ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XXXI 1960 1

ДИНАМИЧЕСКАЯ МЕТЕОРОЛОГИЯ

Х. Н. Зейтунян

К теории конвекции малого масштаба

(Представлено академиком АН Армянской ССР Н. Х. Арутюняном 9. XII 1959)

В настоящей работе, используя идею А. А. Дородницына, решается пространственная нелинейная, нестационарная задача о свободной термической конвекции малого масштаба над пересеченной, термически неоднородной местностью, в поле силы Кориолиса с учетом условия теплого баланса на поверхности почвы. Причем вместе с полями температуры и скоростей рассматривается и поле влажности, так как известно, что свободная конвекция представляет наибольший интерес благодаря связанным с ней изменениям температуры и особенно влажности.

Предполагая, что рельеф достаточно плавный, чтобы можно было применить теории пограничного слоя, и отправляясь от общей системы уравнений термогидродинамики атмосферы, произведем упрощения теории конвекции [1] и теории пограничного слоя.

Тогда придем к следующей системе уравнений:

$$\frac{du}{dt} = -RT\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{p}{P}\right) + \lambda\sin\alpha\vartheta + 2\omega\sin\varphi v + \frac{\partial}{\partial z}\nu\frac{\partial u}{\partial z},$$

$$\frac{dv}{dt} = -RT\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{p}{P}\right) + \lambda\sin\beta\vartheta - 2\omega\sin\varphi u + \frac{\partial}{\partial z}\nu\frac{\partial v}{\partial z},$$

$$0 = -RT\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{p}{P}\right) + \lambda\cos\alpha\cos\beta\vartheta, \tag{1}$$

$$\frac{d\vartheta}{dt} = -\mu(u\sin\alpha + v\sin\beta + w\cos\alpha\cos\beta) + \frac{\partial}{\partial z}k\frac{\partial\vartheta}{\partial z},$$

$$\frac{dq}{dt} = +\varepsilon(u\sin\alpha + v\sin\beta + w\cos\alpha\cos\beta) + \frac{\partial}{\partial z}k\frac{\partial q}{\partial z},$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \sigma w,$$

$$\frac{\partial\vartheta^*}{\partial t} = \nu^*\frac{\partial^2\vartheta^*}{\partial z^2} \quad (z < 0),$$

где

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y} + w\frac{\partial}{\partial z}; \qquad \lambda = \frac{g}{T};$$

$$\mu = \gamma_a + \frac{dT}{dz}; \quad \varepsilon = -\frac{dQ}{dz}; \quad \sigma = \frac{g}{RT} + \frac{d\ln T}{dz}.$$

Здесь x, y, z — ортогональные криволинейные координаты; ось x направлена вдоль линии рельефа, z — вверх; t — время; u, v, w — составляющие скорости ветра вдоль осей x, y, z, соответственно; ϑ, p, q — отклонения температуры, давления и влажности от T, P и Q — значений этих элементов в покоящейся атмосфере; R — газовая постоянная для воздуха; g — ускорение силы тяжести; ω — угловая скорость вращения земли; φ — географическая широта места; γ_a — сухоадиабатический градиент; $\alpha(x)$, $\beta(y)$ — углы между горизонтальной плоскостью и осями координат x, y, соответственно: ν, k, ν^* — коэффициенты турбулентной вязкости, турбулентной теплопроводности и температуропроводности почвы; ϑ^* — температура почвы.

В качестве граничных условий примем „прилипание" и условие теплового баланса у земли

$$\text{при } z = 0 \quad u = v = w = 0; \ \vartheta = \vartheta^*, q = \bar{b} s \vartheta;$$

$$\lambda^* \frac{\partial \vartheta^*}{dz} - \bar{\lambda} \left(\frac{\partial \vartheta}{dz} + \frac{L}{c_p} \frac{\partial q}{dz} \right) + \bar{a} \vartheta^* = (1 - \Gamma) r(t), \tag{2}$$

а также затухание свободной конвекции с высотой

$$\text{при} \quad z = +\infty \quad u = v = \vartheta = p = q = 0,$$

$$\text{при} \quad z = -\infty \quad \vartheta^* = 0. \tag{3}$$

В качестве начального условия положим, что в начальный момент свободная конвекция отсутствует, т. е.

$$\text{при } t = 0 \quad u = v = \vartheta = q = \vartheta^* = 0. \tag{4}$$

Здесь $\bar{a}$ и $\bar{b}$—постоянные величины; $s = s(x, y)$ —будет равно единице над водной поверхностью и будет правильной дробью над поверхностью почвы ([2]); λ^* и $\bar{\lambda}$ — коэффициенты теплопроводности почвы и воздуха; L —скрытая теплота парообразования; c_p —коэффициент теплоемкости воздуха; Γ —альбедо подстилающей поверхности; $r(t)$ — приходящая к земле длинноволновая и солнечная радиация.

Перейдем теперь к решению задачи, предварительно положив

$$\nu = k = \text{const}, \quad \lambda = \text{const}, \quad \mu = \text{const}^{(x)}, \quad \varepsilon = \text{const}, \quad \sigma = 0;$$

кроме того, пренебрегаем в четвертом и пятом уравнениях системы (1) членом $w \cos\alpha \cos\beta$ по сравнению с членами $u \sin\alpha$ и $v \sin\beta$.

Введем теперь, основываясь, в частности, на условиях (3) и (4), вместо z новую независимую переменную

(x) Стратификация атмосферы в состоянии равновесия, учитываемая в нашей задаче параметром $\mu = \gamma_a + dT/dz$, существенно влияет на характер явления. Этот параметр равновесного состояния будем считать заданной величиной.

$$\zeta = \frac{z}{2\sqrt{\nu t}}, \quad \left(\zeta^* = \frac{z}{2\sqrt{\nu^* t}}\right) \tag{5}$$

и заменим

$$\begin{aligned} \vartheta &= \tau^2 \cdot \Theta\,(x,\ y,\ \zeta,\ \tau), & q &= \tau^2 \cdot \omega\,(x,\ y,\ \zeta,\ \tau), \\ \vartheta^* &= \tau^2 \cdot \Theta^*\,(x,\ y,\ \zeta^*,\ \tau), & u &= \tau^4 \cdot \varphi\,(x,\ y,\ \zeta,\ \tau), \\ v &= \tau^4 \cdot \psi\,(x,\ y,\ \zeta,\ \tau) & w &= 2\nu^{1/2}\tau^5 \cdot \sigma\,(x,\ y,\ \zeta,\ \tau), \end{aligned} \tag{6}$$

где

$$\tau = \sqrt{t}\,.$$

После соответствующих преобразований уравнения (1) можно записать в виде (давление исключено[x])

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\varphi}{\partial\zeta} - 8\varphi - 2\tau\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} - 8\lambda\nu^{1/2}\cos\beta\,\frac{\partial}{\partial x}\left(\cos\alpha\int\limits_{\infty}^{\zeta}\Theta\,d\zeta\right)\tau +$$

$$+ 4\lambda\sin\alpha\Theta + 8\omega\sin\varphi\tau^2\psi = -4\tau^6\left(\varphi\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \psi\frac{\partial\varphi}{\partial y} + \sigma\frac{\partial\varphi}{\partial\zeta}\right),$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\psi}{\partial\zeta} - 8\psi - 2\tau\frac{\partial\psi}{\partial\tau} - 8\lambda\nu^{1/2}\cos\alpha\,\frac{\partial}{\partial y}\left(\cos\beta\int\limits_{\infty}^{\zeta}\Theta\,d\zeta\right)\tau +$$

$$+ 4\lambda\sin\beta\Theta - 8\omega\sin\varphi\tau^2\cdot\varphi = -4\tau^6\left(\varphi\frac{\partial\psi}{\partial x} + \psi\frac{\partial\psi}{\partial y} + \sigma\frac{\partial\psi}{\partial\zeta}\right), \tag{7}$$

$$\frac{\partial^2\Theta}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\Theta}{\partial\zeta} - 4\Theta - 2\Theta\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} - 4\mu\tau^4(\sin\alpha\varphi + \sin\beta\psi) =$$

$$= -4\tau^6\left(\varphi\frac{\partial\Theta}{\partial x} + \psi\frac{\partial\Theta}{\partial y} + \sigma\frac{\partial\Theta}{\partial\zeta}\right),$$

$$\frac{\partial^2\omega}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\omega}{\partial\zeta} - 4\omega - 2\tau\frac{\partial\omega}{\partial\tau} + 4\varepsilon\tau^4(\sin\alpha\varphi + \sin\beta\psi) =$$

$$= -4\tau^6\left(\varphi\frac{\partial\omega}{\partial x} + \psi\frac{\partial\omega}{\partial y} + \sigma\frac{\partial\omega}{\partial\zeta}\right),$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{\partial\psi}{\partial y} + \frac{\partial\sigma}{\partial\zeta} = 0,$$

$$\frac{\partial^2\Theta^*}{\partial\zeta^{*2}} + 2\zeta^*\frac{\partial\Theta^*}{\partial\zeta^*} - 4\Theta^* - 2\tau\frac{\partial\Theta^*}{\partial\tau} = 0, \quad (\zeta^* < 0).$$

На основании полученных уравнений (7) можно заключить, что весьма удобно отыскивать решение в виде рядов по восходящим сте-

---

(x) После отыскания ϑ возмущение давления p можно вычислить путем квадратуры. В дальнейшем уравнение для p не рассматривается.

пеням τ. Действительно, при этом нелинейные члены, стоящие в правых частях уравнений, не скажутся на первых шести членах разложения, которые, следовательно, определяются из линейных уравнений. Кроме того, коэффициенты такого ряда последовательно определяются друг за другом.

Итак, зададим функцию $r(\tau)$ в виде

$$r(\tau) = \frac{\bar{\lambda}}{2\nu^{1/2}} \sum_{n=0}^{\infty} r_n \tau^{n+1}, \tag{8}$$

и, соответственно, будем искать решение в форме

$$\Theta(x, y, \zeta, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \Theta_n(x, y, \zeta)\tau^n, \quad \omega(x, y, \zeta, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \omega_n(x, y, \zeta)\tau^n,$$

$$\Theta^*(x, y, \zeta, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \Theta_n^*(x, y, \zeta^*)\tau_n, \quad \varphi(x, y, \zeta, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \varphi_n(x, y, \zeta)\tau^n, \tag{9}$$

$$\psi(x, y, \zeta, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(x, y, \zeta)\tau_n, \quad \sigma(x, y, \zeta, \tau) = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n(x, y, \zeta)\tau^n.$$

Тогда граничными условиями для Θ_n, ω_n, Θ_n^*, φ_n, ψ_n, σ_n будут при $\zeta = 0$ $\varphi_n = \psi_n = \sigma_n = 0$; $\Theta_n = \Theta_n^*$; $\omega_n = b \cdot s \cdot \Theta_n$.

$$\frac{\lambda^*}{\lambda}\sqrt{\frac{\nu}{\nu^*}}\frac{\partial\Theta_n^*}{\partial\zeta^*} - \left(\frac{\partial\Theta_n}{\partial\zeta} + \frac{L}{c_p}\frac{\partial\omega_n}{\partial\zeta}\right) + \frac{2\nu^{1/2}}{\lambda}\bar{a}\,\Theta_{n-1} = (1-\Gamma)r_n. \tag{10}$$

Подставляя ряды (9) в систему (7) и приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях τ, мы получим бесконечную систему дифференциальных уравнений с бесконечным числом неизвестных:

$$\frac{\partial^2\varphi_n}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\varphi_n}{\partial\zeta} - 2(n+4)\varphi_n = 8\lambda\nu^{1/2}\cos\beta\frac{\partial}{\partial x}\left(\cos\alpha\int_{\infty}^{\zeta}\Theta_{n-1}\,d\zeta\right) -$$
$$- 4\lambda\sin\alpha\Theta_n - 8\omega\sin\varphi\psi_{n-2} + 4\sum_{k=0}^{n-6}\left(\varphi_k\frac{\partial\varphi_{n-6-k}}{\partial x} + \psi_k\frac{\partial\varphi_{n-6-k}}{\partial y} + \right.$$
$$\left. + \sigma_k\frac{\partial\varphi_{n-6-k}}{\partial\zeta}\right), \tag{11}$$

$$\frac{\partial^2\psi_n}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\psi_n}{\partial\zeta} - 2(n+4)\psi_n = 8\lambda\nu^{1/2}\cos\alpha\frac{\partial}{\partial y}\left(\cos\beta\int_{\infty}^{\zeta}\Theta_{n-1}d\zeta\right) -$$

$$-4\lambda \sin\beta\Theta_n + 8\omega \sin\varphi\varphi_{n-2} + 4\sum_{k=0}^{n-6}\left(\varphi_k \frac{\partial\psi_{n-6-k}}{\partial x} + \psi_k \frac{\partial\psi_{n-6-k}}{\partial y} + \right.$$

$$\left. + \sigma_k \frac{\partial\psi_{n-6-k}}{\partial\zeta}\right), \tag{12}$$

$$\frac{\partial^2\Theta_n}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\Theta_n}{\partial\zeta} - 2(n+2)\Theta_n = 4\mu(\sin\alpha\varphi_{n-4} + \sin\beta\psi_{n-4}) +$$

$$+ 4\sum_{k=0}^{n-6}\left(\varphi_k \frac{\partial\Theta_{n-6-k}}{\partial x} + \psi_k \frac{\partial\Theta_{n-6-k}}{\partial y} + \sigma_k \frac{\partial\Theta_{n-6-k}}{\partial\zeta}\right), \tag{13}$$

$$\frac{\partial^2\omega_n}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial\omega_n}{\partial\zeta} - 2(n+2)\omega_n = 4\varepsilon(\sin\alpha\varphi_{n-4} + \sin\beta\psi_{n-4}) +$$

$$+ 4\sum_{k=0}^{n-6}\left(\varphi_k \frac{\partial\omega_{n-6-k}}{\partial x} + \psi_k \frac{\partial\omega_{n-6-k}}{\partial y} + \sigma_k \frac{\partial\omega_{n-6-k}}{\partial\zeta}\right), \tag{14}$$

$$\frac{\partial\sigma_n}{\partial\zeta} = -\left(\frac{\partial\varphi_n}{\partial x} + \frac{\partial\psi_n}{\partial y}\right), \tag{15}$$

$$\frac{\partial^2\Theta_n^*}{\partial\zeta^{*2}} + 2\zeta^*\frac{\partial\Theta_n^*}{\partial\zeta^*} - 2(n+2)\Theta_n^* = 0, \quad (\zeta^* < 0). \tag{16}$$

Для всех n из (16) найдется Θ_n^*; аналогично этому для $n < 4$ из (13) и (14) найдутся Θ_n и ω_n, затем по значениям Θ_n из (11) и (12) найдутся φ_n и ψ_n, из (15) — σ_n.

Далее, пользуясь этими решениями, легко найдем неизвестные последующих номеров. Начиная с $n \geqslant 6$, появляются нелинейные члены, как произведения уже найденных ранее линейных членов в виде известной правой части уравнений.

Таким образом, решение системы (11)—(16) с краевыми условиями (10) мы начнем с уравнения

$$\frac{\partial^2 Z_n}{\partial\zeta^2} + 2\zeta\frac{\partial Z_n}{\partial\zeta} - 2(n+2j)Z_n = 0 \quad (j = 1,2).$$

Общее решение [3] этого уравнения можно записать в виде

$$Z_n(x, y, \zeta) = c_1 L_{n+2j}(\zeta) + c_2 P_{n+2j}(\zeta), \tag{17}$$

где c_1 и c_2 — постоянные интегрирования, зависящие от x и y. Функции $L_n(\zeta)$ введены в работе [4] и имеют вид:

$$L_n(\zeta) = \frac{A_n}{n!}\int_{\infty}^{\zeta}(\zeta - t)^n \exp(-t^2)\,dt, \tag{18}$$

$$\left(A_n = 2nA_{n-2}, \quad A_0 = -\frac{2}{\sqrt{\pi}}; \quad A_1 = 2\right).$$

$P_n(\varsigma)$ — полиномы связаны с полиномами Чебышева-Эрмита следующим образом:

$$P_n(\varsigma) = \frac{H_n(i\varsigma)}{i^n 2^n n!}. \tag{19}$$

Используя решение (17) в последующих номерах, для тех же функций φ_n, ψ_n, Θ_n и ω_n будем иметь неоднородное уравнение следующего вида:

$$\frac{\partial Z^2{}_n}{\partial \varsigma^2} + 2\varsigma \frac{\partial Z_n}{\partial \varsigma} - 2(n+2j) Z_n = \sum_{i=0}^{m} \alpha_i(x, y) L_i(\varsigma) +$$

$$+ F_{n-6}^{(z_n)}(x, y, \varsigma), \tag{20}$$

где $F_{n-6}^{(z_n)}$ — известные функции.

Если обозначить через $f_n(x, y,)$ температуру подстилающей поверхности, то решение уравнения (20) при краевых условиях:

$$Z_n = f_n(x, y,) \text{ при } \varsigma = 0;$$

$$Z_n = 0 \qquad \text{при } \varsigma = +\infty.$$

будет иметь вид:

$$Z_n(x, y, \varsigma) = f_n(x, y) L_{n+2j}(\zeta) + \sum_{i=0}^{m} \frac{\alpha_i(x, y)}{2(i-n-2j)} [L_i(\zeta) - L_{n+2j}(\zeta)] +$$

$$+ \frac{A_{n+2j-1}}{A_{n+2j}} 2^{n+2j} \left(\frac{n+2j}{2}\right)! \left[P_{n+2}(\varsigma) \int_{\varsigma}^{\infty} e^{\varsigma^2} L_{n+2j}(\varsigma) F_{n-6}^{(z_n)}(x, y, \varsigma)\, d\varsigma + \right.$$

$$\left. + L_{n+2j}(\varsigma) \int_0^{\varsigma} e^{\varsigma^2} P_{n+2j}(\varsigma) F_{n-6}^{(z_n)}(x, y, \varsigma)\, d\varsigma \right] - \frac{A_{n+2j-1}}{A_{n+2j}} L_{n+2j}(\varsigma) \times$$

$$\times \int_0^{\infty} e^{\varsigma^2} L_{n+2j}(\varsigma) F_{n-6}^{(z_n)}(x, y, \varsigma)\, d\varsigma, \tag{21}$$

(при четном n).

$$Z_n(x, y, \varsigma) = f_n(x, y) L_{n+2j}(\varsigma) + \sum_{i=0}^{m} \frac{\alpha_i(x, y)}{2(i-n-2j)} [L_i(\varsigma) - L_{n+2j}(\varsigma)] -$$

$$- 2^{n+2j-1} \left(\frac{n+2j-1}{2}\right)! \left[P_{n+2j}(\varsigma) \int_{\varsigma}^{\infty} e^{\varsigma^2} L_{n+2j}(\varsigma) F_{n-6}^{(z_n)}(x, y, \varsigma)\, d\varsigma + \right.$$

$$\left. + L_{n+2j}(\varsigma) \int_0^{\varsigma} e^{\varsigma^2} P_{n+2j}(\varsigma) F_{n-6}^{(z_n)}(x, y, \varsigma)\, d\varsigma \right]. \tag{22}$$

(при нечетном n)

Причем для φ_n и ψ_n имеем $f_n(x, y) = 0$, для Θ_n имеем $f_n(x, y) = \Theta_n(x, y, 0)$, а для $\omega_n - f_n(x, y) = \bar{b}s\Theta_n(x, y, 0)$.

Заметим, что $F_{n-6}^{(z_n)}(x, y, \zeta) \equiv 0$ для всех $n < 6$ и только начиная с $n = 6$ появляются $F_{n-6}^{(z_n)}$ — как известные функции.

Пользуясь решением для φ_n и ψ_n и краевым условием (10), находим из (15):

$$\sigma_n(x, y, \zeta) = -\left(\frac{\partial}{\partial x}\int_0^\zeta \varphi_n d\zeta + \frac{\partial}{\partial y}\int_0^\zeta \psi_n d\zeta\right). \tag{23}$$

Остается теперь определить $f_n(x, y)$, $\alpha_i(x, y)$ и $F_{n-6}^{(z_n)}(x, y, \zeta)$ для всех случаев, тогда задача решается до конца. Для этого необходимо определить распределение температуры по поверхности почвы.

Например, исключая с помощью уравнения теплого баланса (10) из решения (22) неизвестную температуру подстилающей поверхности, получим:

$$f_n(x, y) = \frac{A_{n+1}}{\Lambda(x, y),\ A_{n+2}}\Bigg\{(1-\Gamma)\,r_n - \frac{2\nu^{1/2}}{\bar{\lambda}}\bar{a}\,f_{n-1}(x, y) +$$

$$+\sum_{i=0}^{m}\frac{1}{2(i-n-2)}\left(\frac{A_{n+2}}{A_{n+1}} - \frac{A_i}{A_{i-1}}\right)\left[\alpha_i'(x, y) + \frac{L}{c_p}\alpha_i''(x, y)\right] + \tag{24}$$

$$+\int_0^\infty e^{\zeta^2}L_{n+2}(\zeta)\left[F_{n-6}^{'(z_n)}(x, y, \zeta) + \frac{L}{c_p}F_{n-6}^{''(z_n)}(x, y, \zeta)\right]d\zeta\Bigg\}$$ (при нечетном n), где

$$\Lambda(x, y) = \frac{\lambda^*(x, y)}{\bar{\lambda}}\sqrt{\frac{\nu}{\nu^*(x, y)}} - \left(1 + \frac{L}{c_p}\bar{b}s(x, y)\right);$$

$F_{n-6}^{'(z_n)}$, α_i' и $F_{n-6}^{''(z_n)}$, α_i'' (x) — $F_{n-6}^{(z_n)}$, α_i для Θ_n и ω_n, соответственно.

Таким образом, формулы (21)—(24) дают полное решение поставленной задачи.

Мы надеемся отдельно дать результаты расчета примеров и сравнить эти результаты с наблюдениями (в особенности с наблюдениями над осадками).

В заключение искренне благодарю члена-корреспондента АН СССР И. А. Кибеля, под руководством которого выполнена настоящая работа.

Институт прикладной геофизики
Академии наук СССР

(x) Заметим, что в $F_{n-6}^{'(z_n)}$, α_i' и $F_{n-6}^{''(z_n)}$, α_i'' входят $f_{n-4}(x, y)$, $f_{n-6}(x, y)$, ... и т. д.

Խ. Ն. ՋԵՅԹՈՒՆՅԱՆ

Փոքր մասշտաբի կոնվեկցիայի տեսության մասին

Ներկա աշխատանքում լուծվում է փոքր մասշտաբի ազատ ջերմային կոնվեկցիայի ոչ գծային, տարածական և ոչ ստացիոնար խնդիրը ոչ հարթ տեղի վրա: Հաշվի է առնըված կորիոլիսի ուժի ազդեցությունը, ընդորում ջերմաստիճանի և արագությունների դաշտերի հետ միասին գտնվում է և խոնավության դաշտը, քանի որ ազատ կոնվեկցիան ներկայացնում է մեծ հետաքրքրություն ջերմաստիճանի և հատկապես խոնավության փոփոխությունների դեպքում:

Պարզեցնելով մթնոլորտի թերմոհիդրոդինամիկայի ընդհանուր հավասարումների սիստեմը սահմանային շերտի և կոնվեկցիայի տեսությունների հիման վրա, ստանում ենք (1) հավասարումների սիստեմը (2)—(4) եզրային և նախնական պայմաններով: (5)—(6) ձևափոխություններից հետո այդ սիստեմը բերվում է (7) տեսքին: Ելնելով (8)-ի տեսքից, լուծումը որոնվում է (9)-ը տեսքով: Վերջնական ձևով ստացվում է (11)—(16) հավասարումների սիստեմը (10) պայմաններով: Այս սիստեմի լուծումը բերվում է ոչ համասեռ, երկրորդ կարգի սովորական դիֆերենցիալ հավասարման լուծմանը:

(21)—(24) բանաձևերը տալիս են խնդրի լուծումը:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Н. Е. Кочин, И. А. Кибель* и *Н. В. Розе*, Теоретическая гидромеханика, т. I, ГИТТЛ, стр. 545, 1955. [2] *И. А. Кибель*, Введение в гидродинамические методы краткосрочного прогноза погоды, ГИТТЛ, М., 1957. [3] *А. М. Мхитарян*. Изв. АН АрмССР (сер. физ.-мат. н.), 1 (1955). [4] *Л. Н. Гутман*, Инж. сб., т. 15 (1953).