla h). \quad (4)$$

Для осесимметричного вихря при  $h \gg h_E$  орбитальная скорость в невязком ядре вихря определяется, согласно формулам (2), геострофическим соотношением  $v_0 = (g'/f) (\partial h / \partial r)$ . Дифференцируя уравнение (1) при  $\varphi = 1/2$ , получаем

$$\frac{\partial v_0}{\partial t} = \frac{g' h_E}{2f} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_0}{\partial r} \right) - \frac{v_0}{r^2} \right\}. \quad (5)$$

Из уравнения (5) видно, что величина  $g' h_E / 2f$  играет роль эффективной горизонтальной вязкости, причем ее возникновение связано с радиальным переносом импульса в экмановских пограничных слоях, а не с го-

ризонгальной вихревой турбулентностью, которая при выводе уравнения (1) вообще не учитывалась.

Уравнение (1) пригодно для рассмотрения языков интрузий, мезомасштабных прямолинейных и криволинейных фронтов и т. д., но в данной статье мы будем рассматривать только осесимметричные изолированные водные линзы постоянного объема  $V$ . Закон сохранения полной массы воды в линзе имеет вид

$$2\pi \int_0^R hrdr = V. \quad (6)$$

При условии (6) уравнение (4), описывающее тонкие линзы, имеет автомодельное решение, которое, согласно теории нелинейных параболических уравнений [15], можно записать в виде

$$h = \left( \frac{fVh_E}{\pi g'} \right)^{1/3} t^{-1/3} \varphi(\xi), \quad \varphi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{6}} \sqrt{\xi_0^2 - \xi^2},$$

$$\xi = rt^{-1/6} \left( \frac{2\pi}{V} \right)^{1/3} \left( \frac{2fh_E}{g'} \right)^{1/6}, \quad \xi_0 = (3\sqrt{6})^{1/3}. \quad (7)$$

Согласно формулам (7), радиус тонкой вихревой линзы растет по закону

$$R = 0,94 \left( \frac{V^2 g'}{fh_E} \right)^{1/6} t^{1/6}. \quad (8)$$

Из формулы (8) видно, что вращение Земли оказывает существенное влияние на долговременную эволюцию даже очень тонких линз, что обусловлено взаимодействием движений внутри линзы и в окружающей ее жидкости. Как известно, в теории мелкого моря ситуация прямо противоположная — при  $h \ll h_E$  вращением Земли можно пренебречь.

Для океана более типичным является случай малых чисел Экмана  $E = (h_E/h_0)^2$ , когда уравнение (1) приходится решать численно. Для проведения расчетов перейдем к безразмерным переменным

$$H = h/h_E, \quad r^* = r/(V/2h_E)^{1/2}, \quad t^* = g'th_E^2/Vf, \quad (9)$$

удобным тем, что в них уравнение (1) и условие (6) не содержат никаких безразмерных параметров. Для расчетов использовалась численная схема, описанная в [16].

Численные эксперименты показали, что через некоторое время после начала счета решение «забывает» детали начальных условий и стремится к некоторому универсальному решению  $H(r^*, t^*)$ , соответствующему начальному условию для  $H$  в виде  $\delta$ -функции [14]. Зависимость безразмерного радиуса линзы от времени  $R^* = f(t^*)$ , вычисленная из этого решения, показана на рис. 2. На начальной стадии эволюции, при  $h \gg h_E$   $R^* \sim (t^*)^{0,3}$ , на конечной стадии, при  $h \lesssim h_E$   $R^* \sim (t^*)^{0,17}$ , что находится в хорошем согласии с асимптотическим результатом (8). На рис. 3 показана форма вихревой линзы, а также структура радиально-вертикальной циркуляции и орбитальных течений, рассчитанные при  $t^* = 0,01$ .

Для проверки полученных теоретических результатов о характере вязкого вырождения внутритермоклинной вихревой линзы была проведена серия из 44 опытов на вращающейся установке, аналогичной [13]. В опытах создавалась антициклонически завихренная линза постоянного объема, которая эволюционировала на границе раздела двухслойно-стратифицированной жидкости.

Генерация вихревой линзы осуществлялась двумя способами. Во-первых, в центр бассейна, заполненного двухслойно-стратифицированной жидкостью, вставлялся полый цилиндр, вода в котором перемешивалась до однородности и подкрашивалась, затем вся система раскручи-

валась до твердотельного вращения и цилиндр извлекался из бассейна. Во-вторых, в предварительно раскрученную до твердотельного вращения жидкость через трубку на границу раздела в центре бассейна подавалась жидкость промежуточной плотности до достижения необходимого объема.

Стеклянный бассейн имел диаметр 40 и высоту 8 см, радиус цилиндра  $R_0 = 2,3$  см, двухслойная жидкость создавалась пресной (с плотностью  $\rho_1$ ) и соленой ( $\rho_3$ ) водой равных объемов, поэтому перемешанная жидкость в цилиндре имела промежуточную плотность  $\rho_2 = 1/2(\rho_1 + \rho_3)$ . Диаметр трубки 5 мм.

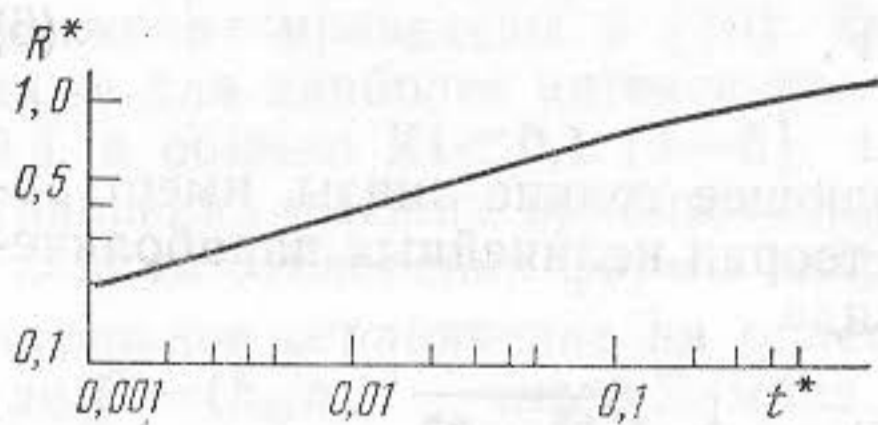


Рис. 2. Зависимость безразмерного радиуса вихревой линзы  $R^*$  от времени  $t^*$  по результатам численных расчетов

Первым способом было проведено 35 опытов, в которых определяющие параметры изменялись в следующих пределах:  $0 \leq f \leq 4$  с<sup>-1</sup>,  $29 \leq V \leq 131$  см<sup>3</sup>,  $3 \leq H_0 \leq 7,7$  см (где  $H_0$  — полная глубина залитой жидкости),  $g' = 1,96$ ;  $7,6$  см/с<sup>2</sup>, кинематическая вязкость воды  $\nu$  была принята  $0,01$  см<sup>2</sup>/с. Вторым способом было про-

ведено 9 опытов при следующих параметрах:  $25 \leq V \leq 100$  см<sup>3</sup>,  $1 \leq f \leq 2,1$  с<sup>-1</sup>,  $g' = 7,6$  см/с<sup>2</sup>,  $H_0 = 6$  см, время образования вихря изменялось от 20 до 155 с. В эксперименте число  $Ki = g'h_0/f^2R^2$  лежало в диапазоне  $0,003 \leq Ki \leq 0,13$ , что вполне согласуется с условием  $Ki \ll 1$ . Продолжительность опытов зависела от указанных параметров и составляла от 10 до 60 мин.

В большинстве опытов вихревая линза все время имела почти осесимметричную форму. В определенных случаях она ее теряла и становилась неустойчивой. В течение нескольких первых оборотов в линзе возникает баланс градиента давления, сил Кориолиса и вязкости, в результате чего она оказывается закрученной в антициклоническом направлении. Визуальные наблюдения показали, что замешивания слоев жидкости не происходило. В эксперименте измерялся радиус линзы в зависимости от времени по шкалам, нанесенным на дне и крышке бассейна. Опыты прекращались, когда граница линзы становилась неровной и снимать ее координату было трудно.

Исследование устойчивой эволюции линзы показало, что зависимость ее радиуса  $R$  от времени  $t$  в каждом отдельном опыте описывается степенной функцией  $R \sim t^\alpha$ , где значение показателя степени  $\alpha$  изменялось в разных опытах от 0,07 до 0,25 (рис. 4). Анализ экспериментальных данных показывает, что зависимость  $\alpha$  от начального числа Кибеля  $Ki_0 = v_*/fR_0$  (где  $v_* = g'H_0/fR_0$ ,  $R_0$  — радиус цилиндра) можно аппроксимировать формулой  $\alpha = 0,25 Ki_0^{-0,35}$  с коэффициентом корреляции 0,93. Назовем характерной толщиной линзы величину  $h_x = V/\pi R^2$ . Отношение  $h_x/h_E = E^{-1/2}$  изменялось в наших опытах от 0,8 до 9,3, причем бóльшим значениям  $h_x/h_E$  соответствовали бóльшие значения  $\alpha$ .

Проводилось качественное наблюдение профилей скорости в линзе и окружающей жидкости по трекам, оставляемым кристаллами красителя. Наблюдаемые толщины экмановских слоев оказались в несколько раз больше рассчитанных по формуле  $h_E = (2\nu/f)^{1/2}$ . Возможно, это обусловлено тем, что эффективная вязкость в наших экспериментах существенно больше молекулярной.

В опытах без вращения показатель степени лежал в диапазоне  $0,07 \leq \alpha \leq 0,11$ , что согласуется с теорией [17, § 12.6]. Как известно, при вязкой релаксации линзы перемешанной жидкости в невращающемся линейно стратифицированном окружении  $\alpha$  оказывается равным 0,1 [17, 18].

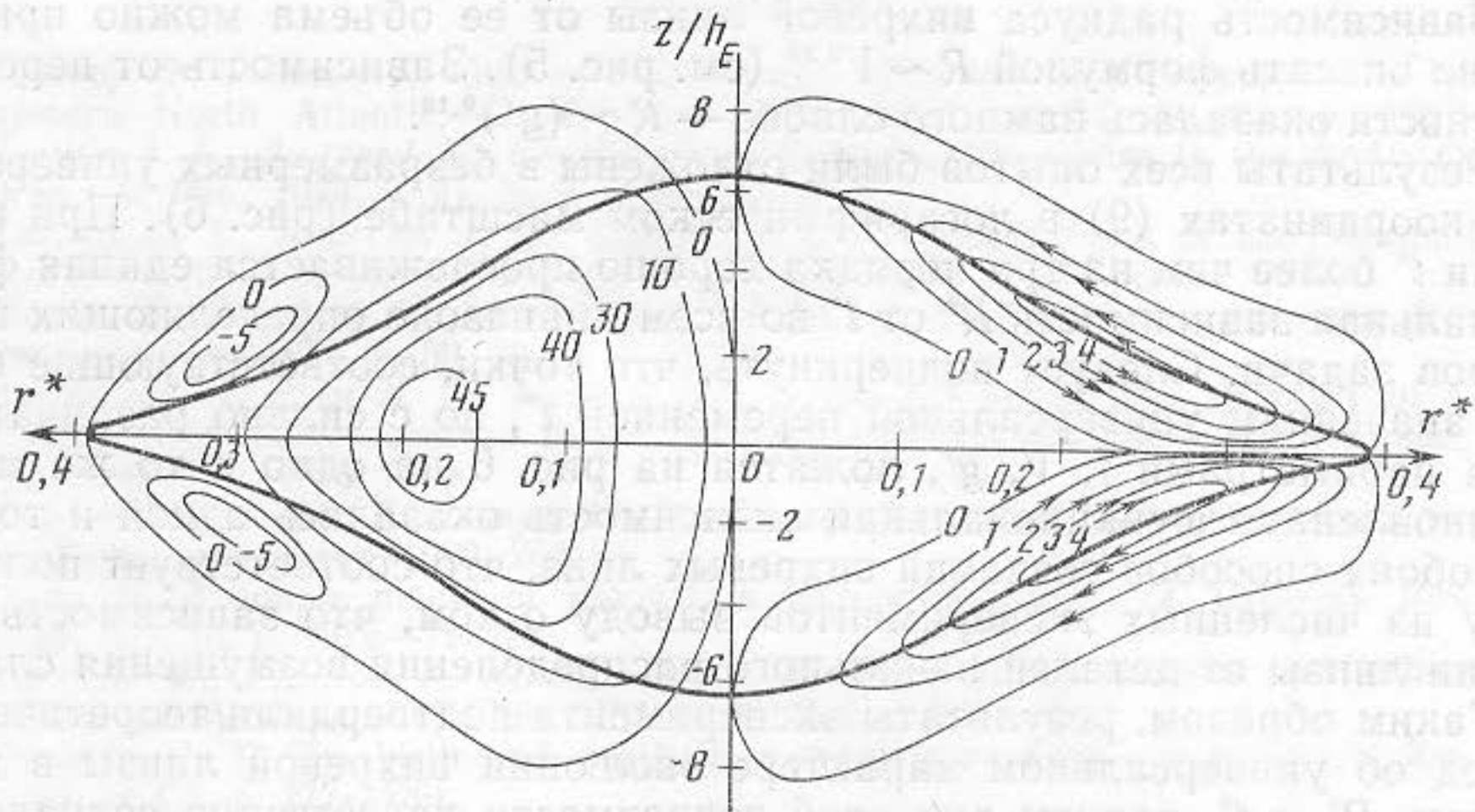


Рис. 3. Структура осесимметричной вихревой линзы по результатам численного расчета уравнения (1) при  $t^*=0,01$ . Слева — изотахи орбитальной скорости (в отн. ед.), справа — линии тока полоидальной циркуляции (в отн. ед.)

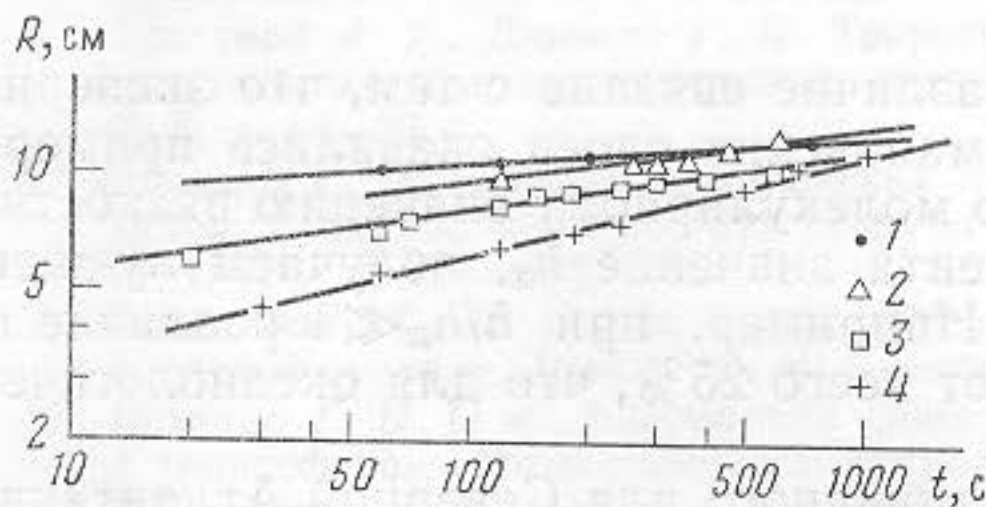


Рис. 4

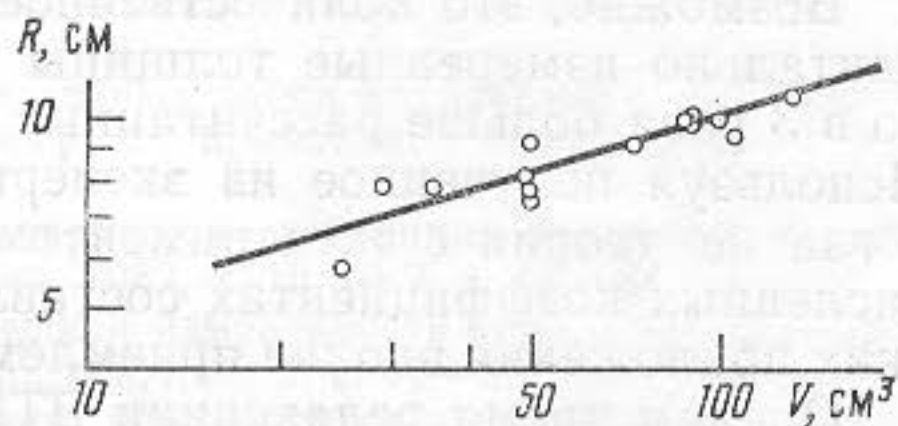


Рис. 5

Рис. 4. Экспериментальная зависимость радиуса вихревой линзы  $R$  от времени  $t$  при  $g'=7,6 \text{ см/с}^2$ : 1 —  $f=0$ ,  $V=87 \text{ см}^3$ ,  $\alpha=0,07$ ; 2 —  $f=1 \text{ с}^{-1}$ ,  $V=131 \text{ см}^3$ ,  $\alpha=0,13$ ,  $Ki_0=9,4$ ; 3 —  $f=1 \text{ с}^{-1}$ ,  $V=51 \text{ см}^3$ ,  $\alpha=0,15$ ,  $Ki_0=3,6$ ; 4 —  $f=2,1 \text{ с}^{-1}$ ,  $V=87 \text{ см}^3$ ,  $\alpha=0,25$ ,  $Ki_0=1,4$

Рис. 5. Экспериментальная зависимость радиуса вихревой линзы  $R$  от объема  $V$  при  $f=1 \text{ с}^{-1}$ ,  $g'=7,6 \text{ см/с}^2$ ,  $t=300 \text{ с}$

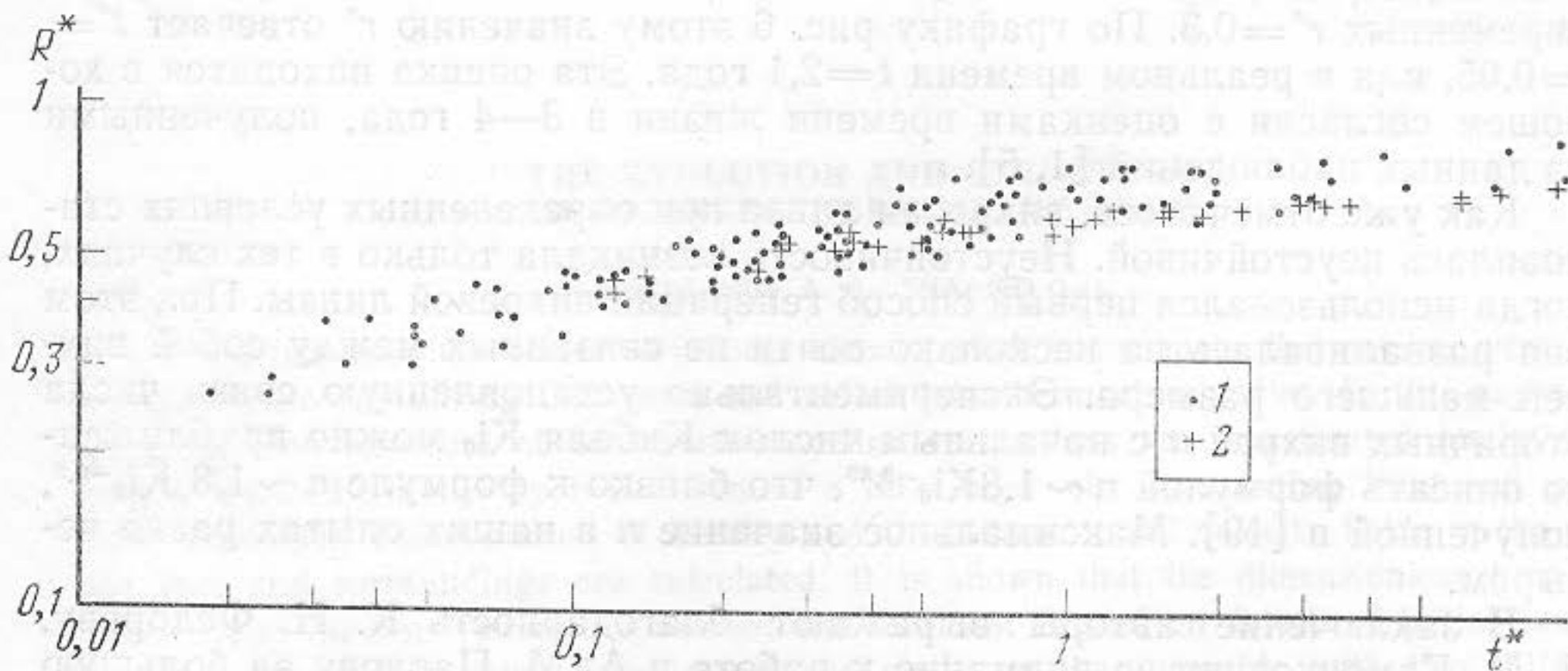


Рис. 6. Экспериментальная зависимость безразмерного радиуса вихревой линзы  $R^*$  от времени  $t^*$ : 1 — вихревые линзы, созданные первым способом, 2 — вторым способом

Зависимость радиуса вихревой линзы от ее объема можно приближенно описать формулой  $R \sim V^{0,30}$  (см. рис. 5). Зависимость от перепада плотности оказалась намного слабее —  $R \sim (g')^{0,10}$ .

Результаты всех опытов были отложены в безразмерных универсальных координатах (9) в логарифмическом масштабе (рис. 6). При изменении  $t^*$  более чем на три порядка хорошо прослеживается единая функциональная зависимость  $R^*$  от  $t^*$  во всем диапазоне определяющих параметров задачи. Следует подчеркнуть, что точки, соответствующие близким значениям универсальной переменной  $t^*$ , но с сильно различающимися параметрами  $f$ ,  $V$ ,  $g'$ , ложатся на рис. 6 на одно и то же место. Установленная функциональная зависимость оказалась одной и той же для обоих способов создания вихревых линз, что соответствует полученному из численных экспериментов выводу о том, что зависимость эволюции линзы от деталей начального распределения возмущения слабая.

Таким образом, результаты эксперимента подтвердили теоретический вывод об универсальном характере эволюции вихревой линзы в переменных  $R^*$  и  $t^*$ , причем вид этой зависимости качественно совпадает с результатами численного счета. Показатели степеней в зависимостях  $R \sim t^\alpha$ ,  $R \sim V^\beta$  и  $R \sim (g')^\gamma$  также согласуются с теоретическими значениями (8). Следует отметить, что экспериментальное значение численного коэффициента в формуле (8), справедливой для малых  $h/h_E$ , оказалось примерно в 1,5 раза меньше теоретического. Аналогично обстоит дело и для произвольных  $h/h_E$ .

Возможно, это количественное различие связано с тем, что экспериментально измеренные толщины экмановских слоев оказались примерно в 3 раза больше рассчитанных по молекулярному значению вязкости. Используя полученное из эксперимента значение  $h_E$ , получаем лучшее согласие теории с экспериментом. Например, при  $h/h_E \ll 1$  различие в численных коэффициентах составляет всего 25%, что для океанологических приложений вполне приемлемо.

Оценим время релаксации ВТВ, типичного для Северной Атлантики. Пусть в момент рождения квазиоднородная линза имеет следующие характеристики:  $h_0 = 200$  м,  $R_0 = 20$  км,  $g' = 0,3$  см/с<sup>2</sup> [5]. Примем  $\nu = 1$  см<sup>2</sup>/с,  $f = 10^{-4}$  с<sup>-1</sup>. Тогда  $V \approx h_0 R_0^2 = 8 \cdot 10^{16}$  см<sup>3</sup>, а характерная орбитальная скорость  $v_0 = g' h_0 / 2f R = 15$  см/с. Временем релаксации будем считать время, за которое орбитальная скорость в вихре уменьшится до фонового уровня, скажем, до 1 см/с. Из геострофического соотношения следует, что при этом характерная толщина линзы уменьшится до  $h_0 = 33$  м, а радиус увеличится до  $R = 50$  км, что дает в безразмерных переменных  $r^* = 0,3$ . По графику рис. 6 этому значению  $r^*$  отвечает  $t^* = 0,05$ , или в реальном времени  $t = 2,1$  года. Эта оценка находится в хорошем согласии с оценками времени жизни в 3—4 года, полученными из данных наблюдений [1, 5].

Как уже отмечалось, вихревая линза при определенных условиях становилась неустойчивой. Неустойчивость возникала только в тех случаях, когда использовался первый способ генерации вихревой линзы. При этом она разваливалась на несколько почти не связанных между собой вихрей меньшего размера. Экспериментально установленную связь числа вторичных вихрей  $n$  с начальным числом Кибеля  $Ki_0$  можно приближенно описать формулой  $n \sim 1,8 Ki_0^{-0,35}$ , что близко к формуле  $n \sim 1,8 Ki_0^{-0,5}$ , полученной в [19]. Максимальное значение  $n$  в наших опытах равно четырем.

В заключение авторы выражают благодарность К. Н. Федорову, В. М. Каменковичу за внимание к работе и А. М. Павлову за большую помощь в создании экспериментальной установки.



1. Zantopp R., Leaman K. Gulf of Cadiz water observed in a thermocline eddy in the western North Atlantic.—J. Geophys. Res., 1982, v. 87, № C3, p. 1927—1934.
2. Newton J. L., Aagaard K., Coachman L. K. Baroclinic eddies in the Arctic Ocean.—Deep Sea Res., 1974, v. 21, № 9, p. 707—719.
3. Nilsson C. S., Andrews J. C., Scully-Power P. Observations of eddy formation off east Australia.—J. Phys. Oceanogr., 1977, v. 7, № 5, p. 659—669.
4. Manley T., Hunkins K. Arctic Ocean eddies as observed over one year from four camps.—EOS, 1978, v. 59, № 12, p. 1099.
5. Rossby H. T., Riser S. C., McDowell S. E. On the origin and structure of a small-scale lens of water observed in the North-Atlantic thermocline.—Univ. Rhode Island, Kingston R. I., 1979. 39 p.
6. Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С. Синоптические вихри в океане. Л.: Гидрометеониздат, 1982. 264 с.
7. Ikeda M. A simple model of subsurface mesoscale eddies.—J. Geophys. Res., 1982, v. 87, № C10, p. 7925—7931.
8. Stommel H., Fedorov K. N. Small-scale structure in temperature and salinity near Timor and Mindanao.—Tellus, 1967, v. 19, № 2, p. 306—325.
9. Csanady G. T. The birth and death of a warm core ring.—J. Geophys. Res., 1979, v. 84, № C2, p. 777—780.
10. Журбас В. М., Кузьмина Н. П. О растекании перемешанного пятна во вращающейся устойчиво стратифицированной жидкости.—Изв. АН СССР. ФАО, 1981, т. 17, № 3, с. 286—295.
11. Шапиро Г. И. О синоптической изменчивости горизонтально неоднородного верхнего слоя океана.—Океанология, 1985, т. 25, № 5, с. 733—739.
12. Шапиро Г. И. О динамике нестационарного атмосферного фронта.—Метеорология и гидрология, 1982, № 1, с. 16—23.
13. Костяной А. Г., Шапиро Г. И. Теоретическое и лабораторное моделирование мезомасштабных антициклонических океанских вихрей.—Мор. гидрофиз. журн., 1985, № 5, с. 14—21.
14. Шапиро Г. И. Влияние экмановских пограничных слоев на динамику бароклинного вихря в океане.—Матер. III республ. конф. по прикладной гидромеханике. Киев, 1984, т. 1, с. 170—171.
15. Баренблатт Г. И. О некоторых неустановившихся движениях жидкости и газа в пористой среде.—Прикл. матем. и механика, 1952, т. 16, № 1, с. 67—78.
16. Шапиро Г. И. О моделировании синоптической изменчивости задерживающих слоев в тропосфере.—Метеорология и гидрология, 1984, № 3, с. 12—20.
17. Баренблатт Г. И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеониздат, 1982, Изд. 2-е, 255 с.
18. Зацепин А. Г., Федоров К. Н., Воропаев С. И., Павлов А. М. Экспериментальное исследование растекания перемешанного пятна в стратифицированной жидкости.—Изв. АН СССР. ФАО, 1978, т. 14, № 2, с. 234—237.
19. Saunders P. M. The instability of a baroclinic vortex.—J. Phys. Oceanogr., 1973, v. 3, p. 61—65.

Академия наук СССР  
Институт океанологии

Поступила в редакцию  
28.I.1985,  
после доработки  
21.VI.1985

## THE EVOLUTION AND STRUCTURE OF AN INTRATHERMOCLINE EDDY

KOSTJANOV A. G., SHAPIRO G. I.

Numerous lens-like vortex structures concentrated in the main thermocline were discovered in oceans during last years and called intrathermocline eddies. In this paper the evolution and structure of an intrathermocline vortex lens are investigated analytically and numerically in the approximation of a three-layer viscous rotating fluid and small Kibel's number. The evolution of density and three-dimensional velocity fields in the vortex lens and surroundings are calculated. It is shown that the dimensionless time dependence of the lens radius is universal and does not depend on details of initial density and velocity distributions. Experiments are made on the turntable with two different methods to create vortex lenses. Dependences of vortex lens radius on time, its initial volume, density step and Coriolis parameter are experimentally determined. Theoretical results agree with experimental data in a wide range of main parameters.