ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Ֆիզիկո-մաթեմատ. գիտություններ XVII, № 5, 1964 Физико-математические науки

АЭРОГИДРОМЕХАНИКА

А. М. МХИТАРЯН, М. Г. ДАГЕСТАНЯН

О ВЛИЯНИИ ФОРМЫ БЕРЕГОВОЙ ЛИНИИ НА БРИЗОВУЮ ЦИРКУЛЯЦИЮ

В этой работе исследуется вопрос о влиянии формы береговой черты в плане на развитие бризовой циркуляции в рамках линейной теории.

Отметим, что в работах [3—5], а также [6] и в ряде других [2, 7—9] рассмотрены вопросы развития бризов над плоским прямолинейным берегом. В работе [1] рассмотрен вопрос о влиянии береговой линии на воздушные течения и распределение осадков.

В работе [6] дано решение задачи для ряда случаев, соответствующих учету или неучету ускорения Кориолиса, постоянному или переменному коэффициенту вертикального турбулентного обмена и др. В частности, подробно исследовано влияние точного учета особенностей распределения температуры подстилающей поверхности по сравнению с его схематическим заданием в виде „ступеньки“, с разрывом над береговой чертой.

В этом последнем случае удалось получить ряд количественных выводов, хорошо согласующихся с данными фактических наблюдений. Это особенно касается развития вертикальных токов, вопрос о расчете которых рассмотрен и в работе [2].

Вопрос о бризовой циркуляции рассмотрен в ряде исследований. Краткие сведения об этом можно получить в [6]. Здесь же приведен список работ, посвященных этому вопросу.

В данной работе строится простая теоретическая модель бризовой циркуляции над плоским берегом при криволинейной форме береговой черты. Распределение температуры по подстилающей поверхности принимается заданным.

§ 1. Основные уравнения задачи

Исходными являются общие уравнения гидротермодинамики, которые мы здесь выписывать не будем. Сделав обычные упрощения теории конвекции [2, 6], линеаризируя уравнения для бризовых отклонений, как сделано, например, в работе [6], можно написать указанную систему уравнений в следующем упрощенном виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -RT\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial u}{\partial z}\right) + lv, \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -RT\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial v}{\partial z}\right) - lu, \tag{1.2}$$

$$-RT\frac{\partial p}{\partial z} + \lambda\vartheta = 0, \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \tag{1.4}$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial \vartheta}{\partial z}\right). \tag{1.5}$$

Здесь: начало координат помещено на земной поверхности; ось x направлена по нормали к берегу от водной поверхности к суше, y — по касательной, z — вертикально вверх; u, v, w — составляющие вектора скорости ветра по соответствующим осям, R — газовая постоянная; T — средняя по всему земному шару температура; ϑ — отклонения температуры от ее стандартных значений; k — коэффициент турбулентного обмена (число Прандтля принято равным единице); $l = 2\omega\cos\varphi$ — параметр Кориолиса, где ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта местности; $\lambda = g/T$; $p = p'/P$, где g — ускорение силы тяжести; p' — отклонение давления от стандартных его значений P.

Таким образом, пять уравнений (1.1)—(1.5) служат для определения пяти неизвестных функций: u, v, w, ϑ, p, зависящих от координат x, y, z и времени t.

Сформулируем краевые условия.

При $z = z_0$ или $z = 0$

$$u = v = w = 0; \quad \vartheta = \vartheta_0(x, y, t), \tag{1.6}$$

при $z \to \infty$

$$u = v = p = \vartheta = 0.$$

Здесь z_0 — параметр шероховатости.

Отметим, что ищется периодическое решение задачи, поэтому начальные условия отсутствуют.

§ 2. Решение задачи

Наметим следующую схему решения.

Используя граничные условия (1.6), из (1.5) находим температуру. Подставляя последнее выражение в (1.3), легко найти давление. Тогда из системы (1.1)—(1.2) находятся горизонтальные составляющие скорости, а из уравнения неразрывности (1.4) — вертикальная ее составляющая.

Для упрощения выкладок положим $k = \text{const}$, и, кроме того, пусть известная функция $\vartheta_0(x, y, t)$ представлена в виде следующего ряда

$$\vartheta_0 = \sum_{n=1}^{\infty} [T_n(x, y) \cos n\omega t + T_n'(x, y) \sin n\omega t]. \tag{2.1}$$

Здесь T_n и T_n' — известные коэффициенты.

Умножая тогда уравнение (1.2) на i, складывая с (1.1), обозначая

$$V = u + iv \tag{2.2}$$

и частично используя граничные условия (1.6), можно систему (1.1)—(1.5) представить в следующем виде

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2}, \tag{2.3}$$

$$p = \frac{\lambda}{RT} \int_{\infty}^{z} \vartheta dz, \tag{2.4}$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{1}{k} \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{il}{k} V = \frac{RT}{k} \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) p, \tag{2.5}$$

$$w = - \int_{0}^{z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz. \tag{2.6}$$

При граничных условиях $\vartheta = \vartheta_0$ при $z = 0$ и $\vartheta = 0$ при $z \to \infty$, уравнение (2.3) имеет следующее решение

$$\vartheta = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\sigma_n z} [T_n \cos (n\omega t - \sigma_n z) + T_n' \sin (n\omega t - \sigma_n z)], \tag{2.7}$$

$$\sigma_n^2 = \frac{n\omega}{2k}. \tag{2.8}$$

Подставляя (2.7) в (2.4) и выполняя квадратуры, получим

$$p = - \frac{\lambda}{2RT} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\sigma_n z}}{\sigma_n} [(T_n - T_n') \cos (n\omega t - \sigma_n z) + \\ + (T_n + T_n') \sin (n\omega t - \sigma_n z)]. \tag{2.9}$$

Подставляя это решение в (2.5), получим

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{1}{k} \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{il}{k} V = - \frac{\lambda}{2k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\sigma_n z}}{\sigma_n} [M_n \cos \alpha_n + M_n' \sin \alpha_n]. \tag{2.10}$$

Здесь для краткости введены следующие обозначения:

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

$$\alpha_n = n\omega t - \sigma_n z.$$

Решая уравнение (2.10) и отделяя затем действительную и мнимую части, получим [6]

$$u = \frac{\lambda}{2l}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-\sigma_n z}}{\sigma_n}\left[K_{ny}\cos(n\omega t - \sigma_n z) + K'_{ny}\sin(n\omega t - \sigma_n z)\right] + \tag{2.12}$$

$$+ \frac{\lambda}{4l}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-a_n z}}{\sigma_n}\left[(K'_{nx} - K_{ny})\cos(n\omega t - a_n z) - (K_{nx} + K'_{ny})\sin(n\omega t - a_n z)\right] -$$

$$- \frac{\lambda}{4l}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-b_n z}}{\sigma_n}\left[(K'_{nx} + K_{ny})\cos(n\omega t \mp b_n z) - (K_{nx} - K'_{ny})\sin(n\omega t \mp b_n z)\right],$$

$$v = \frac{\lambda}{2l}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-\sigma_n z}}{\sigma_n}\left[K_{nx}\cos(n\omega t - \sigma_n z) + K'_{nx}\sin(n\omega t - \sigma_n z)\right] + \tag{2.13}$$

$$+ \frac{\lambda}{4l}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-a_n z}}{\sigma_n}\left[(K_{nx} + K'_{ny})\cos(n\omega t - a_n z) + (K'_{nx} - K_{ny})\sin(n\omega t - a_n z)\right] +$$

$$+ \frac{\lambda}{4l}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-b_n z}}{\sigma_n}\left[(K_{nx} - K'_{ny})\cos(n\omega t \mp b_n z) + (K'_{nx} + K_{ny})\sin(n\omega t \mp b_n z)\right].$$

Здесь введены следующие обозначения

$$K_{nx} = \frac{\partial}{\partial x}(T_n - T'_n), \qquad K'_{nx} = \frac{\partial}{\partial x}(T_n + T'_n),$$

$$K_{ny} = \frac{\partial}{\partial y}(T_n - T'_n), \qquad K'_{ny} = \frac{\partial}{\partial y}(T_n + T'_n), \tag{2.14}$$

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

Отметим, что верхние знаки в выражениях последних строк (2.12) и (2.13) берутся при $n\omega > l$, нижний при $n\omega < l$. Кроме того, под корнем в (2.14) для b_n всегда берется абсолютное значение.

Подставляя полученное решение в (2.6), найдем

$$w = -\frac{\lambda}{4l}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{a_n\sigma_n}\left(\Delta T_n\cos n\omega t + \Delta T'_n\sin n\omega t\right) +$$

$$+ \frac{\lambda}{4l}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-a_n z}}{a_n\sigma_n}\left[\Delta T_n\cos(n\omega t - a_n z) + \Delta T'_n\sin(n\omega t - a_n z)\right] +$$

$$+ \frac{\lambda}{4l}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{b_n\sigma_n}\left(\begin{matrix}\Delta T_n \\ \Delta T'_n\end{matrix}\cos n\omega t \begin{matrix}+\Delta T'_n \\ -\Delta T_n\end{matrix}\sin n\omega t\right) -$$

$$- \frac{\lambda}{4l}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-b_n z}}{b_n\sigma_n}\left[\begin{matrix}\Delta T_n \\ \Delta T'_n\end{matrix}\cos(n\omega t \mp b_n z) \begin{matrix}+\Delta T'_n \\ -\Delta T_n\end{matrix}\sin(n\omega t \mp b_n z)\right]. \tag{2.15}$$

В случае отсутствия ускорения Кориолиса $l=0$ имеем $a_n = b_n = \sigma_n$, и выражения (2.12), (2.13) и (2.15) становятся неопределенностью. Раскрывая их обычным способом, получим [6]

$$u = -\frac{\lambda z}{4k}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-\sigma_n z}}{\sigma_n^2}\left[\frac{\partial T_n'}{\partial x}\cos(n\omega t-\sigma_n z)-\frac{\partial T_n}{\partial x}\sin(n\omega t-\sigma_n z)\right], \tag{2.16}$$

$$v = -\frac{\lambda z}{4k}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-\sigma_n z}}{\sigma_n^2}\left[\frac{\partial T_n'}{\partial y}\cos(n\omega t-\sigma_n z)-\frac{\partial T_n}{\partial y}\sin(n\omega t-\sigma_n z)\right], \tag{2.17}$$

$$w = \frac{\lambda}{8k}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{\sigma_n^4}\left(\Delta T_n\cos n\omega t+\Delta T_n'\sin n\omega t\right) -$$

$$-\frac{\lambda}{8k}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{e^{-\sigma_n z}}{\sigma_n^4}\{[\sigma_n z\Delta(T_n+T_n')+\Delta T_n]\cos\alpha_n+[\sigma_n z\Delta(T_n'-T_n)+$$

$$+\Delta T_n']\sin\alpha_n\}. \tag{2.18}$$

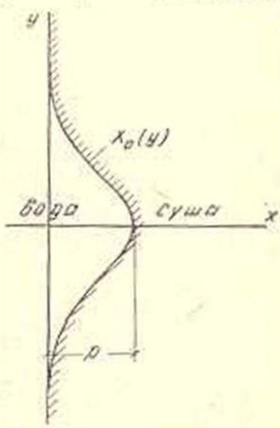
Таким образом, решение задачи в случае $l \neq 0$ дается выражениями (2.7), (2.9), (2.12), (2.13) и (2.15), а в случае $l=0$ — (2.7), (2.9) и (2.16)—(2.18).

§ 3. Расчет бризов при криволинейном очертании берега

Пусть форма береговой линии представлена в виде следующего уравнения

$$x_0 = pe^{-qy^2}. \tag{3.1}$$

Схематически это представлено на фиг. 1. Здесь p и q — параметры, характеризующие форму симметричного залива.



Фиг. 1. Схема очертания береговой линии.

Если теперь вернуться к уравнению (1.2) и считать, что берег прямолинейный (совпадает с осью y) и $l=0$, то есть рассмотреть по сути дела плоскую задачу, то это уравнение при граничных условиях (1.6) имеет тривиальное решение $v=0$. Таким образом, при криволинейном береге из-за того, что $\partial/\partial y \neq 0$, получаем $v \neq 0$, кроме того, учет ускорения Кориолиса ($l \neq 0$) приведет к повороту ветра в течение суток. Влияние последнего фактора рассмотрено в [6], сейчас рассмотрим влияние формы берега.

Для облегчения расчетов положим, что все $T_n = T_n' = 0$, кроме T_1' и, кроме того, положим [6]

$$T_1'(x, y) = 2{,}8 + 2{,}2\, th z\,[x - x_0(y)]. \tag{3.2}$$

При прямолинейном береге $x_0 = \mathrm{const}$ или, в частности, $x_0 \equiv 0$. При (3.2) решение примет следующий вид:

I случай, $l=0$

$$\vartheta = T_1' e^{-\sigma z} \sin(\omega t - \sigma z), \tag{3.3}$$

$$p = -\frac{\lambda T_1}{2RT} \frac{e^{-\sigma z}}{\sigma} [\cos(\omega t - \sigma z) - \sin(\omega t - \sigma z)], \tag{3.4}$$

$$u = -\frac{\lambda z}{4k} \frac{\partial T_1'}{\partial x} \frac{e^{-\sigma z}}{\sigma^2} \cos(\omega t - \sigma z), \tag{3.5}$$

$$v = -\frac{\lambda z}{4k} \frac{\partial T_1'}{\partial y} \frac{e^{-\sigma z}}{\sigma^2} \cos(\omega t - \sigma z), \tag{3.6}$$

$$w = \frac{\lambda \Delta T_1'}{8k\sigma^4} \{\sin \omega t - e^{-\sigma z} [\sigma z \cos(\omega t - \sigma z) + (\sigma z + 1) \sin(\omega t - \sigma z)]\}. \tag{3.7}$$

Здесь, как и выше

$$\Delta T_n = \frac{\partial^2 T_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_n}{\partial y^2}. \tag{3.8}$$

II случай, $l \neq 0$

$$u = -\frac{\lambda}{2l} \frac{e^{-\sigma z}}{\sigma} \frac{\partial T_1'}{\partial y} [\cos(\omega t - \sigma z) - \sin(\omega t - \sigma z)] +$$

$$+ \frac{\lambda}{4l} \frac{e^{-az}}{\sigma} \left(\left[\frac{\partial T_1'}{\partial x} + \frac{\partial T_1'}{\partial y} \right) \cos(\omega t - az) + \left(\frac{\partial T_1'}{\partial x} - \frac{\partial T_1'}{\partial y} \right) \sin(\omega t - az) \right] -$$

$$- \frac{\lambda}{4l} \frac{e^{-bz}}{\sigma} \left[\left(\frac{\partial T_1'}{\partial x} - \frac{\partial T_1'}{\partial y} \right) \cos(\omega t \mp bz) + \left(\frac{\partial T_1'}{\partial x} + \frac{\partial T_1'}{\partial y} \right) \sin(\omega t \mp bz) \right], \tag{3.9}$$

$$v = \frac{\lambda}{2l} \frac{e^{-\sigma z}}{\sigma} \frac{\partial T_1'}{\partial x} [\cos(\omega t - \sigma z) - \sin(\omega t - \sigma z)] +$$

$$+ \frac{\lambda}{4l} \frac{e^{-az}}{\sigma} \left[\left(-\frac{\partial T_1'}{\partial x} + \frac{\partial T_1'}{\partial y} \right) \cos(\omega t - az) + \left(\frac{\partial T_1'}{\partial x} + \frac{\partial T_1'}{\partial y} \right) \sin(\omega t - \sigma z) \right] -$$

$$- \frac{\lambda}{4l} \frac{e^{-bz}}{\sigma} \left[\left(\frac{\partial T_1'}{\partial x} + \frac{\partial T_1'}{\partial y} \right) \cos(\omega t \mp bz) + \left(-\frac{\partial T_1'}{\partial x} + \frac{\partial T_1'}{\partial y} \right) \sin(\omega t \mp bz) \right], \tag{3.10}$$

$$w = -\frac{\lambda \Delta T_1'}{4la\sigma} [\sin \omega t - e^{-az} \sin(\omega t - az)] +$$

$$+ \frac{\lambda \Delta T_1'}{4lb\sigma} \left\{ \left[\left(\begin{matrix} 0 \\ 1 \end{matrix} \cos \omega t + \begin{matrix} 1 \\ 0 \end{matrix} \sin \omega t \right) - e^{-bz} \left[\begin{matrix} 0 \\ 1 \end{matrix} \cos(\omega t \mp bz) \mp \begin{matrix} 1 \\ 0 \end{matrix} \sin(\omega t \mp bz) \right] \right] \right\}. \tag{3.11}$$

В этом случае решения для ϑ и p совпадают с (3.3) и (3.4), а параметры σ, a и b определяются по (2.8) и (2.14) при $n=1$.

Для расчетов остается лишь вычислить $T_1'(x, y)$ по (3.2), а также производные этой функции.

Заметим, что имеют место следующие соотношения

$$\frac{\partial T_1'}{\partial y} = -x_0'\frac{\partial T_1'}{\partial x}, \qquad \frac{\partial^2 T_1'}{\partial y^2} = -x_0''\frac{\partial T_1'}{\partial x} + (x_0')^2\frac{\partial^2 T_1'}{\partial x^2},$$

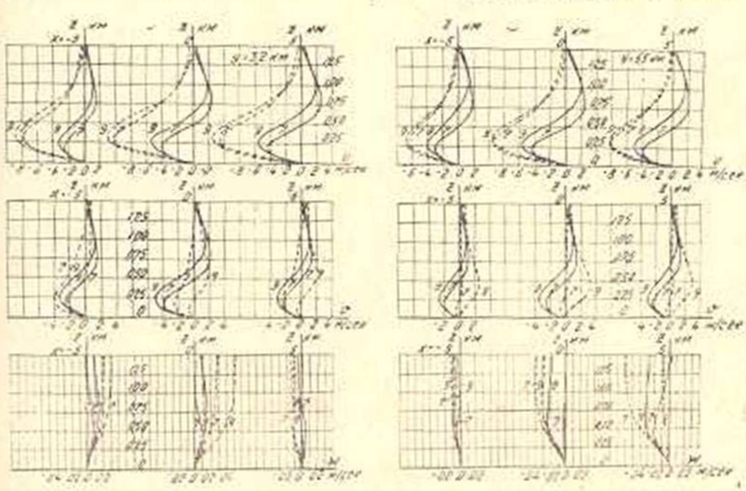
$$\Delta T_1' = \frac{\partial^2 T_1'}{\partial x^2}\left(1 + x_0'^2\right) - x_0''\frac{\partial T_1'}{\partial x}. \tag{3.12}$$

Причем для вычисления x_0' и x_0'' следует продифференцировать (3.1) по y. При этом для параметров залива принято $p = 0{,}5\cdot 10^4$ *м*, $q = 0{,}5\cdot 10^{-7}$ *м*^{2}. Это означает, что высота или стрелка залива равна 5 *км*, а форма выбрана так, что уже на расстоянии $y = \pm 13$ *км* от центра криволинейный берег практически совпадает с прямолинейным (расстояние между ними порядка 1 *м*).

Принимая еще $T \approx 288$ °С, то есть $\lambda = 3{,}5\cdot 10^{-2}$ *м сек*$^{-2}$ *град*$^{-1}$, получим $\sigma = 0{,}316\cdot 10^{-2}$ *м*$^{-1}$. Расчеты проводятся для широты озера Севан ($\varphi = 40°$ с. ш.).

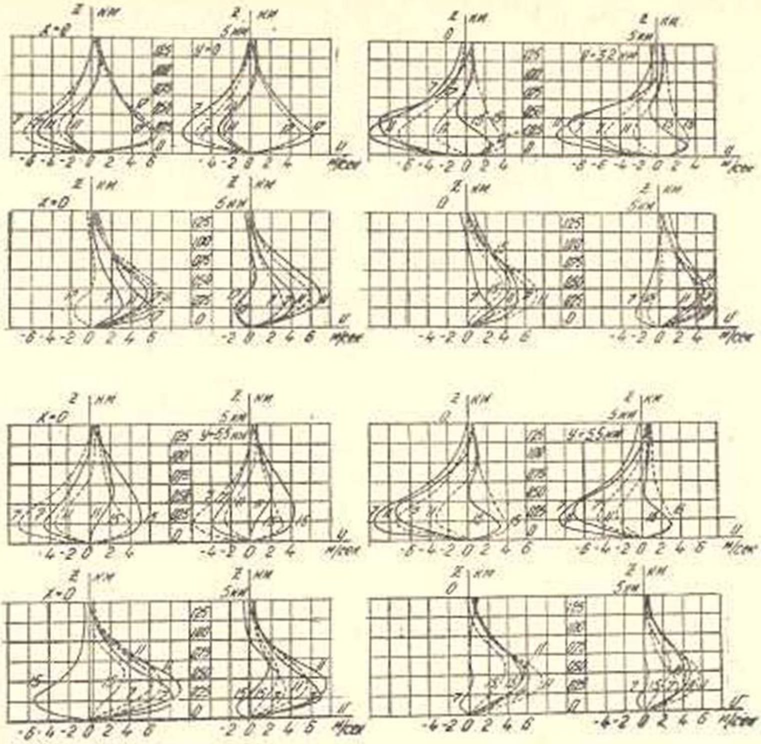
Вычисляя T_1' и ее производные по формулам (3.2) и (3.12) для различных значений x, y, можно легко подсчитать все элементы бриза по формулам (3.3)—(3.7) для случая $l = 0$ и (3.9)—(3.11) для случая $l \neq 0$. Используя также результаты подобного расчета при прямолинейном береге [6], можно оценить роль формы береговой линии.

Ниже, на фиг. 2—5 представлены некоторые результаты расчетов. Так, на фиг. 2 сопоставлены профили составляющих скорости бриза для рассмотренных выше случаев при различных значениях y.

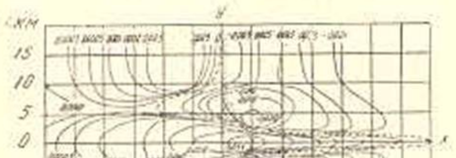


Фиг. 2. Сопоставление профилей скорости бриза для случаев $l = 0$ (сплошные) и $l \neq 0$ (пунктирные) при $y = 3{,}2$ и 5,5 *км*.

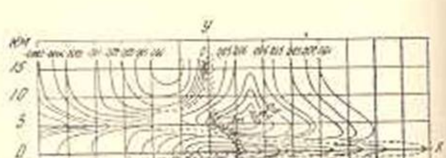
На фиг. 3 сопоставлены профили горизонтальных составляющих скорости бриза при прямолинейном и криволинейном очертании берега. На фиг. 4 и 5 приведены карты изолиний вертикальных токов в 15 часов при $l = 0$ и $l \neq 0$ на одной и той же высоте 300 *м*.



Фиг. 3. Сопоставление профилей скорости бриза для случаев криволинейного (сплошные) и прямолинейного (пунктирные) берега при $y=0$; 3,2 и $\pm 5{,}5$ *км*; $l \neq 0$.



Фиг. 4. Изолинии вертикальных токов в *м/сек* на высоте $z=300$ *м* в 15 часов при $l=0$.



Фиг. 5. Изолинии вертикальных токов в *м/сек* на высоте $z=300$ *м* в 15 часов при $l \neq 0$.

§ 4. Анализ полученных результатов

Прежде чем изложить полученные выводы, определим еще момент наступления бриза по отношению к ходу температуры подстилающей поверхности, а также вычислим угол наклона ветра у земли.

Как известно [3, 6], момент наступления бриза определяется из следующего выражения:

$$\left.\frac{\partial u}{\partial z}\right|_{z=0}=0. \tag{4.1}$$

Пользуясь решениями (3.5) для случая $l=0$, получим

$$\cos\omega t_0=0;\quad \omega t_0=\pi/2, \tag{4.2}$$

то есть запаздывание хода ветра по отношению к таковому для температуры составляют 6 часов, независимо от широты. Этот результат совпадает с таковым для прямолинейного берега [6].

Пользуясь решением (3.9) для случая $l\neq 0$, получим

$$\operatorname{tg}\omega t_0=-\frac{\dfrac{\partial T_1'}{\partial x}\begin{pmatrix}-a+b\\ 0\end{pmatrix}+\dfrac{\partial T_1'}{\partial y}\begin{pmatrix}0\\ -b\end{pmatrix}}{\dfrac{\partial T_1'}{\partial x}\begin{pmatrix}0\\ b\end{pmatrix}+\dfrac{\partial T_1'}{\partial y}\begin{pmatrix}a-2\sigma+b\\ 0\end{pmatrix}}. \tag{4.3}$$

Здесь, как и везде, верхние знаки и выражения соответствуют случаю $\omega>l$ ($\varphi<30^\circ$), нижние — $\omega<l$ ($\varphi>30^\circ$).

Используя связь между первыми производными от T_1' по x и y, согласно (3.12), получим

$$\operatorname{tg}\omega t_0=-\frac{\begin{pmatrix}-a+b\\ 0\end{pmatrix}-x_0'\begin{pmatrix}0\\ b\end{pmatrix}}{\begin{pmatrix}0\\ b\end{pmatrix}-x_0'\begin{pmatrix}a-2\sigma+b\\ 0\end{pmatrix}}.$$

Это выражение распадается на два следующих

$$\operatorname{tg}\omega t_0=\frac{a-b}{x_0'(2\sigma-a-b)},\qquad \omega>l\quad(\varphi<30^\circ), \tag{4.4}$$

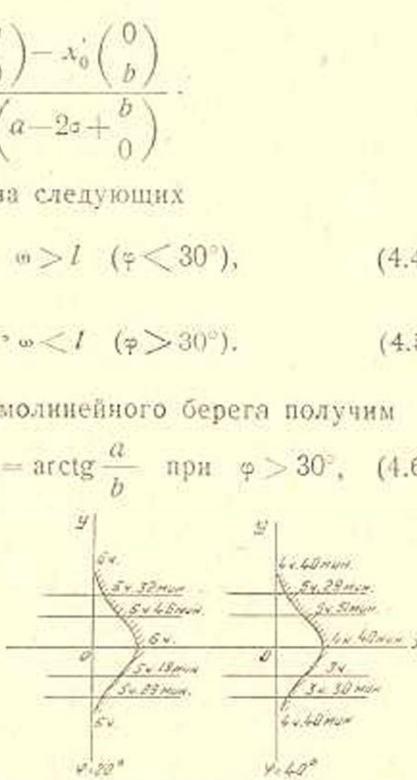
$$\operatorname{tg}\omega t_0=\frac{a-bx_0'}{b+x_0'(2-a)},\qquad \omega<l\quad(\varphi>30^\circ). \tag{4.5}$$

Полагая здесь $x_0'=0$, для случая прямолинейного берега получим

$$\omega t_0=\frac{\pi}{2}\quad\text{при}\quad\varphi<30^\circ\quad\text{и}\quad\omega t_0=\operatorname{arctg}\frac{a}{b}\quad\text{при}\quad\varphi>30^\circ, \tag{4.6}$$

что совпадает с соответствующим результатом из [6].

Результаты расчета по формулам (4.4) и (4.5) представлены на фиг. 6.



Фиг. 6. Запаздывание ветра в разных пунктах берега на широтах $\varphi=20^\circ$ и 40° с. ш.

Определим угол наклона ветра у земли

$$\operatorname{tg}\alpha=\left.\frac{v}{u}\right|_{z=0}. \tag{4.7}$$

Подставляя сюда решения (3.5) и (3.6) для случая $l=0$, получим:

$$\operatorname{tg}\alpha = -x_0'. \tag{4.8}$$

В случае прямолинейного берега $x_0' = 0$ и $\alpha = 0$, что совпадает с результатом из [6].

В случае $l \neq 0$, согласно (3.9) и (3.10), имеем

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{x_0'(a-b) + (2\sigma - a - b)\operatorname{tg}\omega t}{-a + b + x_0'(2\sigma - a - b)\operatorname{tg}\omega t}, \quad \varphi < 30^\circ, \tag{4.9}$$

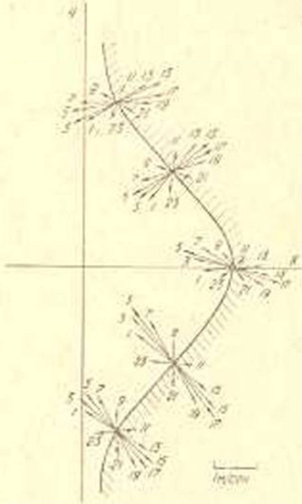
$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{ax_0' + b + (2\sigma - a - bx_0')\operatorname{tg}\omega t}{-a + bx_0' + [x_0'(2\sigma - a) + b]\operatorname{tg}\omega t}, \quad \varphi > 30^\circ. \tag{4.10}$$

В частности, при $x_0' = 0$ получим выражения для прямолинейного берега [6].

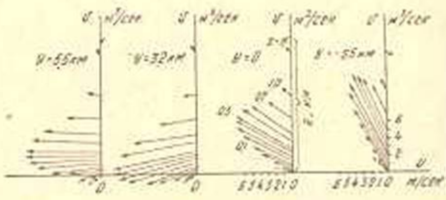
Суточный ход ветра представлен на фиг. 7. На фиг. 8 показано изменение вектора скорости ветра с высотой при $l \neq 0$ в 7 часов на суше.

Анализ результатов позволяет сделать ряд выводов в дополнение к полученным в [6].

В случае прямолинейного берега ни одна из величин не зависит от y, поэтому картины в разных вертикальных плоскостях повторяются. При криволинейном же очертании эти картины разные. В [6] можно было проследить как



Фиг. 7. Суточный ход вектора скорости ветра на высоте флюгера в разных пунктах берега.



Фиг. 8. Изменение вектора скорости ветра с высотой при $l \neq 0$, $x = 10$ *км*, в 7 часов. Пунктиром показано направление ветра у земли (при $z = 0$).

влияет ускорение Кориолиса на развитие процесса для прямолинейного берега, здесь на фиг. 2 показано это влияние для криволинейного берега. Легко заметить, что учет силы Кориолиса приводит к лучшему соответствию хода ветра данным наблюдений.

Как показывает фиг. 3, пунктирные профили, соответствующие прямолинейному берегу, повторяются при одних и тех же значениях x и разных значениях y, в то время, как профили, соответствующие криволинейному берегу, на разных расстояниях от оси x сильно отличаются друг от друга. Пунктирные профили при $x = y = 0$ совпадают со сплошными при $x = 0$, $y = p$, так как здесь $\partial T_1/\partial y = 0$ и $x_0' = 0$. На больших расстояниях от оси x, где криволинейный берег приближается к прямолинейному, снова имеет место $\partial T_1'/\partial y \to 0$ и $x_0' \to 0$, поэтому влияние берега здесь также исчезает.

Большой интерес представляют карты изолиний вертикальных токов (фиг. 4 и 5). В случае прямолинейного берега эти изолинии прямые, параллельные береговой линии, причем нулевая изолиния совпадает с последней. Криволинейная форма берега приводит к резкой деформации этого поля. Нулевая линия лишь на больших расстояниях приближается к береговой линии и дважды пересекает последнюю (в точках перегиба), языкообразно далеко вдаваясь в сторону суши и двумя обширными частями в сторону воды. При этом имеют место и замкнутые изолинии, причем вся картина получается симметричной относительно оси x как в случае $l \neq 0$, так и $l = 0$.

Отметим, что абсолютная величина вертикальных токов определяется значениями двух параметров — ε и q, первый из которых характеризует контраст температуры суша-вода, а второй — кривизну берега. Величина вертикальных токов оказывается прямо пропорциональной квадрату каждого из указанных параметров. По-видимому, развитый бриз в значительной степени стирает горизонтальную неоднородность температуры и влияние берега, поэтому вертикальные токи по своей абсолютной величине будут несколько меньше, чем получено теоретически, но все же наблюдения над облаками подтверждают своеобразную их форму, в большой степени соответствующую тому, что получено на картах изолиний.

Как показывают формулы (4.4)—(4.5), момент наступления бриза при криволинейном береге и $l \neq 0$ зависит от широты везде, в отличие от прямолинейного берега. Кроме того, как показывает фиг. 6, при одном и том же значении широты этот момент зависит от y и лишь в вершине залива и на больших расстояниях от оси x совпадает с результатом для случая прямолинейного берега [6].

Скорость ветра на берегу при $l=0$ везде направлена по нормали к береговой линии и поэтому лишь на вершине и на больших расстояниях от оси x совпадает с последней ($v = 0$). Но лишь при учете силы Кориолиса имеется суточный ход направления ветра. Фиг. 7 показывает суточный ход величины и направления скорости ветра. С высотой имеет место правый поворот скорости ветра (фиг. 8), на некоторых высотах имеет место течение обратного направления.

Таким образом, учет формы береговой линии приводит к существенно новым результатам, которые не могли быть получены из решения задачи для прямолинейного берега. При этом учет силы Кориолиса принципиально улучшает результаты.

Институт водных проблем и гидротехники
МВХ Армянской ССР

Поступила 1 IV 1964

Ա. Մ. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ, Մ. Գ. ԴԱՂՍՏԱՆՅԱՆ

ԱՓԱԳԾԻ ՁԵՎԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲՐԻԶԱՅԻՆ ՇՐՋԱՊՏՈՒՅՏԻ ՎՐԱ

Ամփոփում

Հոդվածում բերված է բրիզային շրջապտույտի խնդրի լուծումը, երբ ափագիծն ունի (3.1) կորագիծ տեսքը։ Սխեմատիկորեն այն ներկայացված է գծ. 1-ում։ Խնդրի լուծման համար ելնում ենք հիդրոթերմադինամիկայի գծայնացրած (1.1)—(1.5) հավասարումներից (1.6) եզրային պայմանների դեպքում։

Պարզության համար ընդունված է, որ ուղղաձիգ տուրբուլենտականության գործակիցը հաստատուն է։ Լուծումը ստացվում է (2.7), (2.9), (2.12), (2.13) և (2.15) տեսքով, երբ հաշվի է առնվում Կորիոլիսի արագացումը, և (2.7), (2.9), (2.16), (2.17), (2.18) տեսքով, երբ Կորիոլիսի արագացումը բացակայում է։ Ծածկույթի ջերմաստիճանի (3.2) տեսքի դեպքում կատարված են հաշվարկներ և արդյունքները ներկայացված են բերված գծագրերում։ Գծ. 2-ում ներկայացված են y-ի տարբեր արժեքների համար ստացված քամու պրոֆիլները Կորիոլիսի արագացման առկայության, ինչպես նաև նրա բացակայության դեպքում։ Գծ. 3-ում ներկայացված են քամու արագության հորիզոնական բաղադրիչների արդյունքները ուղղագիծ ափի համար ստացված արդյունքների հետ միասին։ Ի տարբերություն ուղղագիծ ափի, այստեղ ստացված են տարբեր ուղղաձիգ հարթություններում տարբեր պատկերներ։

Բրիզի ծագման ժամկետը, երբ Կորիոլիսի արագացումը բացակայում է, որոշվում է (4.2) բանաձևով, որից ստացված արդյունքը համընկնում է [6]-ում ստացված արդյունքի հետ։ Կորիոլիսի արագացումը հաշվի առնելիս ստացված է, որ բրիզի ծագման ժամկետը ափի տարբեր տեղերում տարբեր է, որը և երևում է գծ. 6-ում։ Միայն որոշ կետերում այն համընկնում է [6]-ի արդյունքների հետ։

Քամու թեքության անկյունը որոշվում է (4.7), (4.9) և (4.10) բանաձևերով։ (4.9)-ից և (4.10)-ից ստացված արդյունքները ներկայացված են գծ. 7-ում, իսկ գծ. 8-ում ցույց է տրված արագության վեկտորի փոփոխությունը ըստ բարձրության, երբ հաշվի է առնվում Կորիոլիսի արագացումը։

Առանձին հետաքրքրություն են ներկայացնում ուղղաձիգ հոսանքների իզոգծերի քարտեզները (գծ. գծ. 4 և 5)։ Ուղղագիծ ափի համար այն իզոգծերը ափին զուգահեռ ուղիղներ են։ Ափի կոր տեսքը բերում է այս դաշտի դեֆորմացիային։ Զերոյական գիծը միայն շատ մեծ հեռավորությունների վրա համընկնում է ափագծի հետ, երկու անգամ հատում է այն և լեզվակի ձևով տարածվում ցամաքի վրա։ Ըստ որում գոյություն ունեն նաև փակ իզոգծեր և պատկերը սիմետրիկ է x առանցքի նկատմամբ։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Буз А. И.* К вопросу о влиянии береговой линии на воздушные течения и распределение осадков. Сборник по региональной синоптике, № 5, 1960.
2. *Бурман Э. А.* К вопросу о распределении вертикальных токов при бризовых циркуляциях. Труды ОГМИ, вып. 5, 1953.
3. *Гутман Л. Н.* О структуре бризов. Труды ЦИП, вып. 8, 1948.

4. *Гутман Л. Н.* О вертикальных токах при бризах. Труды ЦИП, вып. 8, 1948.
5. *Гутман Л. Н.* О распределении бризов по нормали к берегу. Метеорология и гидрология, № 2, 1949.
6. *Мхитарян А. М.* О бризах в бассейне оз. Севан и некоторые результаты их расчета по фактическому распределению температуры подстилающей поверхности. Сообщение I: Известия АН АрмССР, серия техн. наук, № 5, 1962; сообщение 2: там же, № 6, 1962.
7. *Ситников И. Г.* Некоторые результаты гидродинамического исследования бризов. Труды ЦИП, вып. 93, 1960.
8. *Трубников Б. Н.* О вертикальных токах при бризе над плоским берегом. Известия АН СССР, серия геофиз., № 2, 1961.
9. *Pearce R. P.* The calculation of the sea-breese circulation in terms of the differential heating across the coastline. Quart. Journ. of the Roy. Met. Soc., **81**, № 349, 1955; **82**, № 1352, 1956.