

$$C_y = 0, C_x = C, I_1 = I_0(1 + C^2)^{3/4} \Phi_r(0) \Phi_r \left(\frac{C^2 K_0}{B(1 + g_0)} \right), D_{Sp} = D_{Sp}^{(1)}, \quad (9)$$

$$C_y = C, C_x = 0, I_2 = I_0(1 + C^2)^{3/4} \Phi_r(0) \Phi_r \left(\frac{C^2 K_0}{B g_0} \right), D_{Sp} = D_{Sp}^{(2)}.$$

Систему (9) можно разрешить по $B^{-1}K_0$ и g_0 . Используя (4), получаем

$$m_{20} = \frac{C^2}{\ln(4D_{\max}/D_{Sp}^{(1)})}; m_{02} = \frac{C^2}{\ln(4D_{\max}/D_{Sp}^{(2)})}. \quad (10)$$

Эти же величины можно вычислить, используя (1):

$$m_{20} = \pi B \ln \frac{K_1}{K_0} [g_0 + \kappa_2(n)]; \quad \kappa_2(n) = -\frac{(2n+1)!!}{2^n(n+1)!}, \quad (11)$$

$$m_{02} = \pi B \ln \frac{K_1}{K_0} [g_0 + \kappa_1(n)]; \quad \kappa_1(n) = \frac{(2n-1)!!}{2^n(n+1)!}.$$

Из (11) можно найти g_0 :

$$g_0 = -\frac{(2n-1)!!}{2^n(n+1)!} \cdot \frac{\chi - 2n - 1}{1 - \chi}; \quad \chi = \frac{m_{20}}{m_{02}}. \quad (12)$$

Так как значение g_0 уже было определено, то из (12) определяется n . Соотношения (5), (8), (9), (11), (12) образуют замкнутую систему уравнений для определения параметров спектра (1). Эта система переопределена, так как необходимо использовать только одно из уравнений (11). Поэтому предлагаемая методика может быть развита и для восстановления параметров неразвитого спектра морского волнения (2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ross D. B., Cardone V. J., Conaway J. W.//IEEE Trans. Geoscience Electronics. 1970. GE-8, N 4. P. 326—336. [2] McCline C. R., Chen D. T., Hart W. D.//J. Geophys. Res. 1982. 87, N C12. P. 9509—9515. [3] Бункин Ф. В. и др.//Тез. докл. IX Пленума рабочей группы по оптике океана комиссии АН СССР по проблемам Мирового океана. Л., 1984. С. 195—196. [4] Быстров В. П.//Тез. докл. XII Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике. М., 1985. Ч. 2. С. 566—567. [5] Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. Л., 1980. [6] Huang N. E., Long S. R.//J. Fluid. Mech. 1981. 112. P. 203—224. [7] Лонге-Хиггинс М. С.//Ветровые волны/Под ред. Ю. М. Крылова. М., 1962. С. 125—218.

Поступила в редакцию
03.04.86

УДК 551.4:515.2

ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ ИНТЕНСИВНОСТИ АТМОСФЕРНЫХ ВИХРЕЙ

А. А. Соловьев

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Связь минимума давления и максимума скорости приземного ветра используется при анализе кинетических и динамических характеристик интенсивных атмосферных вихрей [1—6]. По данным многочисленных натуральных наблюдений величина параметра $k = v_m / \Delta p^{0.5}$ не остается

постоянной и зависит от ряда факторов [1, 5]. Найдены эмпирические зависимости параметра k от скорости ветра и от широты. Аналитически задача о связи полей давления и скорости ветра решена без учета турбулентного трения и в пренебрежении влиянием на тангенциальную составляющую скорости радиальной компоненты скорости [1].

Влияние радиальных потоков в вихревых образованиях на величину параметра k будем рассматривать в рамках уравнения циклострофического движения вида

$$u \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{v^2}{r} - 2f_k v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (1)$$

Здесь f_k — параметр Кориолиса. Проинтегрируем (1) в предположении, что

$$r=0, \quad u=0, \quad v=0, \quad p=p_0, \quad r=R, \quad u=u_\infty, \quad v=v_\infty, \quad p=p_\infty. \quad (2)$$

Примем, что внутри ядра вихря для $r \ll r_m$ движение воздуха происходит вдоль изобар, т. е.

$$u=0, \quad v=\omega r,$$

где $\omega = v_m/r_m$ — угловая скорость вращения центральной части вихря. В периферийной зоне вихря при $r \gg r_m$ радиальную и тангенциальную составляющие скорости аппроксимируем выражениями $u = -u_\infty R/r$, $v = v_\infty (R/r)^n$.

В результате интегрирования уравнения (1) получаем формулу, связывающую максимальную скорость приземного ветра v_m с перепадом давления $\Delta p = p_0 - p_\infty$, где p_0 — давление в центре вихря и p_∞ — на периферии:

$$v_m = -f_k r D + \sqrt{\frac{2\Delta p}{A\rho} + \frac{u_\infty^2}{A}}. \quad (3)$$

Здесь

$$A = \frac{1}{n} (1 - x^{2n}) + 1; \quad D = \frac{n(n+1 - 2x^{n-1})}{(n-1)(n+1 - x^{2n})}; \quad x = \frac{r_m}{R}.$$

Параметр f_k слабо влияет на связь максимума скорости v_m и перепада давления Δp [6]. Ради простоты опустим его из дальнейшего рассмотрения. Преобразуем формулу (3) с учетом следующих обозначений:

$$y = \frac{v_m}{v_\infty}; \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{u_\infty}{v_\infty}; \quad yx = \gamma; \quad n = 1.$$

В результате получим

$$\rho k^2 = \left[2 + \frac{2(1-x^2)(1+\operatorname{tg}^2 \theta)}{\gamma^2} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Влияние радиальной компоненты скорости на параметр k , как следует из формулы (4), характеризуется углом втока θ [2]. Для оценок турбулентного трения на величину параметра k обратимся к уравнению движения для тангенциальной составляющей скорости:

$$u = \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{uv}{r} = \frac{\partial}{\partial r} \left[v' \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right) \right] + \frac{2v'}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right). \quad (5)$$

Здесь ν' — кинематический коэффициент турбулентной вязкости. Производная от v по z и член, характеризующий влияние на поле скорости молекулярной вязкости, при написании уравнения (5) опущены. Если пренебречь изменением тангенциальной скорости под действием кориолисовой силы, то после интегрирования (5) с граничными условиями (2) можно получить [7]

$$\eta = \frac{1 - \exp(-\delta \rho_*^2)}{\rho_* [1 - \exp(-\delta)]}, \quad (6)$$

где

$$\eta = \frac{v}{v_\infty}; \quad \rho_* = \frac{r}{R}; \quad \delta = \frac{u_\infty R}{2\nu'}.$$

Выразим показатель экспоненты формулы (6) через тангенс угла втока и величину x^2 :

$$\delta = \beta \gamma / x^2. \quad (7)$$

Здесь введено обозначение

$$\beta = \frac{v_\infty R x^2 \operatorname{tg} \theta}{2\nu' \gamma}. \quad (8)$$

Формула (6) при $r=r_m$ имеет следующий вид:

$$\gamma = \frac{1 - \exp(-\beta \gamma)}{1 - \exp(-\beta \gamma / x^2)}. \quad (9)$$

Рассмотрим уравнение, полученное из условия экстремума тангенциальной скорости:

$$(1 + 2\beta \gamma) \exp(-\beta \gamma) - 1 = 0. \quad (10)$$

Один из корней этого уравнения имеет значение $\beta \gamma = 1,2564$, причем, как показано в работе [7], $\gamma = 0,72$. С учетом этого из уравнения (9) получаем следующее выражение для оценок величины x^2 :

$$x^2 = \frac{\beta \gamma}{\ln(1 - 2\beta / (1 + 2\beta \gamma))}. \quad (11)$$

С помощью формул (8), (11) из соотношения (4) устанавливается связь параметра k^2 и коэффициента турбулентной вязкости ν' :

$$\nu' = \frac{x^2 v_\infty R}{2\beta \gamma} \left| \left(\frac{2}{\rho k^2} - 1 \right) \frac{\gamma^2}{1 - x^2} - 1 \right|^{1/2}. \quad (12)$$

Воспользуемся формулой (12) для оценок характерного времени τ . Определим его следующим образом:

$$\tau = \left| \frac{E}{\Gamma} + \frac{E}{T} \right|.$$

Здесь E — кинетическая энергия, Γ — генерация кинетической энергии, T — диссипация кинетической энергии. Запишем в конечных разностях уравнение баланса кинетической энергии вихря для единицы объема. В этом уравнении для оценок кинетической энергии получаем выражение вида

$$E = \rho v_m^2 / 2.$$

Генерацию кинетической энергии вихря, или работу, совершаемую силами барического градиента, запишем так:

$$\Gamma = v_m \frac{\Delta p}{r_m} \quad \text{или} \quad \Gamma = \frac{v_m^3}{k^2 r_m}.$$

Если считать, что действие диссипативных сил главным образом обусловлено турбулентным трением, получаем

$$T = -\frac{C\rho v'}{\gamma} \left(\frac{v_m}{r_m}\right)^2 \quad \text{или} \quad T = -\frac{C\rho v'}{v_\infty R \gamma} \cdot \frac{v_m}{r_m},$$

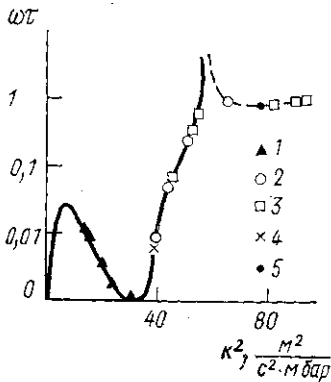
где C — некоторый постоянный числовой множитель.

С учетом записанных выражений для характерного времени τ получаем

$$\omega\tau = \left| \frac{\rho k^2}{2} - \frac{\gamma v_\infty R}{2v'C} \right|, \quad (13)$$

где $\omega = v_m/r_m$.

Числовой множитель C в формуле для диссипации кинетической энергии выберем из следующих соображений. При $\omega\tau=0$ из (13) получается квадратное уравнение относительно параметра k^2 . В свободный член этого уравнения входит числовой множитель C . Действительные корни уравнения, определяемые неотрицательными значениями дискриминанта, существуют при $C \geq 27$. Для наиболее достоверных оценок устойчивости вихрей целесообразно выбрать минимальную величину $C=27$, при которой условие $\omega\tau=0$ приводит к действительным значениям параметра k^2 . Расчет времени τ в зависимости от k^2 (рисунок) проводился при $x^2=0,142$, $\rho=1,3 \cdot 10^{-3}$ г/см³, $C=27$ с помощью формул (11)–(13). Коэффициент турбулентной вязкости в интервале $0 < k^2 < 57,4$ имеет положительные значения и стремится к нулю для $k^2 = 57,4$. Расчеты при $k^2 > 57,4$ не имеют смысла для положительных значений коэффициента v' . Если в этом случае считать коэффициент турбулентной вязкости отрицательным, то получается кривая, которая на рисунке изображена пунктиром. Для сравнения на рисунке приведены результаты расчета времени для раз-



Зависимость времени жизни вихревых образований от параметра, характеризующего связь минимума давления и максимума скорости ветра: 1 — развивающиеся вихревые системы [8]; 2 — развивающиеся вихревые системы [8]; 3 — лабораторные модели вынужденного вихря при различных условиях возбуждения [9]; 4 — лабораторный вихрь Сноу [10], 5 — торнадо [11]

вивающихся и неразвивающихся тропических циклонов по Макбрайду [8]. Там же даны значения времени для некоторых лабораторных моделей вихревых образований [9, 10]. Из анализа полученных результатов следует, что вихри, для которых $0 < k^2 < 30$, могут быть отнесены к неразвивающимся системам. Область значений параметра k^2 в диапазоне $30 < k^2 < 57,4$ характеризует вихревые системы, способные к интенсификации. Наконец, для $k^2 < 57,4$, по-видимому, мы имеем дело с

устойчивыми интенсивными вихрями. Полученный результат дает основание использовать для оценок интенсификации вихревых образований параметр k^2 , связывающий минимум давления с максимумом скорости ветра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Тараканов Г. Г. Тропическая метеорология. Л., 1980. [2] Мамедов Э. С., Павлов Н. И. Тайфуны. Л., 1974. [3] Алексеев В. В., Александров А. А., Лаппо С. С. // Изв. АН СССР, ФАО. 1969. 5, № 2. С. 204—207. [5] Риль Г. Климат и погода в тропиках. Л., 1984. [6] Радикович В. М., Тараканов Г. Г. // Метеорология и гидрология. 1979. № 1. С. 41—45. [7] Deissler R. G. // J. Atm. Sci. 1977. 34, N 10. P. 1502—1507. [8] McBride J. Atm. Sci. paper. 1979, N 308. [9] Мартыненко О. Г. и др. Препринт № 25 ИТМО АН БССР. Минск, 1984. [10] Сноу Г. // Интенсивные атмосферные вихри/Под ред. Л. Бенгтссона и Дж. Лайтхилла. М., 1985. С. 298—312. [11] Hoescker W. H. // Month. Weath. Rev. 1960. 88. P. 167—180.

Поступила в редакцию
07.04.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 4

АСТРОНОМИЯ

УДК 523.745:523.76

О СПЕКТРЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР НА СОЛНЦЕ

Н. Н. Контор
(НИИЯФ)

Введение. Представление о тонкоструктурности солнечного магнитного поля, т. е. о том, что оно состоит из отдельных волокон, возникло после того, как пространственное разрешение магнитографов стало приближаться к $1''$ (см., например, [1]). Затем это представление укрепились [2] и в настоящее время является широко распространенным (см., например, [3—7]). Многочисленные мелкомасштабные образования на Солнце, обусловленные магнитными полями, стали рассматриваться как пучки, или кластеры [6], магнитных элементов [2]. Несмотря на сложность наблюдаемой картины, а в ряде случаев и противоречивость данных наблюдений, стала пробивать дорогу привлекательная своей простотой и общностью концепция единой тонкоструктурной магнитогидродинамической природы солнечных магнитных полей (см., например, [5]).

Если допустить, что в основе этой концепции лежит единый механизм генерации солнечных магнитных полей (наиболее вероятным нам представляется механизм «интерфейсного» динамо [6]), то естественным результатом «работы» этого механизма должно быть существование единого спектра локальных магнитных структур на Солнце (так мы будем называть упомянутые выше мелкомасштабные образования в солнечной атмосфере). С целью показать, что имеющиеся наблюдательные данные не противоречат представлению об едином спектре локальных магнитных структур (ЛМС), в настоящей работе анализируются результаты наблюдений различных видов ЛМС на Солнце.

Виды ЛМС на Солнце и их параметры. На Солнце (с помощью различных методик) обнаружено четыре вида ЛМС, а именно: активные области [8, с. 61] (см. также солнечные пятна [8, с. 79]); эфемер-