

ПРИКЛАДНАЯ МЕТЕОРОЛОГИЯ

А. М. МХИТАРЯН

О БРИЗАХ В БАССЕЙНЕ ОЗЕРА СЕВАН И НЕКОТОРЫЕ
 РЕЗУЛЬТАТЫ ИХ РАСЧЕТА ПО ФАКТИЧЕСКОМУ
 РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ
 ПОВЕРХНОСТИ

Сообщение 1

Первые исследователи гидрометеорологического режима озера Севан бризам уделяли мало внимания, считая, что бризовая циркуляция здесь слабо развита. (см. например [11], [19] и др.). Экспедицией Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова, результаты работы которой обобщены в [21], этому вопросу было уделено больше внимания. После организации серийных наблюдений с береговых мостков на многих пунктах, а также во время работы экспедиции Института водных проблем АН Армянской ССР этот вопрос изучался дополнительно [18]. Проблема изучения ветрового режима водоемов и озер имеет не только познавательное, но и прикладное значение. Это вытекает не только из необходимости разработать методы учета локальных атмосферных процессов в прогнозе погоды и отдельных ее явлений, отмеченной И. А. Кибелем [12, 13]. Изучение местных ветров связано с решением и других прикладных задач [8], в том числе и с задачей об определении испарения с поверхности водоемов и озер [18, 19, 21] и др.

В последнее время выдвигается проблема сокращения потерь воды на испарение с поверхности водоемов и озер путем применения мономолекулярных пленок [11а, 15]. На эффективность действия мономолекулярных слоев известное влияние оказывает ветровой режим над водоемом. Это особенно важно для горных водоемов, имеющих сложный ветровой режим, вследствие того, что на общий ветровой фон, определяемый общециркуляционными процессами большого масштаба, накладываются локальные ветры — бризовые, горно-долинные, фьоновые. Последние будут играть решающую роль при выборе практических методов покрытия поверхности озера пленкой, способов ее подачи, а также при определении нормы вещества, частоты его пуска и т. д. При такой постановке вопроса оперировать средними значениями скорости ветра за большие промежутки времени, как это делается при водно-балансовых расчетах, уже нельзя. В этом случае расчеты следует проводить для сравнительно коротких промежутков времени, с большей

точностью, учитывая также направление скорости ветра. С этой точки зрения изучение бризовой циркуляции вообще, и в бассейне озера Севан в частности, имеет существенное практическое значение.

В статье рассматривается лишь бризовая циркуляция, возникающая, как известно, вследствие температурной неоднородности подстилающей поверхности и имеющая суточный ход. Действие других местных ветров пока не учитывается. При этих предположениях получается сравнительно простая теоретическая модель в рамках линейной теории. В следующем сообщении будут рассматриваться конкретные примеры и будет дан анализ по полученным результатам.

Изучению бризов посвящено большое количество работ. В связи с ограниченными возможностями статьи укажем лишь на работы А. И. Воейкова [7], теоретические—[2, 8—10, 13, 16, 17, 20—28], экспериментальные—[4, 6, 14]. Ряд вопросов освещен в [1, 3, 17] и др. В работах [8, 9] Л. Н. Гутману удалось решить задачу до конца и получить ряд выводов, хорошо согласующихся с наблюдениями. В данной работе принимается известное распределение температуры и влажности по подстилающей поверхности, которое либо берется из фактических наблюдений, либо может быть определено из условия баланса.

§ 1. Вывод уравнений задачи

Исходя из общих уравнений гидротермодинамики с учетом влажности и полагая коэффициент турбулентного перемешивания одинаковым для переноса количества движения, тепла и влаги, запишем систему уравнений в виде

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right) + k_1 \Delta u + fv, \quad (1.1)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right) + k_1 \Delta v - uv, \quad (1.2)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial w}{\partial z} \right) + k_1 \Delta w - g, \quad (1.3)$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + k_1 \Delta T + F, \quad (1.5)$$

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial q}{\partial z} \right) + k_1 \Delta q - f, \quad (1.6)$$

$$p = \rho RT. \quad (1.7)$$

Уравнения (1.1)—(1.7) служат для определения семи неизвестных функций: u , v , w — трех компонентов скорости ветра, а также ρ , T , q — давления, плотности, температуры и влажности воздуха, со-

ответственно. Здесь начало координат расположено на уресе воды, причем z направлено вертикально вверх, x — по нормали к берегу от суши к воде, y — по касательной к береговой линии. Остальные обозначения следующие: t — время, R — газовая постоянная, g — ускорение силы тяжести, k и k_1 — коэффициенты турбулентного перемешивания по вертикали и горизонтали; $l = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса, причем ω — угловая скорость вращения земли вокруг своей оси, φ — широта местности; F — приток тепла; f — приток влаги; Δ — плоский оператор Лапласа.

Положим

$$\begin{aligned} p &= P(z) + p'(x, y, z, t), \\ T &= \bar{T}(z) + \vartheta(x, y, z, t), \\ \varphi &= \gamma_1(z) + \varphi'(x, y, z, t), \\ q &= Q(z) + q'(x, y, z, t). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Стандартные величины, зависящие лишь от z , соответствуют покоящейся атмосфере и сами они также удовлетворяют системе (1.1) — (1.7).

Тогда система (1.1) — (1.7) для бризовых отклонений в предположении их малости по сравнению со стандартными и при использовании уравнения состояния (1.7) примет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -RT \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right) - k_1 \Delta u + l v, \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -RT \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right) + k_1 \Delta v - l u, \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -RT \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial w}{\partial z} \right) + k_1 \Delta w + \lambda \vartheta, \quad (1.11)$$

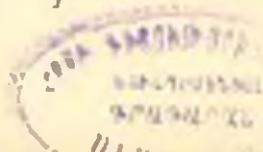
$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = -w, \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + u \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + v \frac{\partial \vartheta}{\partial y} + w \frac{\partial \vartheta}{\partial z} + \mu \vartheta = -\frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right) + k_1 \Delta \vartheta, \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} + w \frac{\partial q}{\partial z} + \nu_1 q = -\frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial q}{\partial z} \right) + k_1 \Delta q. \quad (1.14)$$

Здесь штрих и черточки над буквами для простоты записи отброшены. Кроме того, обозначено

$$\rho = \frac{p'}{p}, \quad \lambda = \frac{g}{T} \vartheta = \gamma_1 - \gamma \text{ при } q < q_{\text{ог}}$$



$$\mu = \gamma_w - \gamma \text{ при } q = q_m; \quad \varepsilon = \frac{1}{\gamma_1} \frac{d\gamma_1}{dz} = \frac{g - \gamma R}{TR}; \quad (1.15)$$

$$\mu_1 = \gamma_q - \gamma_q.$$

В этих выражениях q_m — влажность насыщения, γ , γ_a , γ_w — вертикальные градиенты температуры в покоящейся, сухой и влажноадиабатической атмосфере.

Уравнения (1.9)—(1.11) и (1.13)—(1.14) нелинейные и решение их связано с большими математическими трудностями, преодоление которых возможно лишь с помощью вычислительных машин.

С другой стороны, оценка членов в уравнениях системы показывает, что без больших погрешностей можно отбросить правую часть в (1.12), хотя сохранение этого члена не связано с какими-либо затруднениями. В первом приближении можно также не учитывать горизонтальное перемешивание (члены с k_1). Анализ показывает, что ускорение Корнолиса целесообразно сохранить, причем оно имеет порядок инерционных членов, если считать, что характерное время явления порядка 4—6 часов. Желая получить простые и легко поддающиеся анализу результаты, можно с известной осторожностью линеаризовать нашу систему, памятуя при этом, что отбрасывание нелинейных инерционных членов не должно привести к качественно худшим результатам, учет этих членов улучшит решение лишь в деталях. Несколько лучше было бы сохранить последние члены левых частей двух последних уравнений и горизонтальное перемешивание в уравнении притока тепла (1.13).

С учетом сказанного и с целью получения возможно полной картины развития бриза во времени и в пространстве, возьмем систему уравнений в следующем упрощенном виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -R T \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right) + l v, \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -R T \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right) - l u, \quad (1.17)$$

$$-R T \frac{\partial p}{\partial z} + \lambda \theta = 0, \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right), \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial q}{\partial z} \right). \quad (1.21)$$

Сформулируем краевые условия.

При $z = z_0$ или $z = 0$ $u = v = w = 0$, $\theta = \theta_0(x, y, t)$, $q = q_0(x, y, t)$. (1.22)

При $z \rightarrow \infty$ $u = v = p = \vartheta = q = 0$.

Здесь z_0 — параметр шероховатости.

Начальных условий ставить не будем, так как ищется периодическое решение.

§ 2. Решение задачи при отсутствии кориолисовой силы и постоянном коэффициенте турбулентного перемешивания

Система уравнений (1.16)–(1.21) в этом случае еще более упрощается и принимает вид

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} ; \quad \frac{\partial q}{\partial t} = k \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} , \quad (2.1)$$

$$0 = -RT \frac{\partial p}{\partial z} + i \vartheta , \quad (2.2)$$

$$k \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{\partial V}{\partial t} = RT \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) p , \quad (2.3)$$

$$w = - \int_0^z \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz . \quad (2.4)$$

Здесь $V = u + iv$. Граничные условия имеют вид (1.22). Предположим теперь, что функции $\vartheta_0(x, y, t)$ и $q_0(x, y, t)$ известны и представлены в виде следующих рядов

$$\vartheta_0(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} [T_n(x, y) \cos n\omega t + T'_n(x, y) \sin n\omega t] , \quad (2.5)$$

$$q_0(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} [q_n(x, y) \cos n\omega t + q'_n(x, y) \sin n\omega t] . \quad (2.6)$$

Если обозначить

$$\varepsilon_n^2 = \frac{n\omega}{2k} , \quad (2.7)$$

то решения уравнений (2.1), при граничных условиях (1.22), с учетом (2.5), (2.6) можно представить в виде

$$\vartheta = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\varepsilon_n z} [T_n \cos(n\omega t - \varepsilon_n z) + T'_n \sin(n\omega t - \varepsilon_n z)] ,$$

$$q = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\varepsilon_n z} [q_n \cos(n\omega t - \varepsilon_n z) + q'_n \sin(n\omega t - \varepsilon_n z)] . \quad (2.8)$$

Подставляя теперь ϑ из (2.8) в (2.2), найдем

$$p = - \frac{i}{2RT} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\varepsilon_n z}}{\varepsilon_n} [(T_n - T'_n) \cos(n\omega t - \varepsilon_n z) + (T_n + T'_n) \sin(n\omega t - \varepsilon_n z)] . \quad (2.9)$$

Подстановка (2.9) в правую часть (2.3) дает

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{1}{k} \frac{\partial V}{\partial z} = - \frac{\lambda}{2k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n} [M_n \cos(n\omega t - \alpha_n z) + M'_n \sin(n\omega t - \alpha_n z)]. \quad (2.10)$$

$$M_n = \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) (T_n - T'_n), \quad M'_n = \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) (T_n + T'_n). \quad (2.11)$$

Ищем решение уравнения (2.10) в виде

$$V = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\alpha_n z} [u_n(x, y, z) \cos(n\omega t - \alpha_n z) + v_n(x, y, z) \sin(n\omega t - \alpha_n z)]. \quad (2.12)$$

Подстановка (2.12) в (2.10) приводит к следующей системе из двух уравнений для определения двух неизвестных комплексных функций u_n и v_n :

$$\frac{\partial^2 u_n}{\partial z^2} - 2\alpha_n \frac{\partial u_n}{\partial z} - 2\alpha_n \frac{\partial u_n}{\partial z} = - \frac{\lambda M_n}{2\alpha_n k}. \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial^2 v_n}{\partial z^2} - 2\alpha_n \frac{\partial v_n}{\partial z} + 2\alpha_n \frac{\partial v_n}{\partial z} = - \frac{\lambda M'_n}{2\alpha_n k}.$$

Исключая поочередно из этих уравнений u_n и v_n , получим

$$L(u_n) = L_n, \quad L(v_n) = L'_n \quad (2.14)$$

причем оператор L имеет следующий смысл

$$L(\Phi) = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - 4\alpha_n^2 \frac{\partial \Phi}{\partial z} + 8\alpha_n^2 \Phi. \quad (2.15)$$

$$L_n = \frac{\lambda}{k} (M_n - M'_n) = - \frac{2\lambda}{k} \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) T'_n. \quad (2.16)$$

$$L'_n = \frac{\lambda}{k} (M_n + M'_n) = \frac{2\lambda}{k} \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) T_n. \quad (2.16)$$

Уравнения (2.14) неоднородные третьего порядка, с постоянными коэффициентами. Решая их обычными методами, используя систему (2.13) для определения двух постоянных и краевые условия (1.22) — для определения четырех остальных, получим

$$u_n = \frac{z L_n}{8\alpha_n^3}, \quad v_n = \frac{z L'_n}{8\alpha_n^3}. \quad (2.17)$$

Подставляя это в (2.12), используя затем (2.16) и отделяя действительные и мнимые части, получим окончательно

$$u = - \frac{\lambda z}{4k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n^3} \left| \frac{\partial T'_n}{\partial x} \cos(n\omega t - \alpha_n z) - \frac{\partial T_n}{\partial x} \sin(n\omega t - \alpha_n z) \right|,$$

$$v = -\frac{\lambda z}{4k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n^2} \left[\frac{\partial T_n}{\partial y} \cos(n\omega t - \alpha_n z) - \frac{\partial T_n}{\partial y} \sin(n\omega t - \alpha_n z) \right]. \quad (2.18)$$

Подстановка этого решения в (2.4) дает следующее выражение для вертикальной скорости

$$\bar{w} = \frac{\lambda}{8k\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} (\Delta T_n \cos n\omega t + \Delta T_n^* \sin n\omega t) -$$

$$-\frac{\lambda}{8k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n^2} \left\{ [\alpha_n z \Delta(T_n + T_n^*) + \Delta T_n] \cos \alpha_n z + [\alpha_n z \Delta(T_n - T_n^*) + \Delta T_n] \sin \alpha_n z \right\}. \quad (2.19)$$

$$\alpha_n = n\omega t - \alpha_n z. \quad (2.20)$$

Уравнения (2.8), (2.9), (2.18) и (2.19) позволяют решить поставленную задачу.

§ 3. Решение задачи с учетом кориолисовой силы при постоянном коэффициенте турбулентного перемешивания

Система уравнений (1.16)–(1.21) в этом случае примет вид

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{1}{k} \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{l}{k} V = \frac{RT}{k} \left(\frac{\partial}{\partial x} + l \frac{\partial}{\partial y} \right) p. \quad (3.1)$$

Остальные четыре уравнения совпадают с (2.1), (2.2) и (2.4). Тогда решения для ϑ , q и p даются формулами (2.8) и (2.9). Если подставить сюда p из (2.9), ввести обозначения (2.11) и (2.20), то будем иметь

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{1}{k} \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{l}{k} V = -\frac{\lambda}{2k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n} [M_n \cos \alpha_n + M_n^* \sin \alpha_n]. \quad (3.2)$$

При $l=0$ это уравнение совпадает с (2.10).

Частное решение неоднородного уравнения (3.2) имеет вид

$$V_{\text{ч.р.}} = -\frac{l\lambda}{2k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n} (M_n \cos \alpha_n + M_n^* \sin \alpha_n). \quad (3.3)$$

Если теперь решение однородного уравнения искать в виде

$$V = \sum_{n=1}^{\infty} [u_n(x, y, z) \cos n\omega t + v_n(x, y, z) \sin n\omega t], \quad (3.4)$$

то для неизвестных комплексных функций u_n и v_n получим следующую простую систему

$$\frac{\partial^2 u_n}{\partial z^2} - \frac{i l}{k} u_n - \frac{n \omega}{k} v_n = 0, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial^2 v_n}{\partial z^2} - \frac{i l}{k} v_n + \frac{n \omega}{k} u_n = 0.$$

Исключая поочередно u_n и v_n из (3.5), получим

$$L(\Phi) = \frac{\partial^4 \Phi}{\partial z^4} - \frac{2il}{k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{n^2 \omega^2 - l^2}{k^2} \Phi = 0, \quad (3.6)$$

Оператору L удовлетворяют обе функции u_n и v_n .

Введем обозначения

$$a_n^2 = \frac{n\omega + l}{2k}, \quad b_n^2 = \left| \frac{n\omega - l}{2k} \right|. \quad (3.7)$$

Используя (3.5), получим следующее ограниченное на бесконечности решение.

$$\begin{aligned} u_n &= -i c_{1,n} e^{-a_n(1+i)z} + i c_{2,n} e^{-b_n(1-i)z}, \\ v_n &= c_{1,n} e^{-a_n(1+i)z} + c_{2,n} e^{-b_n(1-i)z}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Заметим, что верхний знак в выражении $b_n(1 \mp iz)$ соответствует случаю $n\omega > l$; нижний — $n\omega < l$. Под корнем в (3.7) для b_n всегда берется абсолютное значение.

Подставляя (3.8) в (3.4) и складывая полученное таким образом общее ограниченное решение однородного уравнения с частным решением (3.5) неоднородного уравнения, получим общее решение уравнения (3.2). Используя граничное условие на земле ($V=0$ при $z=0$), отделяя действительную и мнимую части и введя обозначения

$$\begin{aligned} K_{nx} &= \frac{\partial}{\partial x} (T_n - T_n^i); \quad K_{nx}^i = \frac{\partial}{\partial x} (T_n + T_n^i); \\ K_{ny} &= \frac{\partial}{\partial y} (T_n - T_n^i); \quad K_{ny}^i = \frac{\partial}{\partial y} (T_n + T_n^i), \end{aligned} \quad (3.9)$$

получим окончательно

$$\begin{aligned} u &= \frac{\lambda}{2l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-a_n z}}{a_n} [K_{ny} \cos(n\omega t - a_n z) + K_{nx}^i \sin(n\omega t - a_n z)] + \\ &+ \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-a_n z}}{a_n} [(K_{ny}^i - K_{ny}) \cos(n\omega t - a_n z) - (K_{nx} + K_{ny}^i) \sin(n\omega t - \\ &\quad - a_n z)] - \\ &- \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-b_n z}}{b_n} [(K_{nx}^i + K_{ny}) \cos(n\omega t - b_n z) - (K_{nx} - K_{ny}^i) \sin(n\omega t - b_n z)]. \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned}
 v = & \frac{\lambda}{2l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n z}}{\lambda_n} [K_{n,1}^i \cos(n\omega t - a_n z) \mp K_{n,1}^i \sin(n\omega t - a_n z)] + \\
 & \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n z}}{\lambda_n} [(K_{n,x}^i \mp K_{n,y}^i) \cos(n\omega t - a_n z) + (K_{n,x}^i - K_{n,y}^i) \sin(n\omega t - \\
 & \quad - a_n z)] + \\
 & \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-b_n z}}{\lambda_n} [(K_{n,x}^i - K_{n,y}^i) \cos(n\omega t \mp b_n z) + (K_{n,x}^i + K_{n,y}^i) \sin(n\omega t \mp b_n z)].
 \end{aligned}
 \tag{3.11}$$

Здесь, как и выше, в скобках последних членов верхний знак берется при $n\omega > l$, и нижний — при $n\omega < l$.

Нетрудно заметить, что при $l = 0$ $a_n = b_n = \lambda_n$ и решения (3.10), (3.11) приводят к неопределенности. Раскрывая неопределенность, получим выражения, в точности совпадающие с (2.18).

Подставляя полученное решение в (2.4), находим:

$$\begin{aligned}
 w = & -\frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{a_n \lambda_n} (\Delta T_n \cos n\omega t + \Delta T_n \sin n\omega t) + \\
 & + \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-a_n z}}{a_n \lambda_n} [\Delta T_n \cos(n\omega t - a_n z) \mp \Delta T_n \sin(n\omega t - a_n z)] + \\
 & + \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{b_n \lambda_n} \left(\begin{array}{l} \Delta T_n \cos n\omega t + \Delta T_n \sin n\omega t \\ \Delta T_n \quad \quad \quad - \Delta T_n \end{array} \right) - \\
 & - \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-b_n z}}{b_n \lambda_n} \left[\begin{array}{l} \Delta T_n \cos(n\omega t - b_n z) + \Delta T_n \sin(n\omega t - b_n z) \\ \Delta T_n \quad \quad \quad \quad \quad \quad - \Delta T_n \end{array} \right]
 \end{aligned}
 \tag{3.12}$$

Здесь также верхние знаки и Лапласианы от T_n и T_n берутся при $n\omega > l$, нижние — при $n\omega < l$.

Таким образом решение задачи в рассматриваемом случае получаются на основании выражений (2.8), (2.9), (3.10), (3.11) и (3.12).

§ 4. Решение задачи при отсутствии кориолисовой силы и переменном коэффициенте турбулентного перемешивания

Система уравнений (1.16)—(1.21) остается без изменения, надо лишь принять $l = 0$.

Для коэффициента турбулентности воспользуемся моделью с изломом

$$\begin{aligned}
 k &= k_0 z, \quad z < h, \\
 k &= k_0 h, \quad z > h.
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

Выпишем систему уравнений для первого слоя ($z_0 \leq z \leq h$), снабдив соответствующие величины индексами 1.

$$\frac{\partial \vartheta_1}{\partial t} = k_0 \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial \vartheta_1}{\partial z} \right), \quad \frac{\partial q_1}{\partial t} = k_0 \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial q_1}{\partial z} \right), \quad (4.2)$$

$$0 = -Rl \frac{\partial p_1}{\partial z} + \lambda \vartheta_1, \quad (4.3)$$

$$k_0 \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial V_1}{\partial z} \right) - \frac{\partial V_1}{\partial t} = RT \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) p_1, \quad (4.4)$$

$$\varpi_1 = - \int_{z_0}^z \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} \right) dz. \quad (4.5)$$

Система уравнений для второго слоя ($z > h$) имеет вид (соответствующие величины снабжены индексом 2)

$$\frac{\partial \vartheta_2}{\partial t} = k_0 h \frac{\partial^2 \vartheta_2}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial q_2}{\partial t} = k_0 h \frac{\partial^2 q_2}{\partial z^2}, \quad (4.2')$$

$$0 = RT \frac{\partial p_2}{\partial z} + \lambda \vartheta_2, \quad (4.3')$$

$$k_0 h \frac{\partial^2 V_2}{\partial z^2} - \frac{\partial V_2}{\partial t} = RT \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) p_2, \quad (4.4')$$

$$\varpi_2 = - \int \left(\frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial v_2}{\partial y} \right) dz + \epsilon_0(x, y, t). \quad (4.5')$$

Граничные условия будут иметь вид:

1. При $z = z_0$ $u_1 = v_1 = \varpi_1 = 0$; $\vartheta_1 = \vartheta_0(x, y, t)$; $q_1 = q_0(x, y, t)$.
2. При $z = h$ $u_1 = u_2$, $v_1 = v_2$, $\varpi_1 = \varpi_2$, $p_1 = p_2$, $\vartheta_1 = \vartheta_2$, $q_1 = q_2$.
3. При $z = h$ совпадают первые производные по z .
4. При $z \rightarrow \infty$ $u_2 = v_2 = p_2 = \vartheta_2 = q_2 = 0$, (4.6)

причем, как и выше, ϑ_0 и q_0 имеют вид (2.5), (2.6).

Решение системы начнем с (4.2) и (4.2'). Ищем их решение в следующем виде.

$$\vartheta_1 = \sum_{n=1}^{\infty} [\vartheta_{1,n}(x, y, z) \cos n\omega t + \vartheta_{1,n}(x, y, z) \sin n\omega t],$$

$$\vartheta_2 = \sum_{n=1}^{\infty} [\vartheta_{2,n}(x, y, z) \cos n\omega t + \vartheta_{2,n}(x, y, z) \sin n\omega t]. \quad (4.7)$$

Подставляя (4.7) в (4.2'), получим

$$z \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial z^2} + \frac{\partial \Phi_n}{\partial z} + \frac{i n \omega}{k_0} \Phi_n = 0, \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial^2 \psi_n}{\partial z^2} + \frac{i n \omega}{k_0 h} \psi_n = 0.$$

$$\Phi_n = \vartheta_{1,n} + i \vartheta_{1,n}^*, \quad \psi_n = \vartheta_{2,n} + i \vartheta_{2,n}^*. \quad (4.9)$$

Граничные условия для Φ_n и ψ_n имеют вид

$$1. \text{ При } z = z_0 \quad \Phi_n = T_n ; i T_n^*,$$

$$2. \text{ При } z = h \quad \Phi_n = \psi_n,$$

$$3. \text{ При } z = h \quad \frac{\partial \Phi_n}{\partial z} = \frac{\partial \psi_n}{\partial z}, \quad (4.9')$$

$$4. \text{ При } z \rightarrow \infty \quad \psi_n = 0.$$

Уравнения (4.8) имеют следующие решения

$$\begin{aligned} \Phi_n &= c_{1,n} I_0(\beta_n \sqrt{iz}) + c_{2,n} H_0(\beta_n \sqrt{iz}), \\ \psi_n &= c_{3,n} e^{k_n(z-h)} + c_{4,n} e^{-k_n(z-h)}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\beta_n = 2 \sqrt{\frac{n\omega}{k_0}}; \quad k_n = z_n(1-i) = \sqrt{\frac{n\omega}{2k_0 h}}(1-i). \quad (4.11)$$

Здесь I_0 и H_0 функции Бесселя и Ханкеля. Условие 4 из (4.10) дает $c_{3,n} = 0$, остальные три приводят к трем уравнениям для определения постоянных интегрирования, зависящих от (x, y) .

Если ввести обозначения

$$\zeta = \beta_n \sqrt{iz}, \quad \zeta_0 = \beta_n \sqrt{iz_0}, \quad \zeta_h = \beta_n \sqrt{ih},$$

$$D_n^{-1} = I_0(\zeta_0) [H_0(\zeta_h) - i H_1(\zeta_h)] - H_0(\zeta_0) [I_0(\zeta_h) - i I_1(\zeta_h)], \quad (4.12)$$

то для $c_{1,n}$ получаются выражения

$$\begin{aligned} c_{1,n} &= D_n (T_n + i T_n^*) [H_0(\zeta_h) - i H_1(\zeta_h)], \\ c_{2,n} &= -D_n (T_n + i T_n^*) [I_0(\zeta_h) - i I_1(\zeta_h)], \\ c_{4,n} &= c_{1,n} I_0(\zeta_h) + c_{2,n} H_0(\zeta_h). \end{aligned} \quad (4.13)$$

Обратимся к уравнениям (4.3) и (4.3'). Выполняя квадратуры, получим

$$p_1 = \frac{\lambda}{RT} \int \vartheta_1 dz + \bar{c}_0(x, y, t), \quad p_2 = \frac{\lambda}{RT} \int \vartheta_2 dz. \quad (4.14)$$

Легко видеть, что граничные условия выполнены, кроме условия $p_1 = p_2$ при $z = h$, откуда и определится \bar{c}_0 .

Подставляя в (4.14) решения (4.7), воспользуясь указанным выше граничным условием на $z = h$, а также последним выражением из (4.13), получим

$$p_{1,n} + i p_{1,n}^{\cdot} = \frac{2\sqrt{iz}}{i\beta_n} \left[c_{1,n} I_1(\beta_n \sqrt{iz}) + c_{2,n} H_1(\beta_n \sqrt{iz}) \right], \quad (4.15)$$

$$c_0 = 0, \quad p_{2,n} + i p_{2,n}^{\cdot} = -\frac{c_{2,n}}{k_n} e^{-k_n(z-h)},$$

причем решение (4.14) представлено в виде

$$p_i = \frac{i}{RT} \sum_{n=1}^{\infty} (p_{i,n} \cos n\omega t + p_{i,n}^{\cdot} \sin n\omega t), \quad (i=1,2). \quad (4.16)$$

Вернемся теперь к уравнениям (4.4) и (4.4').

Так как уравнения для u_1 и v_1 , а также для u_2 и v_2 отличаются лишь правыми частями, причем вместо производной по x от p для первых входит производная по y от p , то мы рассмотрим решение лишь для u_1 и u_2 , а для v_1 и v_2 напомним по аналогии.

Выпишем эти уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial u_1}{\partial z} \right) - \frac{1}{k_0} \frac{\partial u_1}{\partial t} = \frac{i}{k_0} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\partial p_{1,n}}{\partial x} \cos n\omega t + \frac{\partial p_{1,n}^{\cdot}}{\partial x} \sin n\omega t \right), \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2} - \frac{1}{k_0 h} \frac{\partial u_2}{\partial t} = \frac{i}{k_0 h} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\partial p_{2,n}}{\partial x} \cos n\omega t + \frac{\partial p_{2,n}^{\cdot}}{\partial x} \sin n\omega t \right). \quad (4.18)$$

Если теперь искать решения уравнений (4.17) в виде

$$u_1 = \sum_{n=1}^{\infty} (u_{1,n} \cos n\omega t + u_{1,n}^{\cdot} \sin n\omega t),$$

$$u_2 = \sum_{n=1}^{\infty} (u_{2,n} \cos n\omega t + u_{2,n}^{\cdot} \sin n\omega t),$$

и обозначить

$$u_{1,n} + i u_{1,n}^{\cdot} = F_n, \quad u_{2,n} + i u_{2,n}^{\cdot} = f_n, \quad (4.19)$$

тогда из (4.17) получим следующие уравнения для определения последних функций

$$\begin{aligned} z < h & \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial F_n}{\partial z} \right) + \frac{in\omega}{k_0} F_n = \frac{i}{k_0} (p_{1,n} + i p_{1,n}^{\cdot})_x, \\ z > h & \quad \frac{\partial^2 f_n}{\partial z^2} + \frac{in\omega}{k_0 h} f_n = \frac{i}{k_0 h} (p_{2,n} + i p_{2,n}^{\cdot})_x. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Индекс x означает производную по x .

Граничные условия имеют вид

$$1. \text{ При } z = z_0 \quad F_n = 0,$$

$$2. \text{ При } z = h \quad F_n = f_n \text{ и } \frac{\partial F_n}{\partial z} = \frac{\partial f_n}{\partial z}. \quad (4.21)$$

3. При $z = \infty$ $f_n = 0$.

Уравнения (4.20) неоднородные. Соответствующие однородные уравнения совпадают с (4.8) и (4.9) и имеют решения (4.10). Если искать частные решения (4.21) в том же виде (4.10), пользуясь методом вариации постоянных, легко получить общие решения неоднородных уравнений (4.20) в виде

$$F_n = c_{5,n} I_0(\beta_n \sqrt{iz} + c_{6,n} H_0(\beta_n \sqrt{iz}) + \frac{2\pi\lambda\sqrt{i}}{k_0\beta_n} \left[\frac{\partial c_{1,n}}{\partial x} S_1(z) + \frac{\partial c_{2,n}}{\partial x} S_2(z) \right],$$

$$f_n = c_{7,n} e^{\lambda_0(z-h)} + \left[c_{8,n} + \frac{\lambda(z-h)}{2k_0\beta_n} \frac{\partial c_{1,n}}{\partial x} \right] e^{-k_n(z-h)}. \quad (4.22)$$

В предыдущем решении использовано (4.15) в правых частях уравнений (4.20) и, кроме того, обозначено

$$S_1(z) = I_0(\beta_n \sqrt{iz}) \int_h^z H_0 I_1 \sqrt{z} dz - H_0(\beta_n \sqrt{iz}) \int_h^z H_0 I_1 \sqrt{z} dz,$$

$$S_2(z) = I_0(\beta_n \sqrt{iz}) \int_z^{\infty} I_0 I_1 \sqrt{z} dz - H_0(\beta_n \sqrt{iz}) \int_z^{\infty} I_0 H_1 \sqrt{z} dz. \quad (4.23)$$

$c_{i,n}$ ($i=1, 2, 3, 4$) определяются по (4.13). Для определения $c_{i,n}$ ($i=5, 6, 7, 8$) воспользуемся условиями (4.21).

Если вернуться к обозначениям (4.12) и ввести новые

$$J_1(z) = \int_h^z H_0 I_1 \sqrt{z} dz; \quad J_{II}(z) = \int_h^z H_0 H_1 \sqrt{z} dz;$$

$$J_{III}(z) = \int_z^{\infty} I_0 I_1 \sqrt{z} dz; \quad J_{IV}(z) = \int_z^{\infty} I_0 H_1 \sqrt{z} dz, \quad (4.24)$$

и кроме того, обозначить

$$f_{1,nx}(\zeta_0) = \frac{2\pi\lambda\sqrt{i}}{k_0\beta_n} I_0(\zeta_0) \left[\frac{\partial c_{1,n}}{\partial x} J_I(\zeta_0) + \frac{\partial c_{2,n}}{\partial x} J_{II}(\zeta_0) \right],$$

$$f_{2,nx}(\zeta_h) = H_2(\zeta_h) f_{1,n}(\zeta_h),$$

$$f_{3,nx}(\zeta_h) = H_2(\zeta_h) f_{1,n}(\zeta_h) + \frac{\lambda(1+i)}{4\pi\omega_2 n} \frac{\partial c_{1,n}}{\partial x}, \quad (4.25)$$

$$f_{4,nx}(\zeta_h) = -\frac{2\pi\lambda\sqrt{i}}{k_0\beta_n} \left[\frac{\partial c_{1,n}}{\partial x} J_{III}(\zeta_h) + \frac{\partial c_{2,n}}{\partial x} J_{IV}(\zeta_h) \right],$$

то для коэффициентов $c_{i,n}$, зависящих от (x, y) , получим

$$\begin{aligned}
 c_{5,n} &= D_n \left[\begin{array}{cc} H_0(z_0) & I_{1,nx}(z_0) \\ H_0(z_h) - H_1(z_h) & f_{2,nx}(z_h) - i f_{3,nx}(z_h) \end{array} \right] \\
 c_{6,n} &= D_n \left[\begin{array}{cc} I_{1,nx}(z_n) & I_n(z_0) \\ f_{2,nx}(z_0) - i f_{3,nx}(z_h) & I_0(z_h) - i I_1(z_h) \end{array} \right] \\
 c_{7,n} &= 0,
 \end{aligned} \tag{4.26}$$

$$c_{5,n} = c_{5,n} I_0(z_h) + c_{6,n} H_0(z_h) + f_{2,nx}(z_h).$$

Здесь также индекс x означает дифференцирование по x . Уравнения для определения v_i и $v_{i,n}$, как указано выше, имеют точно такой же вид, как и (4.17), только вместо производных по x в правых частях войдут производные по y . Если искать решения (4.18) в виде

$$v_i = \sum_{n=1}^{\infty} (v_{i,n} \cos n\omega t + v'_{i,n} \sin n\omega t) \quad (i=1, 2), \tag{4.27}$$

и обозначить

$$v_{1,n} + i v'_{1,n} = \bar{F}_n, \quad v_{2,n} + i v'_{2,n} = \bar{f}_n, \tag{4.28}$$

а также воспользоваться граничными условиями (4.21), получим

$$\begin{aligned}
 \bar{F}_n &= \bar{c}_{5,n} I_0(\beta_n \sqrt{iz}) + \bar{c}_{6,n} H_0(\beta_n \sqrt{iz}) + \frac{2\pi\lambda \sqrt{i}}{k_0 \beta_n} \left[\frac{\partial c_{1,n}}{\partial y} S_1(z) + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\partial c_{2,n}}{\partial y} S_2(z) \right],
 \end{aligned}$$

$$\bar{f}_n = \bar{c}_{7,n} e^{-\beta_n(z-h)} + \left[\bar{c}_{3,n} + \frac{\lambda(z-h)}{2k_0 h k_n^2} \frac{\partial c_{4,n}}{\partial y} \right] e^{-\beta_n(z-h)}. \tag{4.29}$$

Если теперь вместо (4.25) ввести в точности те же выражения, но продифференцировать их по y , то для коэффициентов $c_{i,n}$ получим выражения, в точности имеющий вид (4.26). Перейдем теперь к определению вертикальной скорости. Для этого следует исходить из уравнений (4.5) и (4.5') и решений (4.22), (4.29). В результате получим

$$\omega_1 = - \int_{z_0}^z \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\partial u_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial v_{1,n}}{\partial y} \right) \cos n\omega t + \left(\frac{\partial u'_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial v'_{1,n}}{\partial y} \right) \sin n\omega t \right] dz, \tag{4.30}$$

$$\begin{aligned}
 \omega_2 = - \int \sum_{n=1}^{\infty} &\left[\left(\frac{\partial u_{2,n}}{\partial x} + \frac{\partial v_{2,n}}{\partial y} \right) \cos n\omega t + \left(\frac{\partial u'_{2,n}}{\partial x} + \frac{\partial v'_{2,n}}{\partial y} \right) \sin n\omega t + \right. \\
 &\left. + c_8(x, y, t) \right] dz.
 \end{aligned}$$

Как показывает (4.30) условие $\omega_1 = 0$ удовлетворяется при $z=z_0$. Удовлетворяется также одно из условий на контакте, при $z=h$ $\partial \omega_1 / \partial z = \partial \omega_2 / \partial z$. Остается лишь удовлетворить условию $\omega_1 = \omega_2$ при $z=h$, откуда и будет определяться c_8 .

Обозначим

$$\begin{aligned}
 m_n(x, y, z) &= - \int_0^z \left(\frac{\partial u_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial v_{1,n}}{\partial y} \right) dz; \quad r_n(x, y, z) = - \int_0^z \left(\frac{\partial u'_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial v'_{1,n}}{\partial y} \right) dz; \\
 \bar{m}_n(x, y, z) &= - \int_0^z \left(\frac{\partial \bar{u}_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_{1,n}}{\partial y} \right) dz; \quad \bar{r}_n(x, y, z) = - \int_0^z \left(\frac{\partial \bar{u}'_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'_{1,n}}{\partial y} \right) dz.
 \end{aligned} \tag{4.31}$$

Подставляя сюда (4.19) и (4.28), легко получим

$$\begin{aligned}
 m_n + i r_n &= - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^z F_n(x, y, z) dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_0^z F_n(x, y, z) dz, \\
 \bar{m}_n - i \bar{r}_n &= - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^z \bar{F}_n(x, y, z) dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_0^z \bar{F}_n(x, y, z) dz.
 \end{aligned} \tag{4.32}$$

Подставляя сюда соответствующие решения и выполняя квадратуры, получим

$$\begin{aligned}
 m_n + i r_n &= - \bar{H}_1(z) \left(\frac{\partial c_{5,n}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{c}_{5,n}}{\partial y} \right) - \bar{H}_1(z) \left(\frac{\partial \bar{c}_{6,n}}{\partial x} + \frac{\partial c_{6,n}}{\partial y} \right) - \\
 &\quad \frac{2\pi\lambda\sqrt{i}}{k_0\beta_n} [\bar{S}_1(z) \Delta c_{1,n} + \bar{S}_2(z) \Delta c_{2,n}].
 \end{aligned} \tag{4.33}$$

$$\bar{m}_n - i \bar{r}_n = \left[\frac{1}{k_n} \left(\frac{\partial c_{3,n}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{c}_{3,n}}{\partial y} \right) + \frac{i}{2\pi\omega} \frac{1 + k_n(z-h)}{k_n^2} \Delta c_{4,n} \right] e^{-\beta_n(z-h)} \tag{4.34}$$

$$\bar{H}_1(z) = \int_0^z I_0(\beta_n \sqrt{iz}) dz, \quad \bar{H}_1(z) = \int_0^z H_0(\beta_n \sqrt{iz}) dz, \tag{4.34'}$$

$$\bar{S}_1(z) = I_1(\beta_n \sqrt{iz}) J_1(z) - H_1(\beta_n \sqrt{iz}) J_{1II}(z),$$

$$\bar{S}_2(z) = I_1(\beta_n \sqrt{iz}) J_{1II}(z) - H_1(\beta_n \sqrt{iz}) J_{1IV}(z).$$

$\bar{H}_1(z)$, $\bar{H}_1(z)$ решаются в конечном виде.

Представляя неизвестное c_0 из (4.30) в виде

$$c_0(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} [c_{0,n}(x, y) \cos n\omega t + \bar{c}_{0,n}(x, y) \sin n\omega t], \tag{4.35}$$

получим

$$\omega_1 = \sum_{n=1}^{\infty} (m_n \cos n\omega t + r_n \sin n\omega t),$$

$$\omega_2 = \sum_{n=1}^{\infty} [(\bar{m}_n + \bar{c}_{0,n}) \cos n\omega t + (\bar{r}_n + \bar{c}_{0,n}) \sin n\omega t], \tag{4.36}$$

причем $m_n, r_n, \bar{m}_n, \bar{r}_n$ определяется из (4.33) и (4.35), а $\dot{c}_{0,n}$ и $\dot{c}_{0,n}$ из условия

$$\dot{c}_{0,n} + i \dot{c}_{0,n} + (m_n + i r_n) \Big|_{z=h} - (\bar{m}_n + i \bar{r}_n) \Big|_{z=h} \quad (4.37)$$

Как показывает (4.34) $\bar{m}_n = \bar{r}_n = 0$ при $z \rightarrow \infty$ и второе выражение из (4.36) получит вид

$$\omega_{2,n} = \sum_{n=1}^{\infty} (\dot{c}_{0,n} \cos n\omega t + \dot{c}_{0,n} \sin n\omega t). \quad (4.38)$$

Отсюда становится ясным физический смысл постоянной c_0 , так как из (4.35) и (4.38) имеем

$$c_0 = \omega_2 \text{ при } z \rightarrow \infty.$$

Таким образом, решение в этом случае выражается формулами (4.7) (4.10) — для температуры, (4.15) и (4.16) — для давления, (4.18) и (4.22) (4.27) и (4.29) — для горизонтальных скоростей, (4.36), (4.33) и (4.34) — для вертикальной скорости.

Случай, с учетом ускорения Кориолиса с переменными коэффициентами перемещения по высоте связан с громоздкими выкладками и здесь не приводится.

Институт водных проблем
АН Армянской ССР

Получило 3VI.62 г.

Ա. Մ. ՄԽԻՏՐԻԱՆ

ՄԵԼԱՆԱ ԼՃԻ ԱՎԱԶՍԱՆԻ ԲՐԵՋՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ ԵՎ ՄԱՅԿՈՒՅՑՈՒ
ՋԵՐԻՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԻՐԱԿԱՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ՄԻՋՈՅԻՎ ՆՐԱՆՑ ՀԱՇՎՈՒՆ
ՄԻ ՔԱՆԻ ԱՐԳՅՈՒՆՔՆԵՐ

[Հազարդրամ 1]

Ս. մ փ ո փ ո ս մ

Սեանա լճի հիդրոպերտիարանական և մասնափորտայն քամու, ուս-
միմի սաաչին հետազոտողները [11, 19] պատշաճ ուշադրություն չեն զարձ-
րել բրիգադին ցրիպոլյացիայի աստիճանափորտի շրջանը, գտնելով, որ այն այս-
տեղ քիչ է պարպացած: 1955—60 թթ. Լյապևիկիցիոն աշխատանքները [18,
21] հնարափորտի շրջան այդ հարցը բնաթյան ստեղծ լրացուցիչ կեր-
պով, նոր տվյալների հիման վրա և ստանալ մի շարք արդյունքներ, որոնք
շարադրված են այս և հաջորդ (հաղորդում II) հոդվածների մեջ:

Վերջին մասնակներս ստաճ է քաշվում պարբերաբան կրճատման
պրորիմը հասուկ միամուկկոլյար թաղանթների միջոցով [15], որի լուծու-
մը պահանջում է մանրակրկիտ կերպով հետազոտել ջրամբարների և լճերի

քամու ուժիւնը. հատկապէս անհրաժեշտ է ուսումնասիրել տեղական քամիները:

Հողվածում բերվում է բրիզային ցիրկուլացիայի խնդրի լուծումը. կլանելով հիպոթեզնամազինամիկայի դժայնացրած հալասարումների (1.16)—(1.21) սխտեմից. (1.22) սահմանային պայմանների դեպքում: Դիտարկված են հետևյալ դեպքերը:

Նախ դիտարկված է այն դեպքը, երբ ուղղաձիգ տուրբուլենտականության զործակիցը հաստատուն է, իսկ կորիոլիսի արագացումը բացակայում է: Այդ դեպքում հալասարումների սխտեմն ունի (2.1)—(2.4) տեսքը: Եթե սահմանային պայմանները ներկայացվեն (2.5) տեսքով, ապա լուծումն ստացվում է (2.8), (2.9), (2.18) և (2.19) տեսքով: Հաջորդ պարագրաֆում դիտարկված է նույն դեպքը. հաշվի առնելով նաև կորիոլիսի արագացումը, լուծումն ստացվում է (2.8), (2.9), (3.10)—(3.12) տեսքով:

Այն դեպքում, երբ ուղղաձիգ տուրբուլենտականության զործակիցը զրծային ֆունկցիա է բարձրության մինչև Նրա որոշ արժեքը, այնուհետև՝ հաստատուն, այսինքն ունի (4.1) տեսքը, հալասարումների սխտեմն ունենում է (4.2)—(4.5) տեսքը առաջին շերտի և (4.2')—(4.5') տեսքը՝ երկրորդի համար:

Սահմանային պայմաններն ունեն (4.6) տեսքը:

Խնդրի լուծումն այս դեպքում նույնպես հնարավոր է լինում հասցնել մինչև վերջ: Այն ունի (4.7) և (4.10) տեսքը ջերմաստիճանի համար. (4.15) և (4.16)՝ ճնշման, (4.18), (4.22), (4.17), (4.22)՝ արագության հորիզոնական և (4.36), (4.33), (4.34)՝ ուղղաձիգ բաղադրիչների համար:

Ստացված բանաձևերը հնարավորության են ստիպ կատարել օրինակների կոնկրետ հաշիվներ և հետազոտել բրիզային ցիրկուլացիայի երևույթի որոշ որակական հետևանքները: Այդ հարցերը պարզարանվում են հաջորդ հոդվածում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Буз А. И. К вопросу о влиянии береговой линии на воздушные течения и распределение осадков. Сб. по региональной синоптике, № 5, 1960.
2. Бурман Э. А. К вопросу о распределении вертикальных токов при бризовых циркуляциях. Тр. ОГМИ, вып. 5, 1953.
3. Бурман Э. А. Об основных принципах классификации местных ветров. Тр. ОГМИ, вып. 21, 1960.
4. Воронцов И. А. Бризы Цимлянского водохранилища. Тр. ГГО, вып. 54, 1955.
5. Воронцов И. А. Некоторые метеорологические и аэрологические характеристики морских бризов Черного моря. Тр. ГГО, вып. 63, 1956.
6. Воронцов И. А. О бризах Ладожского озера. Тр. ГГО, вып. 73, 1958.
7. Воейков А. И. Морские и береговые бризы. Журн. «Метеорологический вестник», 6—7, 1914.
8. Гутман Л. И. О структуре бризов. Тр. ЦИП, вып. 8, 1948.
9. Гутман Л. И. О вертикальных токах при бризах. Тр. ЦИП, вып. 8, 1948.
10. Гутман Л. И. О распределении бризов по нормали к берегу. Журн. «Метеорология и гидрология», № 2, 1949.

11. *Давыдов В. К.* Водный баланс озера Севан. Материалы по исследованию озера Севан, ч. VI, 1938.
- 11а. *Егиззаров И. В.* Возможность значительной экономии водных ресурсов для народного хозяйства и одномолекулярная пленка для борьбы с испарением с поверхности водоемов, озер и водохранилищ. Изв. АН АрмССР, сер. ТН, № 3 и 6, 1960 и № 2, 1961.
12. *Кибель И. А.* Применение к метеорологии уравнений механики бароклинной жидкости. Известия АН СССР (серия Географическая и геофизическая), № 5, 1940.
13. *Кибель И. А.* Метод решения задачи о локальных вихрях. Доклады ЦИП, т. 1, вып. 1--2, 1947.
14. *Лагунская Л. С.* О бризах Черноморского побережья. Тр. Украинского НИГМИ, вып. 23, 1961.
15. *Макарова В. С. и Мхитарян А. М.* Опыты по применению одномолекулярных пленок в целях сокращения испарения, проведенные на берегу озера Севан. Известия АН Армянской ССР* (серия ТН), т. XIV, № 3, 1961.
16. *Марков Л. В. и Альбов Н. В.* Модель стационарной бризовой циркуляции. Тр. ГГО, вып. 31, 1940.
17. *Мхитарян А. М.* К теории конвекции большого масштаба. Известия АН Армянской ССР* (серия ФМЕТ), т. VIII, № 1, 1955.
18. *Мхитарян А. М.* Испарение с поверхности озера Севан. Сб. «Результаты комплексных исследований по Севанской проблеме», т. 1, Ереван, 1961.
19. *Николаев Н. Г.* Ветры в бассейне озера Севан. Материалы по исследованию озера Севан, ч. III, 1933.
20. *Ситников И. Г.* Некоторые результаты гидродинамического исследования бризов. Тр. ЦИП, вып. 93, 1960.
21. *Тимофеев М. П.* (Ред.) Метеорологический режим озера Севан. Гидрометеонадат, 1960.
22. *Трубников Б. П.* О вертикальных токах при бризе над плоским берегом. Известия АН СССР* (сер. Геофизическая), № 2, 1961.
23. *Arakawa H., Utsugi M.* Theoretical investigation of Land-and Sea Breezes. Geoph. Mag., 11, 1937.
24. *Haurwitz H.* Comments on the Sea-Breeze Circulation. The Journ. of meteorol., v. 4, № 1, 1947.
25. *Jeffreys H.* On the Dynamics of Wind. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 48, 1922.
26. *Pearce R. P.* The calculation of the Sea-Breeze Circulation in terms of the differential heating across the coastline. Quart. Journ. of the Roy. Met. Soc., v. 81, № 349, 1955, v. 82, № 1352, 1956.
27. *Schmidt F. H.* An Elementary Theory of Land and Sea-Breeze ; Circulation. The Journ. of meteorol., v. 4, № 1, 1947.
28. *Ryuro Sakadi,* Reinvestigation on the Theory of Sea and Land Breeze. Proc. Phys. Mat. Soc. of Japan, v. 25, 1943.