

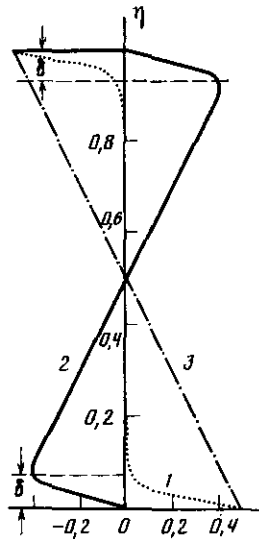
АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ
И ОКЕАНА

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

7

МОСКВА · 1987



Параметризация конвекции между пластинами:
1 — ψ , 2 — ϕ , 3 — ψ_0

же, сопоставляя расчеты с соотношениями вида $Nu = mRa^n$ для других фиксированных m и n , можно распространить теорию на весь экспериментально изученный диапазон изменений Ra . На рисунке показан вид функций ϕ , ψ , ψ_0 при $Ra = 5 \cdot 10^4$, $\alpha = 1/3$, $\beta = 2,2$. Нетрудно видеть, что в основной массе жидкости — изотермия ($\psi = \text{const}$); изменения температуры происходят в пристеночных слоях, теоретические толщины которых совпадают с их эмпирическими значениями $\delta = 1/(2mRa^n)$ с погрешностью меньшей 20%.

2. Рассмотрим КПС в атмосфере над нагреваемой Солнцем подстилающей поверхностью. Ограничителем распространения конвекции в атмосфере является устойчивая температурная стратификация на тех высотах, куда суточная тепловая волна не доходит $d\theta/dz = \gamma > 0$ при $z \geq H$, где θ — потенциальная температура. В отсутствие движений $\theta(z, t)$ и коэффициент турбулентной теплопроводности $k(z, t)$ рассчитывались из системы уравнений одномерной модели локального прогноза погоды [2]. Для параметрического учета влияния конвекции использовалось модифицированное уравнение (2), включающее вместо $\Delta T/h$ внешний параметр γ :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \beta \sqrt{\frac{g}{\gamma \theta_0}} \theta \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z},$$

$$\beta = \text{const} > 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) решалось численно при следующих условиях:

$$\text{при } z=0 \text{ и } z=H \quad \theta = 0; \quad \text{при } t=0 \quad \theta = \theta_0(z). \quad (6)$$

Результаты расчетов показали, что профиль $T = (\theta + \theta)$ верно описывает характерные черты и эволюцию атмосферного КПС: стратификация в слое $z \leq 10-50$ м очень неустойчива. Выше расположен слой перемешивания, в котором $\partial T / \partial z \approx 0$, достигающий в стадии максимального развития конвекции высот $z = 1-1,5$ км. В верхней части КПС расположен слой с устойчивой стратификацией, в котором $\partial T / \partial z > \gamma$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Голицын Г. С. Исследование конвекции с геофизическими приложениями и аналогиями. Л.: Гидрометеоздат, 1980. 55 с.
2. Костриков А. А., Сперанский Л. С., Пушистов П. Ю. О локальном прогнозе температуры и ветра в приземном слое атмосферы с помощью модели планетарного слоя // Тр. ЗСРНИГМИ. 1978. Вып. 20. С. 19—33.

Западно-Сибирский региональный
н.-и. институт

Поступила в редакцию
29.VII.1985
после доработки
17.XII.1986

УДК 551.465.11

О НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ВНУТРИТЕРМОКЛИННЫХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ВИХРЕЙ

ШАПИРО Г. И.

Подповерхностные изолированные вихревые линзы (ВЛ), обнаруженные в различных районах Мирового океана [1, 2], представляют собой весьма богатый класс объектов. Структура и даже амплитуда (толщина в центре) линзы не определяется однозначно ее горизонтальным размером в отличие, скажем, от солитонов Кортевега-Вриза. Поэтому выявление типических либо предельных характеристик ВЛ представляется не менее важной задачей, чем нахождение частных решений. В данной работе определен минимально возможный радиус линзы и ее характерное время жизни.

Рассмотрим установившиеся движения в стратифицированной по плотности вихревой линзе, находящейся в стратифицированном окружении (пикноклине). Обобщая гипотезу [3] об автомодельном распределении плотности в синоптических вихрях,

предположим, что распределение плотности в зоне внутритермоклинного вихря $\rho(x, y, z)$ можно записать в виде

$$\rho = \rho_s(z) + \rho'(x, y, z), \quad \rho'(x, y, z) = \alpha h^\gamma B\left(\frac{z}{h}\right), \quad (1)$$

где глубина z отсчитывается вверх от некоторого уровня с плотностью ρ_0 , функция $h(x, y)$ характеризует переменную по горизонтали толщину линзы, $B(\xi)$ — распределение возмущений плотности по вертикали, $\xi = z/h$ — автомодельная переменная, $\gamma \geq 0$; α — константы. Для определенности примем за ρ_0 такую плотность внутри линзы, где возмущение ρ' меняет знак, а в качестве h — толщину слоя между уровнем с плотностью ρ_0 и максимумом ρ' на верхней границе линзы. Предположение об автомодельности возмущений плотности согласуется с данными разрезов через внутритермоклинные вихри [1, 2].

Уравнения движения осесимметричного вихря в приближении гидростатики и Буссинеска имеют вид

$$\frac{v^2}{r} + fV = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial r}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\rho g, \quad (2)$$

где $V(r)$ — азимутальная скорость жидких частиц, r — радиус, f — параметр Кориолиса, g — ускорение силы тяжести. Рассмотрим левую часть циклострофического соотношения (2) как функцию V при каждом фиксированном r . Она имеет максимум, равный $-f^2 r/4$ при $V = -fr/2$. При этом величины сил Кориолиса и центробежной оказываются равными. Отсюда

$$\frac{\partial \rho}{\partial r} \geq -\frac{1}{4} \rho_0 f^2 r. \quad (3)$$

Величину $\partial \rho / \partial r$ вычислим из уравнения (2) при помощи формулы (1). Тогда из неравенства (3) следует

$$-\alpha g h^\gamma \frac{dh}{dr} Q \leq \frac{1}{4} \rho_0 f^2 r, \quad (4)$$

$$Q = \max_{\xi} \left[\xi B(\xi) - (1 + \gamma) \int_{-\infty}^{\xi} B(\xi') d\xi' \right]. \quad (5)$$

Разделив обе части (4) на положительную величину $\alpha g h^\gamma Q$, проинтегрировав по радиусу r линзы от 0 до R и учитывая, что $h(0) = h_0$, $h(R) = 0$, получаем условие, определяющее минимально возможный радиус линзы в зависимости от характера стратификации, параметра Кориолиса и максимальной толщины линзы $H_0 = 2h_0$:

$$R_{\min} = \left(\frac{8Q\alpha g h_0^{\gamma+1}}{(\gamma+1)\rho_0 f^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{4gH_0 \rho_m'}{(\gamma+1)\rho_0 f^2} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где ρ_m' — максимальное возмущение плотности в линзе. Минимальный радиус соответствует максимальному числу Кибеля $Ki = 1/2$. Рассмотрим конкретные примеры.

1. Однородная линза плотности ρ плавает на границе раздела слоев с плотностями $\rho + \delta$ и $\rho - \delta$. Согласно (5) $Q = 1$, и линза не может иметь радиус, меньший, чем $R_{\min} = 2\sqrt{2} (\delta g h_0 / \rho)^{1/2} / f$, в полном соответствии с известным результатом [4].

2. Линейно-стратифицированная линза в линейно-стратифицированном окружении. В формуле (1) $\rho_s(z) = \rho_0(1 - N^2 z/g)$, $\gamma = 1$, $\alpha = \rho_0(N^2 - N_1^2)/g$, где N , N_1 — частоты Вайсяля — Брента в окружении и в линзе соответственно, $B(\xi) = \xi$ при $\xi \in (-1, 1)$, $B(\xi) = 0$ вне линзы. По формуле (6) имеем $R_{\min} = H_0(N^2 - N_1^2)^{1/2} / f$, т. е. при заданной толщине H_0 стратифицированная линза может быть меньше, чем однородная (у которой $N_1 = 0$).

Расчеты, выполненные для вихревых линз [1, 2], показывают, что $R/R_{\min} \approx 2$. Если это соотношение типично и для других ВЛ, то формула (6) дает удобный способ оценки горизонтальных размеров линзы по данным вертикального зондирования в ее центре.

При $\gamma = 0$ динамику ВЛ можно описывать, используя эквивалентно-однослойную аппроксимацию. В приближении бета-плоскости уравнение эволюции ВЛ в безразмерных переменных имеет вид [5]:

$$\epsilon \frac{\partial H}{\partial t} + \mu^2 J \left(H \Delta H + \frac{1}{2} (\nabla H)^2, H \right) - \epsilon \mu \nabla \left(H \nabla \frac{\partial H}{\partial t} \right) - \kappa \mu^2 H \frac{\partial H}{\partial x} O(\epsilon^2 \mu, \mu^3, \epsilon \mu^2, \kappa \mu^3), \quad (7)$$

где $H(x, y, t)$ — полная толщина линзы, $\epsilon = 1/fT$, $\mu = U/fL$, $\kappa = \beta L^2/U$ — малые параметры, T , U — масштабы времени и скорости, $L \approx R$. Для почти осесимметричных ин-

тенсивных ВЛ в (7) можно отбросить некоторые малые члены. Укороченное уравнение (7) описывает некоторый класс стационарных антициклонических ВЛ [5]. Малые силы, не учтенные укороченной формой уравнения (7), действующие в течение долгого времени, фактически приводят к медленной эволюции ВЛ. Время эволюции T_e оценим так. Перейдем в полном уравнении (7) в движущуюся систему координат и оценим временную производную, подставив в качестве начального значения стационарное решение. Получим $\partial H/\partial t = O(\kappa, \mu)$, или $T_e = f/(\beta U)_{\min}(U/(\beta L^2), fL/U)$. При $f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\beta = 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $U = 20 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $L = 20 \text{ км}$ имеем $T_e = 2,5 \cdot 10^8 \text{ с} \approx 8 \text{ лет}$. Таким образом, ВЛ оказываются гораздо более устойчивыми к действию вызванной β -эффектом дисперсии, чем волны Россби с тем же горизонтальным масштабом.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Rossby H. T. et al.* On the origin and structure of a small-scale lense of water observed in the North Atlantic thermocline. Univ. of Rhode Island, Kingston R. T., 1979. 39 p.
2. *Newton J. L. et al.* Baroclinic eddies in the Arctic ocean//Deep. Res. 1974. V. 21. № 9. P. 707—719.
3. *Михайлова Э. Н., Шапиро Н. Б.* Двухмерная модель эволюции синоптических возмущений в океане//Изв. АН СССР. ФАО. 1980. Т. 16. № 8. С. 823—833.
4. *Killworth P. D.* On the motion of isolated lenses on a β -plane//J. Phys. Oceanography. 1983. V. 13. № 3. P. 7925—7931.
5. *Шапиро Г. И.* Динамика изолированного внутритермоклинного вихря//Океанология. 1986. Т. 26. № 1. С. 21—27.

Академия наук СССР
Институт океанологии

Поступила в редакцию
7.II.1984
после доработки
7.V.1985