ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XIX 1954 2

ДИНАМИЧЕСКАЯ МЕТЕОРОЛОГИЯ

А. М. Мхитарян

Нестационарная задача о муссонной циркуляции

(Представлено И. В. Егиазаровым 17 V 1954)

Для детального расчета муссонной циркуляции в нестационарных условиях, в частности для выяснения вопроса о вертикальной структуре и годового хода муссонов, мы здесь приводим развитие одной идеи А. А. Дородницына, касающейся свободной конвекции большого масштаба, каковой и должна быть нестационарная задача о муссонах. А. А. Дородницын рассматривает конвекцию на плоской земле, без учета отклоняющей силы вращения Земли, кроме того, весь процесс начинается с покоя, т. е. в начальный момент возмущения отсутствуют, причем решается плоская нелинейная задача.

В настоящей статье решается задача о свободной конвекции большого масштаба на сфере, учитывается отклоняющая сила вращения Земли и, кроме того, все возмущения налагаются на т. н. западно-восточный перенос в свободной атмосфере; иными словами, принято, что до начала тепловой конвекции существует только основной зональный поток. Атмосфера рассматривается как бароклинная среда, обладающая вязкостью.

Итак, мы исходим из следующей системы уравнений гидротермодинамики ([1]).

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t}+\frac{v_\theta}{a}\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta}+\frac{v_\lambda}{a\sin\theta}\frac{\partial v_\theta}{\partial \lambda}+v_z\frac{\partial v_\theta}{\partial z}-\frac{v_\lambda^2}{a}\operatorname{ctg}\theta-2\omega\cos\theta v_\lambda=-$$

$$-\frac{1}{a\rho}\frac{\partial p}{\partial \theta}+\nu\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial v_\lambda}{\partial t}+\frac{v_\theta}{a}\frac{\partial v_\lambda}{\partial \theta}+\frac{v_\lambda}{a\sin\theta}\frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda}+v_z\frac{\partial v_\lambda}{\partial z}+\frac{v_\theta v_\lambda}{a}\operatorname{ctg}\theta+$$

$$+2\omega\cos\theta v_\theta=-\frac{1}{a\rho\sin\theta}\frac{\partial p}{\partial \lambda}+\nu\frac{\partial^2 v_\lambda}{\partial z^2},$$

$$\frac{\partial p}{\partial z}+g\rho=0, \tag{2}$$

$$\frac{1}{a}\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta}+\frac{1}{a\sin\theta}\frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda}+\frac{v_\theta}{a}\operatorname{ctg}\theta+\frac{\partial v_z}{\partial z}=0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{v_0}{a}\frac{\partial T}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{a\sin\theta}\frac{\partial T}{\partial \lambda} + v_z\frac{\partial T}{\partial z} = k\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (4)$$

$$p = \rho RT, \quad (5)$$

Здесь система координат—сферическая, причем $r = a + z$, где a—радиус Земли, а z направлено вертикально вверх (на поверхности Земли $z = 0$),

λ — долгота, увеличивающаяся с запада на восток,

θ — дополнение широты,

p, ρ, T — давление, плотность и температура воздуха,

v_0, v_λ, v_z — компоненты скорости частицы воздуха по осям координат,

t — время,

g — ускорение силы тяжести,

ω — угловая скорость вращения Земли ($2\omega\cos\theta$ параметр Кориолиса),

ν — коэффициент вертикального турбулентного перемешивания,

k — коэффициент турбулентной температуропроводности,

R — газовая постоянная.

Положим $v_\lambda = \bar{v}_\lambda\,(\theta, z) + v'_\lambda\,(\theta, \lambda, z, t)$, (6)

$$v_\theta = v'_0\,(\theta, \lambda, z, t) \text{ и } v_z = v'_z\,(\theta, \lambda, z, t).$$

Причем $\overline{v_\lambda} = \alpha a\sin\theta$—скорость основного зонального потока,

α — угловая скорость вращения основного зонального потока, которая растет с высотой по линейному закону.

Подставляя (6) в систему уравнений, воспользуясь уравнениями статики (2) и Клапейрона (5), а также пренебрегая $\frac{\alpha}{\omega}$ по отношению к 1, (так как $\omega + \alpha = \omega\left(1 + \frac{\alpha}{\omega}\right)$, а $\left.\frac{\alpha}{\omega} = 2.10^{-2} - 5.10^{-2}\right)$, придем к следующей системе:

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a}\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{a\sin\theta}\frac{\partial v_\theta}{\partial \lambda} + \alpha\frac{\partial v_\theta}{\partial \lambda} + v_z\frac{\partial v_\theta}{\partial z} - \frac{v_\lambda^2}{a}\mathrm{ctg}\theta - 2\omega\cos\theta v_\lambda =$$

$$= \frac{g}{a\tilde{T}}\frac{\partial}{\partial \theta}\int_z^\infty T dz + \nu\frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2},$$

$$\frac{\partial v_\lambda}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a}\frac{\partial v_\lambda}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{a\sin\theta}\frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} + \alpha\frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} + v_z\frac{\partial v_\lambda}{\partial z} + \frac{v_0\, v_\lambda}{a}\mathrm{ctg}\theta +$$

$$+ 2\omega\cos\theta v_\theta = \frac{g}{a\tilde{T}\sin\theta}\frac{\partial}{\partial \lambda}\int_z^\infty T dz + \nu\frac{\partial^2 v_\lambda}{\partial z^2},$$

$$\frac{1}{a\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial \theta}(v_\theta \sin\theta) + \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda}\right] + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a}\frac{\partial T}{\partial \theta} + \frac{v_\theta}{a}M\sin2\theta + \frac{v_\lambda}{a\sin\theta}\frac{\partial T}{\partial \lambda} + \alpha\frac{\partial T}{\partial \lambda} + v_z\frac{\partial T}{\partial z} = k\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}.$$

M — перепад температуры от полюса к экватору земли, а

$\tilde{T}$ — средняя по всему земному шару температура.

Эта система уравнений служит для определения четырех неизвестных функций:

$$v_\theta\ (\theta,\lambda,z,t),\ v_\lambda\ (\theta,\lambda,z,t),\ v_z\ (\theta,\lambda,z,t)\ \text{и}\ T(\theta,\lambda,z,t).$$

Прежде всего перейдем к безразмерным величинам:

$$T = T_0 T_1, \quad M = T_0 M_1,$$

$$v_\theta = V v_{\theta_1},\ v_\lambda = V v_{\lambda_1},\ v_z = \frac{H}{a} V v_{z_1},\ \omega = \frac{V}{a}\omega_1,$$

$$\alpha = \frac{V}{a}\alpha_1,\ t = t_0 t_1,\ z = H z_1,$$

где T_0, V, H, a, t_0 — характерные перепад температуры, горизонтальная скорость, высота, длина и время соответственно, причем за характерную длину по горизонтали принят радиус Земли, а характерные время, длина и скорость связаны соотношением $t_0 = \frac{a}{V}$.

Подставляя все это в последнюю систему, принимая число Прандтля равным единице ($\nu = k$), для характерных величин получим следующие соотношения:

$$V = (\nu a)^{1/5}\cdot \beta^{2/5},$$

$$H = (\nu a)^{2/5}\cdot \beta^{-1/5}, \tag{7}$$

$$\text{где}\quad \beta = \frac{gT_0}{\tilde{T}},$$

и система примет следующий вид:

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_\theta\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{\sin\theta}\frac{\partial v_\theta}{\partial \lambda} + \alpha\frac{\partial v_\theta}{\partial \lambda} + v_z\frac{\partial v_\theta}{\partial z} - v_\lambda^2\operatorname{ctg}\theta - 2\omega\cos\theta v_\lambda =$$

$$= \frac{\partial}{\partial \theta}\int\limits_z^\infty T dz + \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial z^2},$$

$$\frac{\partial v_\lambda}{\partial t} + v_\theta\frac{\partial v_\lambda}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{\sin\theta}\frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} + \alpha\frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} + v_z\frac{\partial v_\lambda}{\partial z} + v_\theta v_\lambda\operatorname{ctg}\theta +$$

$$+ 2\omega\cos\theta v_\theta = \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial \lambda}\int\limits_z^\infty T dz + \frac{\partial^2 v_\lambda}{\partial z^2},$$

$$\frac{1}{\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial \theta}(v_\theta\sin\theta) + \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda}\right] + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_\theta\frac{\partial T}{\partial \theta} + v_\theta M\sin 2\theta + \frac{v_\lambda}{\sin\theta}\frac{\partial T}{\partial \lambda} + \alpha\frac{\partial T}{\partial \lambda} + v_z\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}.$$

Здесь, как и выше, значки ради простоты опускаются.

Теперь, следуя Дородницыну, сделаем следующие преобразования координат:

$$t = t_1, \quad \theta = \theta_1, \quad \lambda = \lambda_1 \quad \text{и} \quad \frac{z}{2\sqrt{t}} = \zeta \tag{8}$$

(далее значки „один" опускаем), кроме того, положим:

$$T = t\Theta(\theta, \lambda, \zeta, t), \qquad v_\theta = t^{5/2}\varphi(\theta, \lambda, \zeta, t),$$
$$v_z = t^3\sigma(\theta, \lambda, , \zeta t), \qquad v_\lambda = t^{5/2}\psi(\theta, \lambda, \zeta, t). \tag{9}$$

Заменив еще $t^{1/2} = \tau$ и вспоминая, что $\alpha = c_1 z$, т. е. $\alpha = c\zeta\tau$ (где $c = 2c_1$), придем к следующей системе из четырех уравнений для четырех функций $\varphi, \psi, \sigma, \Theta$:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\varphi}{\partial\zeta} - 10\varphi - 2\tau\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} + 8\tau^2\omega\cos\theta\psi - 4c\tau^3\zeta\frac{\partial\varphi}{\partial\lambda} =$$
$$= 8\frac{\partial}{\partial\theta}\int\limits_\infty^\zeta \Theta d\zeta + 4\tau^7\left[\varphi\frac{\partial\varphi}{\partial\theta} + \frac{\psi}{\sin\theta}\frac{\partial\varphi}{\partial\lambda} + \frac{\sigma}{2}\frac{\partial\varphi}{\partial\zeta} - \psi^2\mathrm{ctg}\theta\right], \tag{10}$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\psi}{\partial\zeta} - 10\psi - 2\tau\frac{\partial\psi}{\partial\tau} - 8\tau^2\omega\cos\theta\varphi - 4c\tau^3\zeta\frac{\partial\psi}{\partial\lambda} =$$
$$= \frac{8}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\lambda}\int\limits_\infty^\zeta \Theta d\zeta + 4\tau^7\left[\varphi\frac{\partial\psi}{\partial\theta} + \frac{\psi}{\sin\theta}\frac{\partial\psi}{\partial\lambda} + \frac{\sigma}{2}\frac{\partial\psi}{\partial\zeta} + \varphi\psi\mathrm{ctg}\theta\right], \tag{11}$$

$$\frac{2}{\sin\theta}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(\varphi\sin\theta) + \frac{\partial\psi}{\partial\lambda}\right] + \frac{\partial\sigma}{\partial\zeta} = 0, \tag{12}$$

$$\frac{\partial^2\Theta}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\Theta}{\partial\zeta} - 4\Theta - 2\tau\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} - 4c\tau^3\zeta\frac{\partial\Theta}{\partial\lambda} - 4\tau^5 M\sin2\theta\varphi =$$
$$= 4\tau^7\left[\varphi\frac{\partial\Theta}{\partial\theta} + \frac{\psi}{\sin\theta}\frac{\partial\Theta}{\partial\lambda} + \frac{\sigma}{2}\frac{\partial\Theta}{\partial\zeta}\right]. \tag{13}$$

Положим теперь:

$$\varphi(\theta, \lambda, \zeta, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_n(\theta, \lambda, \zeta)\tau^n,$$

$$\psi(\theta, \lambda, \zeta, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(\theta, \lambda, \zeta)\tau^n, \tag{14}$$

$$\sigma(\theta, \lambda\zeta, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n(\theta, \lambda, \zeta,)\tau^n,$$

$$\Theta(\theta, \lambda, \zeta, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \Theta_n(\theta, \lambda, \zeta)\tau^n.$$

Подставляя ряды (14) в систему (10)—(13) и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях τ, получим системы уравнений для определения всех членов рядов (14).

Граничные условия будут иметь вид:

$$1)\ \varphi_n = \psi_n = \sigma_n = 0, \quad \Theta_n = f_n(\theta, \lambda) \ \text{при}\ \zeta = 0,$$

$$2)\ \varphi_n = \psi_n = \Theta_n = 0, \quad \text{при}\ \zeta \to \infty. \tag{15}$$

Решение системы мы начнем с уравнения (13).

Для $n = 0,1,2,$ уравнение (13) дает:

$$\frac{\partial^2\Theta_n}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\Theta_n}{\partial\zeta} - 2(n+2)\Theta_n = 0.$$

Одним из решений этого уравнения являются полиномы Эрмита—Чебышева степени $(n+2)$ от мнимого аргумента. Чтобы найти другое решение, достаточно продифференцировать это уравнение в $(n+2)$ раз, тогда член типа $c\Theta_n$ пропадает, а уравнение типа:

$$\frac{\partial^m\Theta_n}{\partial\zeta^m} + 2\zeta\frac{\partial^{m-1}\Theta_n}{\partial\zeta^{m-1}} = 0$$

легко решается, тогда:

$$\Theta_n = c_1 L_{n+2}(\zeta) + c_2 P_{n+2}(\zeta),$$

где $$L_n(\zeta) = A_n \int\limits_\infty^\zeta \Bigg[\underbrace{\iiint}_{(n)} \dots \int\limits_\infty^x e^{-x^2}(dx)^n\Bigg] dx,$$

в частности $$L_0(\zeta) = A_0 \int\limits_\infty^\zeta e^{-x^2} dx,$$

коэффициенты $A_n = 2nA_{n-2}$; $A_0 = -\frac{2}{\sqrt{\pi}}$, $A_1 = 2$ и определены так, что $L_n(0) = 1$,

тогда ясно, что $\int\limits_\infty^\zeta L_n d\zeta = \frac{A_n}{A_{n+1}} L_{n+1}$ или иначе $\int\limits_0^\zeta L_n d\zeta = \frac{A_n}{A_{n+1}}(L_{n+1} - 1)$, кроме того, из самого уравнения можно вывести следующее соотношение:

$$\zeta L_n = \frac{A_n}{A_{n+1}}(n+1)[L_{n+1} - L_{n-1}], \tag{16}$$

которым мы будем в дальнейшем пользоваться.

$P_{n+2}(\zeta)$—полиномы степени $(n+2)$; c_1 и c_2—постоянные интегрирования, зависящие от θ и λ.

Второе граничное условие из (15) дает $c_2=0$, а первое—$c_1=f_n(\theta,\lambda)$, так как $L_{n+2}(\zeta)=1$ при $\zeta=0$.

Итак, $$\Theta_n=f_n(\theta,\lambda)\,L_{n+2}(\zeta)\qquad (n=0,1,2,). \tag{17}$$

Далее, для $n=3,4$ уравнение (13) дает:

$$\frac{\partial^2\Theta_n}{\partial\xi^2}+2\xi\frac{\partial\Theta_n}{\partial\xi}-2(n+2)\Theta_n=4c\zeta\frac{\partial\Theta_{n-3}}{\partial\zeta},$$ но правая часть нами уже получена, так как по (17) $\Theta_{n-3}=f_{n-3}L_{n-1}$, тогда, пользуясь еще соотношением (16), мы получим;

$$\frac{\partial^2\Theta_n}{\partial\xi^2}+2\zeta\frac{\partial\Theta_n}{\partial\zeta}-2(n+2)\Theta_n=4cn\frac{A_n}{A_{n+1}}\frac{\partial f_{n-3}}{\partial\lambda}(L_n-L_{n-2}),$$

откуда при тех же граничных условиях получим:

$$\Theta_n=f_nL_{n+2}+\frac{nc}{2}\frac{\partial f_{n-3}}{\partial\lambda}\frac{A_{n-1}}{A_n}(L_{n+2}-2L_n+L_{n-2})\ .\ .\ .\ .\qquad (n=3,4.).$$

Итак до $n=6$ включительно; но для определения Θ_n при $n=5,6$ нужно знать еще φ_{n-5}, как показывает уравнение (13), причем уравнение остается линейным. Нелинейные члены во всех уравнениях появляются, начиная с $n=7$ и выше.

Обратимся к уравнениям движения (10) и (11).

Для $n=0,1$, имеем:

$$\frac{\partial^2\varphi_n}{\partial\zeta^2}+2\zeta\frac{\partial\varphi_n}{\partial\zeta}-2(n+5)\varphi_n=8\frac{\partial}{\partial\theta}\int^{\zeta}\Theta_n\,d\zeta,$$

$$\frac{\partial^2\psi_n}{\partial\zeta^2}+2\zeta\frac{\partial\psi_n}{\partial\zeta}-2(n+5)\psi_n=\frac{8}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\lambda}\int_{\infty}^{\xi}\Theta_n\,d\zeta.$$

Подставляя в правую часть этой системы Θ_n из (17), при тех же граничных условиях (15), легко получим:

$$\varphi_n=2\frac{\partial f_n}{\partial\theta}\frac{A_{n+2}}{A_{n+3}}(L_{n+5}-L_{n+3}),$$

$$(n=0,1,),$$

$$\psi_n=\frac{2}{\sin\theta}\frac{\partial f_n}{\partial\lambda}\frac{A_{n+2}}{A_{n+3}}(L_{e+5}-L_{n+3}).$$

Так последовательно найдутся все φ_n, ψ_n до $n=6$. Уравнение (12) при граничных условиях (15) дает

$$\sigma_n=-\frac{2}{\sin\theta}\int_0^{\xi}\left[\frac{\partial}{\partial\theta}(\varphi_n\sin\theta)+\frac{\partial\psi_n}{\partial\lambda}\right]\partial\zeta.$$

Выпишем некоторые результаты:

$$\Theta_n=f_nL_{n+2}\ ,\ .\ .\ .\ .\ (n=0,1,2,),$$

$$\Theta_n = f_n L_{n+2} + \frac{nc}{2} \frac{\partial f_{n-3}}{\partial \lambda} \frac{A_{n-1}}{A_n} (L_{n+2} - 2L_n + L_{n-2}) \; \ldots \; (n = 3, 4,)$$

и т. д.

$$\varphi_n = 2 \frac{\partial f_n}{\partial \theta} \frac{A_{n+2}}{A_{n+3}} (L_{n+5} - L_{n+3}) - 2\omega \frac{\cos\theta}{\sin\theta} \frac{\partial f_{n-2}}{\partial \lambda} (L_{n+5} -$$

$$-2L_{n+3} + L_{n+1}) \frac{A_n}{A_{n+1}},$$

$$\psi_n = \frac{2}{\sin\theta} \frac{\partial f_n}{\partial \lambda} \frac{A_{n+2}}{A_{n+3}} (L_{n+5} - L_{n+3}) + 2\omega\cos\theta \frac{\partial f_{n-2}}{\partial \theta} (L_{n+5} -$$

$$-2L_{n+3} + L_{n+1}) \frac{A_n}{A_{n+1}},$$

$$(n = 2),$$

и т. д.

$$\sigma_0 = - \frac{\Delta f_0}{12} (5L_6 - 6L_4 + 1),$$

$$\sigma_2 = - \frac{\Delta f_2}{24} (7L_8 - 8L_6 + 1) - 4\omega \frac{\partial f_0}{\partial \lambda} \frac{A_2}{A_3} \left[\frac{A_7}{A_8} (L_8 - 1) - \right.$$

$$\left. -2 \frac{A_5}{A_6} (L_6 - 1) + \frac{A_3}{A_4} (L_4 - 1) \right]$$

и т. д.,

где

$$\Delta f = \frac{1}{\sin\theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \lambda^2} \right] \text{ оператор Лапласа.}$$

Начиная с $n = 7$ и выше, в правых частях уравнений (10)—(13) появляются нелинейные члены, как произведения уже полученных ранее линейных членов.

Например, при $n = 7$ (13) дает:

$$\frac{\partial^2 \Theta_7}{\partial \zeta^2} + 2\zeta \frac{\partial \Theta_7}{\partial \zeta} - 18\Theta_7 = 4c\zeta \frac{\partial \Theta_4}{\partial \lambda} + 4 M \sin 2\theta \gamma_2 + 4 \left[\varphi_0 \frac{\partial \Theta_0}{\partial \theta} + \right.$$

$$\left. + \frac{\psi_0}{\sin\theta} \frac{\partial \Theta_0}{\partial \lambda} + \frac{\sigma_0}{2} \frac{\partial \Theta_0}{\partial \zeta} \right].$$

Частное решение уравнения:

$$\frac{\partial^2 \Theta_7}{\partial \zeta^2} + 2\zeta \frac{\partial \Theta_7}{\partial \zeta} - 18\Theta_7 = 4 \left[\varphi_0 \frac{\partial \Theta_0}{\partial \theta} + \frac{\psi_0}{\sin\theta} \frac{\partial \Theta_0}{\partial \lambda} + \frac{\sigma_0}{2} \frac{\partial \Theta_0}{\partial \zeta} \right] \text{ может быть}$$

получено вариацией постоянных.

Интересно то, что скобки в выражениях для φ_n, ψ_n, σ_n, Θ_n могут быть протабулированы, ибо они зависят только от ζ, и, кроме того, решение проводится до конца при произвольном распределении температуры по поверхности Земли. Нами подготовлено тринадцать первых членов всех рядов (до $n = 12$ включительно) и протабулированы все скобки, зависящие от высоты.

Апроксимируя наземную температуру по какому-либо закону, или определяя ее из условия баланса тепла на земле, мы определим, таким образом, все функции $f_n(\theta,\lambda)$ и решим задачу до конца.

В частности, задаваясь годовым ходом температуры, мы сможем получить муссоны.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность члену-корреспонденту АН СССР И. А. Кибелю за ценные указания и замечания по данной работе.

Водно-энергетический институт
Академии наук Армянской ССР

Ա. Մ. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ

Ոչ ստացիոնար խնդիր մուսսոնային ցիրկուլյացիայի մասին

Նպատակ ունենալով պարզել մուսսոնային ցիրկուլյացիայի ուղղաձիգ կառուցվածքը և սեզոնային փոփոխությունները, մենք այս աշխատանքում բերում ենք Ա. Ա. Դորոդնիցինի մի իդեայի ընդհանրացումը, որը վերաբերում է մեծ մասշտաբի կոնվեկցիային՝ ոչ ստացիոնար պայմաններում։

Ի տարբերություն Դորոդնիցինի, որը Երկիրը դիտել է իբրև անվերջ հարթություն, անտեսելով Կորիոլիսի ուժը և օդի անշարժ վիճակից սկսվող կոնվեկցիան, մենք խնդիրը լուծում ենք Երկրի գնդային մակերևույթի վրա, Կորիոլիսի ուժի դաշտում ընդունելով, որ կոնվեկցիայից առաջ գոյություն ունի հիմնական զոնալ շարժում։

Օդը դիտվում է իբրև իրական բարոկլինային միջավայր։

Հիմնական զոնալ շարժումը տրվում է (6) բանաձևի տեսքով։ Կատարելով անկախ փոփոխականի (8) ձևափոխությունը և ներկայացնելով անհայտ չորս ֆունկցիաները (արագության երեք բաղադրիչները և ջերմաստիճանը) (9) տեսքով, ստանում ենք (10)—(13) հավասարումների սիստեմը նշված ֆունկցիաների համար՝ ելնելով հիդրո-թերմոդինամիկայի ընդհանուր հավասարումներից։

Խնդրի լուծումը փնտրում ենք (14) տեսքով (15) սահմանային պայմանների դեպքում։ Հոդվածում բերվում են (14) շարքերի մի քանի գործակիցների արտահայտությունները։ Խնդիրը լուծվում է Երկրի մակերևույթի վրա օդի ջերմաստիճանի կամայական բաշխման դեպքում, ընդ որում ստացված արդյունքների փակագծերում գտնվող արտահայտությունները կախված են միայն բարձրությունից, այդ իսկ պատճառով կարող են ներկայացվել աղյուսակների ձևով։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Н. Е. Кочин, И. А. Кибель, Н. В. Розе.* Теоретическая гидромеханика, 1948, ч. I и II.