

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
имени М. И. КАЛИНИНА

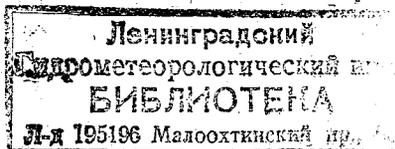
МЕЖВУЗОВСКИЙ СБОРНИК

ВЫПУСК 62

293216

ФИЗИКА
И ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

Ответственный редактор проф. Л. Г. Качурин



ЛЕНИНГРАД
1977

*Одобрено Ученым советом
Ленинградского гидрометеорологического института*

Сборник содержит результаты исследований режима нижнего слоя атмосферы и особенностей теплового баланса деятельной поверхности, выполнявшихся сотрудниками Гидрометеорологического института в содружестве с рядом других организаций. В нем содержится несколько статей, посвященных физике облаков и некоторым проблемам, связанным с искусственным воздействием на эволюцию облачности.

Сборник статей рассчитан на широкий круг специалистов метеорологов, а также аспирантов и студентов старших курсов метеорологической специальности.

Сборник подготовлен Ленинградским
гидрометеорологическим институтом

К ВОПРОСУ О СТРОЕНИИ ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

За последние годы, с момента публикации работы А. С. Мони-на [1], большое развитие получил раздел полуэмпирической теории турбулентности, связанный с использованием полной системы уравнений для вторых одноточечных моментов турбулентных пульсаций в качестве основы для замыкания системы уравнений динамики и переноса тепла в турбулентном пограничном слое. Ряд разработываемых за рубежом моделей стратифицированных турбулентных течений, представленных в основном в работах [2]—[4], был применен для расчета структуры турбулентности в планетарном пограничном слое атмосферы [5, 6] и для приземного слоя [7, 8]. Несмотря на определенные результаты, полученные в этих работах, некоторые вопросы, связанные с физикой приземного слоя атмосферы, остаются невыясненными. В частности, как отмечено в [9], остается запутанным вопрос о выполнении закона

$\theta \sim z^{-\frac{1}{3}}$ (θ — температура, z — высота) при неустойчивых условиях. Этот закон, полученный впервые Л. Прандтлем [10] и позднее из других соображений А. М. Обухова [11], справедлив, как известно, при свободной конвекции. Тем не менее большое число экспериментов, собранных, например, С. С. Зилитинкевичем [2], показывают удовлетворительное выполнение этого закона начиная уже с величины $z/L \approx -0,1$ (L — масштаб Мони-на — Обухова). Последние эксперименты, представленные в [13], демонстрируют его выполнение лишь в небольшой области ($-0,05 > z/L > -0,2$), и тщательные измерения, проведенные во время Канзасского эксперимента [14], подтверждают скорее закон $\theta \sim z^{-\frac{1}{2}}$, предложенный впервые А. Дайером [15].

Другим не менее важным вопросом является получение теоретического выражения для коэффициентов β_u и β_T в линейно-логарифмических законах для скорости ветра и температуры. Обширная сводка экспериментальных данных об этих коэффициентах приведена в [16]. В работе [17] была предпринята попытка объяснить большой разброс в экспериментальных значениях β_u и β_T влиянием радиационного теплообмена. Выяснилось, в частности, что радиа-

ция может существенно влиять на распределение температуры (β_T в этом случае зависит от лучистого притока тепла), но практически не влияет на профиль скорости ветра. Однако даже для β_T это объяснение, по всей вероятности, не является единственным. И наконец, третий вопрос, наиболее важный для приложений, требующих расчета профиля температуры, — это разработка теоретической модели для $\alpha_T = \frac{K_T}{K}$ — отношения коэффициентов турбу-

лентности для температуры и количества движения. Обсуждение этого вопроса также содержится в [9].

Данная работа представляет собой попытку объяснить рассмотренные выше экспериментальные факты в рамках стационарного и горизонтально однородного приземного слоя атмосферы без учета радиационного теплообмена и фазовых переходов.

Примем систему декартовых координат, ось x_1 направим по приземному ветру, ось x_3 — вертикально вверх. Система уравнений для горизонтально однородного приземного слоя атмосферы, выписанная без учета радиационного теплообмена, приобретает, как известно, форму постоянства турбулентных потоков с высотой и в указанной системе координат записывается в следующем виде:

$$-\overline{u'_3 u'_1} = u_*^2, \quad \overline{u'_3 \Theta'} = \frac{H_3}{\rho C_p}, \quad (1)$$

здесь u_i — составляющая скорости ветра, Θ — потенциальная температура, u_* — динамическая скорость, H_3 — турбулентный поток тепла в вертикальном направлении. Из десяти различных вторых моментов, которые можно образовать из трех составляющих пульсации скорости и пульсации температуры, три момента, включающих u'_2 , в силу симметрии относительно продольного направления, являются тождественными нулями [1]. Следуя этой работе, выпишем семь уравнений для оставшихся вторых моментов:

$$u_*^2 \frac{\partial \overline{u_1}}{\partial x_3} - \nu \overline{(\nabla u'_1)^2} + \frac{p'}{\rho} \frac{\partial u'_1}{\partial x_1} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\overline{u_1^2 u'_3} - \nu \frac{\partial \overline{u_1^2}}{\partial x_3} \right), \quad (2)$$

$$-\nu \overline{(\nabla u'_2)^2} + \frac{p'}{\rho} \frac{\partial u'_2}{\partial x_2} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\overline{u_2^2 u'_3} - \nu \frac{\partial \overline{u_2^2}}{\partial x_3} \right), \quad (3)$$

$$\frac{g}{T_0} \frac{H_3}{\rho C_p} - \nu \overline{(\nabla u'_3)^2} + \frac{p'}{\rho} \frac{\partial u'_3}{\partial x_3} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\overline{u_3^3} - \nu \frac{\partial \overline{u_3^2}}{\partial x_3} + 2 \frac{p'}{\rho} \overline{u'_3} \right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{g}{T_0} \frac{H_1}{\rho C_p} - \sigma_3^2 \frac{\partial \overline{u_1}}{\partial x_3} - 2\nu \overline{\nabla u'_1 \nabla u'_3} + \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u'_3}{\partial x_1} \right) = \\ = \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\overline{u_1 u_3^2} + \frac{p'}{\rho} \overline{u'_1} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

$$u_3^2 \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_3} - \frac{H_1}{\rho C_p} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_3} - (\nu + \chi) \overline{\nabla u_1' \nabla \Theta'} + \frac{\overline{p'}}{\rho} \frac{\partial \Theta'}{\partial x_1} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\overline{u_1' u_3' \Theta'} - \chi u_1' \frac{\partial \Theta'}{\partial x_3} - \nu \Theta' \frac{\partial u_1'}{\partial x_3} \right), \quad (6)$$

$$\frac{g}{T_0} \sigma_1^2 - \sigma_3^2 \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_3} - (\nu + \chi) \overline{\nabla u_3' \nabla \Theta'} + \frac{\overline{p'}}{\rho} \frac{\partial \Theta'}{\partial x_3} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\overline{u_3'^2 \Theta'} - \chi u_3' \frac{\partial \Theta'}{\partial x_3} - \nu \Theta' \frac{\partial u_3'}{\partial x_3} + \Theta' \frac{\overline{p'}}{\rho} \right), \quad (7)$$

$$- \frac{H_3}{\rho C_p} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_3} - \chi (\nabla \Theta')^2 = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\overline{u_3'^2 \Theta'^2} - \chi \frac{\partial \sigma_3^2}{\partial x_3} \right). \quad (8)$$

Здесь ν — кинематическая вязкость воздуха, p' — пульсации давления, $\frac{g}{T_0}$ — параметр плавучести, χ — коэффициент молекулярной температуропроводности, $\sigma_i^2 = \overline{u_i'^2}$, $\sigma_T^2 = \overline{\Theta'^2}$, $H_i = \rho C_p \overline{u_i' \Theta'}$.

В дальнейшем будем пренебрегать диффузионными членами в правых частях выписанных уравнений, как это обычно делается в подобных задачах.

Для замыкания системы уравнений (2) — (8) примем следующие гипотезы.

1. Предполагаем, следуя [18], что турбулентность является локально-изотропной, тогда

$$\overline{\nabla u_i' \nabla u_j'} = \frac{c}{3} \frac{b^2}{l} \delta_{ij}, \quad (\chi + \nu) \overline{\nabla u_i' \nabla \Theta'} = 0, \quad (9)$$

где $b^2 = \frac{1}{2} (\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2)$ — средняя кинетическая энергия турбулентных пульсаций, l — средний масштаб турбулентных неоднородностей.

2. Для членов, содержащих корреляцию пульсаций давления с полем скорости, применим гипотезу Ротта [19] с дополнительным слагаемым, отражающим анизотропию, вносимую горизонтальной подстилающей поверхностью [20].

$$\frac{\overline{p'}}{\rho} \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) = -c_1 \frac{b}{l} \left(\overline{u_i' u_j'} - \frac{2}{3} b^2 \delta_{ij} \right) -$$

$$- c_2 \frac{b}{l} \sigma_3^2 \left(k_i k_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} \right), \quad (10)$$

где $k_i = (0, 0, 1)$ — единичный вектор, направленный вертикально вверх. Первый член справа в этом представлении является ответ-

ственным за перераспределение энергии между различными компонентами пульсации скорости за счет пульсаций давления, стремящихся привести турбулентность к изотропному состоянию. Второй член выражает переход энергии от вертикальных пульсаций к горизонтальным за счет столкновения турбулентных вихрей с горизонтальной поверхностью. Подробное обсуждение гипотез такого рода, а также их некоторое обобщение, содержится в [21, 22].

3. Корреляции пульсаций давления с полем температуры в уравнениях баланса (6), (7) для $u'_i \Theta'$ и $u'_3 \Theta'$ в силу тенденции пульсаций давления приводить турбулентность к изотропному состоянию должны уменьшать абсолютную величину этих турбулент-

ных потоков. Предполагаем, что $\frac{p'}{\rho} \frac{\partial \Theta'}{\partial x_i}$ зависит от $\frac{g}{T_0} \sigma_T$ — среднего вертикального ускорения частиц за счет действия архимедовых сил, интенсивности вертикальных пульсаций σ_3 , среднего масштаба турбулентности и соответствующего кинематического потока тепла $\overline{u'_i \Theta'}$. В этом случае, пользуясь пи-теоремой теории подобия, получим

$$\frac{p'}{\rho} \frac{\partial \Theta'}{\partial x_i} = - \frac{\sigma_3}{l} \Phi \left(l \frac{g}{T_0} \frac{\sigma_T}{\sigma_3^2} \right) \cdot \overline{u'_i \Theta'}$$

где Φ — неизвестная нам функция безразмерного аргумента, являющегося малой величиной при малых l . Предполагая функцию достаточно гладкой, проведем ее разложение в ряд Маклорена и ограничимся линейным членом разложения. В итоге принимаем следующую гипотезу:

$$\frac{p'}{\rho} \frac{\partial \Theta'}{\partial x_i} = - \left(c_3 \frac{\sigma_3}{l} + c_4 \frac{g}{T_0} \frac{\sigma_T}{\sigma_3} \right) \overline{u'_i \Theta'}. \quad (11)$$

Первый член справа в этой формуле выражает действие пульсаций давления, возникающих за счет динамических факторов, и аналогичен соответствующему члену в гипотезе Ротта. Второй член отражает действие сил плавучести, которые приводят к дополнительной дивергенции вертикальной скорости и возникновению пульсаций давления. Иначе говоря, при достаточно больших вертикальных ускорениях нарушается условие квазистатичности, и хотя эти нарушения невелики, они определяют процесс вовлечения окружающего воздуха в ускоренно движущуюся частицу, что в конечном итоге приводит к ее разрушению [23]. Таким образом, пульсации температуры ведут к возникновению пульсаций давления, и этот процесс характеризуется уменьшением модуля турбулентного потока тепла.

4. Предполагаем, что скорость рассасывания температурных неоднородностей зависит от интенсивности вертикальных пульса-

ций σ_3 , интенсивности пульсаций температуры σ_T и некоторого среднего линейного масштаба температурных пульсаций l_T . Тогда из анализа размерностей получим

$$\overline{(\nabla\Theta')^2} = c_T^2 \frac{\sigma_3 \sigma_T^2}{l_T} \quad (12)$$

В свою очередь, для l_T предполагаем

$$l_T = \sigma_T \left/ \left| \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_3} \right| \right.$$

Введем безразмерные величины следующим образом:

$$\zeta = x_3/L, \quad \varphi = z \frac{x_3}{u_*} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_3}, \quad \varphi_T = z \frac{x_3}{\Theta_*} \frac{\partial \bar{\Theta}}{\partial x_3}, \quad \tilde{\sigma}_i = \sigma_i/u_*,$$

$$\tilde{\sigma}_T^2 = \sigma_T^2/\Theta_*^2, \quad \lambda(\zeta) = l/x_3, \quad b = \bar{b}/u_*,$$

здесь $L = \frac{u_*^3 T_0 \rho C_p}{g \alpha H_3}$ — упоминавшийся выше масштаб Монина —

Обухова, $\Theta_* = \frac{H_3}{\rho C_p u_*}$ — масштаб температуры. Опуская знач-

ки безразмерных величин, выпишем систему уравнений (2) — (8), используя гипотезы (9) — (12):

$$\lambda \varphi + \frac{c_1}{6} b (\sigma_3^2 + \sigma_2^2 - 2\sigma_1^2) + \frac{c_2}{6} b \sigma_3^2 - \frac{c}{3} b^3 = 0, \quad (13)$$

$$\frac{c_1}{6} b (\sigma_1^2 + \sigma_3^2 - 2\sigma_2^2) + \frac{c_2}{6} b \sigma_3^2 - \frac{c}{3} b^3 = 0, \quad (14)$$

$$-\lambda \zeta + \frac{c_1}{6} b (\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2\sigma_3^2) - \frac{c_2}{3} b \sigma_3^2 - \frac{c}{3} b^3 = 0, \quad (15)$$

$$-\sigma_3^2 \lambda \varphi + c_1 b - \frac{H_1}{H_3} \lambda \zeta = 0, \quad (16)$$

$$(\varphi_T + \varphi) \lambda + c_3 \frac{H_1}{H_3} \sigma_3^2 + c_4 \frac{H_1}{H_3} \frac{\sigma_T}{\sigma_3} \lambda \cdot |\zeta| = 0, \quad (17)$$

$$\lambda \varphi_T \sigma_3^2 - c_3 \sigma_3^2 - c_4 \frac{\sigma_T}{\sigma_3} \lambda |\zeta| - \lambda \zeta \cdot \sigma_T^2 = 0, \quad (18)$$

$$\sigma_T^2 \sigma_3^2 = \frac{1}{c_T^2} \quad (19)$$

Полагая при $\zeta \rightarrow 0$ $\lambda = 1$ (т. е. $l = \kappa x_3$) и $\varphi = 1$ (по определению постоянной Кармана κ), получим систему семи линейных алгебраических уравнений для определения пяти констант — c, c_1, c_2, c_3, c_T —

по заданным экспериментальным значениям $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \varphi_T, \frac{H_1}{H_3}, \sigma_T$

при $\zeta = 0$. Поскольку количество уравнений превосходит число неизвестных, путем последовательного исключения из системы уравнений пяти искомого констант приходим к двум необходимым ограничительным соотношениям между этими экспериментальными значениями:

$$\sigma_3^2 (\sigma_1^2 - \sigma_2^2) = 2, \quad (20)$$

$$\frac{H_1}{H_3} = -\frac{1 + \alpha_T}{\sigma_3^2}, \quad (21)$$

где $\alpha_T = \frac{K_T}{K} = \frac{\varphi}{\varphi_T}$.

Первое из этих соотношений было получено в [1]. Экспериментальные данные свидетельствуют о приближенном выполнении этих равенств. По лабораторным измерениям [24] и по измерениям в приземном слое атмосферы при $\zeta \approx 0$ $\sigma_1 \approx 2,4$ и $\sigma_2 \approx 1,8$, тогда из равенства (20) $\sigma_3 = 0,9$, что совпадает в пределах точности измерений с величиной σ_3 , полученной в [24], но несколько ниже значений σ_3 в приземном слое ($\sigma_3 \approx 1,1 \div 1,2$). Что касается второго соотношения, то, принимая рекомендованное в [9] значение

$\alpha_T \approx 1,2$, получим $\frac{H_1}{H_3} \approx -2,75$, что близко к экспериментальным данным работ [25, 14] — $\frac{H_1}{H_3} = -3,0 \div -3,3$.

С учетом соотношений (20) и (21) для определения необходимых констант достаточно иметь экспериментальные данные о значениях $\sigma_1, \sigma_2, \varphi_T, \sigma_T$ при $\zeta = 0$. Полагая $\sigma_1 = 2,4$, $\sigma_2 = 1,8$, $\alpha_T = 1,2$, а $\sigma_T = 1,85$, (в соответствии с данными [14]), из уравнений (14) — (16), (18), (19) при $\zeta = 0$, $\varphi = 1$, $\lambda = 1$ получим следующий набор констант $c = 0,09$, $c_1 = 0,36$, $c_2 = 1,05$, $c_T = 0,60$. Константу c_4 будем определять из условия $\alpha_T = 3,0$ при $\zeta \rightarrow -\infty$ (как это следует из большинства экспериментальных данных [12]), численные эксперименты показывают, что $c_4 = 1,1$.

Из уравнений (16), (18), (19) легко получить линейно-логарифмические законы для скорости ветра и температуры. Действительно,

$$\varphi(\zeta) = 1 + \beta_u \zeta + O(\zeta^2), \quad \varphi_T = \varphi_{T_0} + \beta_T \zeta + O(\zeta^2),$$

где $\beta_u \approx -\frac{H_{10}}{H_{30}} \frac{1}{\sigma_{30}}$, $\beta_T \approx \frac{1}{\sigma_{30}^2} \left[\frac{1}{c_T^2} \pm \frac{c_1}{c_T} \right]$.

С учетом принятых выше значений σ_{30} , $\frac{H_{10}}{H_{30}}$, c_T , c_A получим

$$\beta_u \approx 3,4, \quad \beta_T^+ \approx 4,45, \quad \beta_T^- \approx 1,15.$$

Знак плюс обозначает устойчивую стратификацию, минус — неустойчивую. Таким образом, β_T , в отличие от β_u , а следовательно, и производная от универсальной функции Φ_T , при $\zeta=0$ терпит разрыв, что свидетельствует о наличии двух различных режимов при устойчивой и неустойчивой стратификации. Возможность такой ситуации была указана в [26].

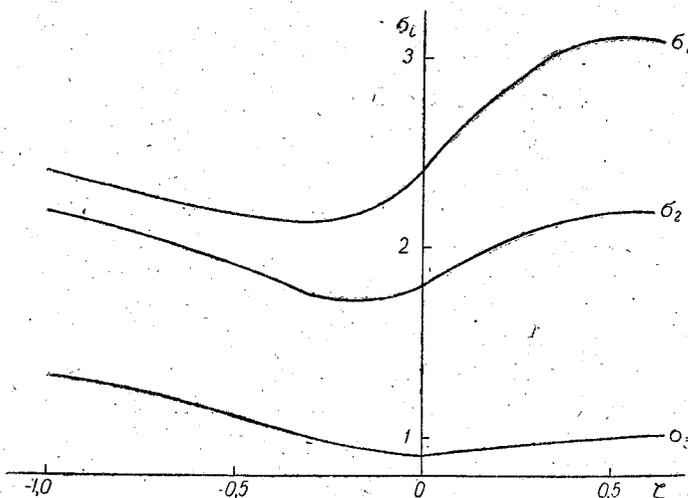


Рис. 1. Рассчитанные значения безразмерных стандартных отклонений составляющих скорости ветра $\sigma_i = (\overline{u_i'^2})^{1/2} / u_*$

Система уравнений (13) — (19) будет замкнутой, если мы зададим вид функции $\lambda(\zeta)$. В простейшем случае полагаем $\lambda(\zeta) = 1$, т. е. линейную зависимость масштаба турбулентности от высоты; это позволяет получить простые алгебраические соотношения для всех искомых функций.

На рис. 1 приведены профили различных компонент турбулентной энергии. Как легко видеть, энергия вертикальных пульсаций имеет минимум при $\zeta=0$, при неустойчивых условиях она монотонно возрастает, а при устойчивых — стремится к постоянной величине, равной приблизительно 1.05. Такая особенность объясняется тем, что при малых $|\zeta|$ значительная часть энергии вертикальных пульсаций в результате взаимодействия вихрей с горизонтальной поверхностью переходит к горизонтальным пульсациям. Минимумы

в профилях горизонтальных компонент энергии можно объяснить следующим образом. Генерация турбулентной энергии за счет динамических факторов (член $\lambda\phi$ в уравнении (13)) резко убывает при неустойчивых условиях, об этом можно судить по рис. 2, где приведен профиль $\phi(\zeta)$, в то же время за счет действия сил плавучести возрастает энергия вертикальных пульсаций, которая при уменьшении σ_1 и σ_2 до некоторых значений, начинает передаваться горизонтальным пульсациям в результате действия пульсаций давления.

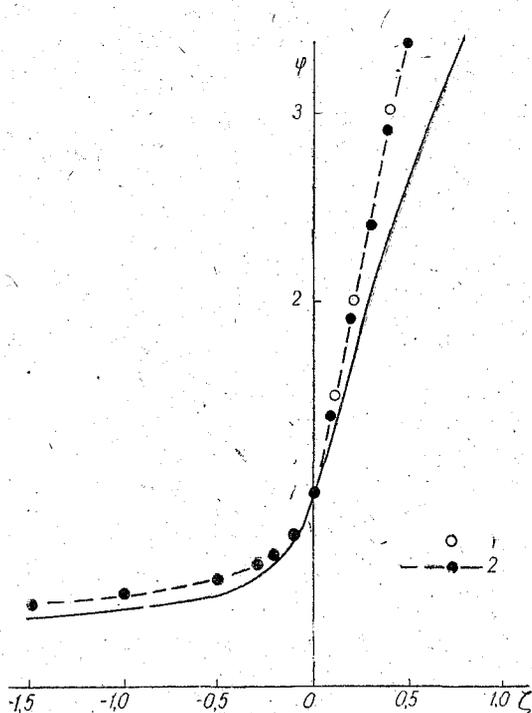


Рис. 2. Теоретический профиль универсальной функции $\phi(\zeta)$:

1 — экспериментальные данные для устойчивой атмосферы [31];
2 — кривая, построенная по эмпирической формуле [14]

На рис. 3 показано распределение с высотой параметра Пристли

$$H_* = \frac{\kappa^2}{|\varphi_T \zeta^{\frac{1}{3}}|^{\frac{3}{2}}},$$

который равен константе при выполнении закона $\Theta \sim |\zeta|^{-\frac{1}{3}}$. Как видно из рисунка, распределение температуры удовлетворяет логарифмическому закону

рифмическому закону в интервале $0 > \zeta > -0,05$, затем до значений $\zeta \approx -0,15$ приблизительно выполняется закон $\Theta \sim |\zeta|^{-\frac{1}{3}}$, далее идет обширный интервал выполнения закона $\Theta \sim |\zeta|^{-\frac{1}{2}}$ и лишь при достаточно больших (ζ) наступает режим свободной конвекции.

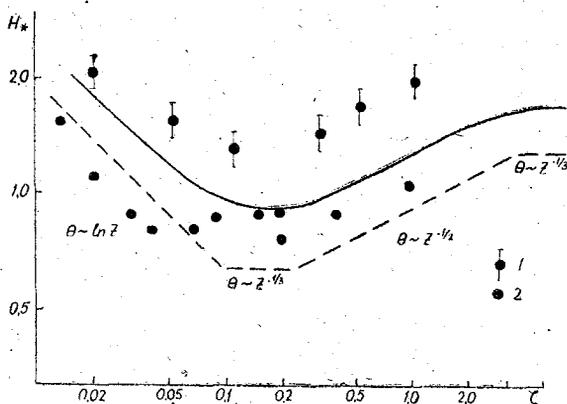


Рис. 3. Теоретический расчет функции $H_*(\zeta)$:
1 — экспериментальные данные [13], 2 — данные работы [32]

Минимум в функции H_* по данным Суинбека [13] обсуждался в работе [9], где, в частности, было высказано предположение о том, что в некоторых условиях при конвекции вертикальные пульсации не обмениваются энергией с горизонтальными; энергия, генерируемая силами плавучести, идет на увеличение интенсивности вертикальных пульсаций, а генерация турбулентной энергии, происходящая за счет сдвига скорости ветра — на увеличение интенсивности горизонтальных. Аналогичные предположения обсуждаются также в работах [28, 29, 30], в последней из них для слоя, в котором выполняются указанные выше условия, был предложен термин «конвекция со сдвигом».

Поскольку обмен энергией между различными компонентами пульсаций скорости потока осуществляют пульсации давления, режим конвекции со сдвигом соответствует обращению в нуль члена, содержащего пульсации давления в уравнении (4), а значит, — и суммы аналогичных членов в уравнениях (2) и (3). Именно такая ситуация и соответствует минимуму в рассчитанной функции H_* . В переходном режиме между конвекцией со сдвигом и свободной конвекцией приблизительно выполняется закон «минус одной второй». Одним из следствий этого эффекта является возрастание при конвекции отношения α_T (рис. 4), хорошо известное из экспериментальных данных.

Таким образом, использование системы уравнений для вторых одноточечных моментов позволяет объяснить целый ряд эффектов в приземном слое атмосферы и дает возможность получить простейшие статистические характеристики турбулентности, необходимые в целом ряде важных практических задач.

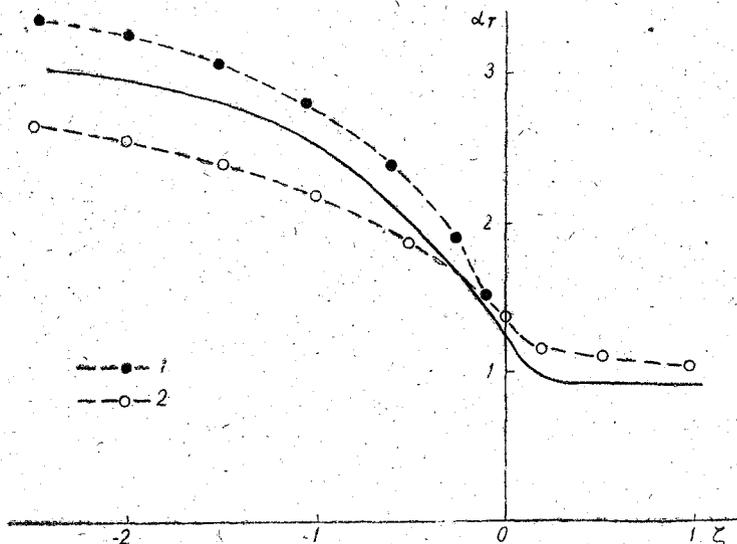


Рис. 4. Теоретический расчет функции $\alpha_T(\zeta) = \frac{K_T}{K}$:

1 — расчет по эмпирической формуле [13], 2 — расчет по эмпирической формуле [14]

ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С. О свойствах симметрии турбулентности в приземном слое воздуха. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1965, т. 1, № 1, с. 45—54.
2. Hanjalic K., Launder B. E. A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows. J. Fluid mech. vol. 52, p. 4, pp. 609—638, 1972.
3. Donaldson C. du P. Calculation of turbulent shear flows for atmospheric and vortex motions. AIAA J., vol. 10, pp. 4—12, 1972.
4. Daly B. J., Harlow F. H. Transport equations in turbulence. Phys. Fluids, vol. 13, pp. 2634—2649, 1970.
5. Shir C. C. A preliminary numerical study of atmospheric turbulent flows in the idealized planetary boundary layer. J. Atm. Sci. vol. 30, pp. 564—579, 1973.
6. Wyngaard J. C., Coté O. R. The evolution of convective planetary boundary layer — a higher-order closure model study. Bound. Layer Met. vol. 7, pp. 289—308, 1974.
7. Mellor G. L. Analytic prediction of the properties of stratified planetary surface layers. J. Atm. Sci. vol. 30, pp. 1061—1069, 1973.

8. Lewellen W. S., Teske M. Prediction of the Monin—Obuchov similarity functions from an invariant model of turbulence. *J. Atm. Sci.*, vol. 30, pp. 1340—1345, 1973.
9. Яглом А. М. Данные о характеристиках турбулентности в приземном слое атмосферы. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1974, т. 10, № 6, с. 566—586.
10. Prandtl L. Meteorologische Anwendungen der Strömungslehre. *Beitr. Phys. fr. Atmosph. h.* 19, nr. 3, 188—202, 1932.
11. Обухов А. М. Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере. — Труды ин-та теор. геофиз. АН СССР», 1946, т. 1, с. 95—115.
12. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1970. 290 с.
13. Swinbank W. C. A comparison between predictions of dimensional analysis for the constant flux and observations in unstable conditions. *Qurt. J. Roy. Met. Soc.* vol. 94, pp. 460—467, 1968.
14. Wunngaard J. C., Cote O. R., Izumi Y. Local free convection, similarity and the budgets of shear stress and heat flux. *J. Atm. Sci.* vol. 28, pp. 1171—1182, 1971.
15. Dyer A. J. The turbulent transport of heat and water vapour in an unstable atmosphere. *Qurt. J. Roy. Met. Soc.* vol. 93, pp. 501—508, 1967.
16. Каплан С. Н., Лифшиц Н. Н., Пономарева С. М. О профиле ветра в термически стратифицированном приземном слое атмосферы. — «Труды ЛГМИ», 1974, вып. 49, с. 26—37.
17. Гаврилов А. С., Лайхтман Д. Л. О влиянии радиации на режим приземного слоя атмосферы. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1973, т. 9, № 1, с. 27—33.
18. Колмогоров А. Н. Уравнения турбулентного движения несжимаемой жидкости. — «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1942, т. 6, с. 56—58.
19. Rotta J. C. Statische Theorie nichthomogener Turbulenz. *Zeit. für Physik*, Bd. 129, s. 547, 1951.
20. Давыдов Б. И. К статической теории несжимаемой жидкости. — ДАН, 1959, т. 127, № 4, с. 768—771.
21. Launder B. E. On the effect of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum. *J. Fluid Mech.* vol. 67, p. 3, pp. 569—581, 1975.
22. Naot D., Shavit A., Wolfshtein M. Two point correlation model and the redistribution of Reynolds stress. *Phys. Fluids.* vol. 16, p. 738, 1973.
23. Андреев В., Панчев С. Динамика атмосферных термиков. Л., Гидрометеоздат, 1975.
24. Klebanoff P. S. Characteristics of turbulence in boundary layer with zero pressure gradient. *Nat. Advis. Com. Aeronaut.*, Rep. № 1247, 1955.
25. Зубковский С. А., Цванг Л. Р. О горизонтальном турбулентном потоке тепла — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1966, т. 2, № 12, с. 1307—1310.
26. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика, ч. 1. М., «Наука», 1965. 639 с.
27. Cramer H. E. Turbulent transfer processes for quasi—homogeneous flows within the atmospheric surface layer. *Boundary layers and turbulence (Phys. Fluids Suppl.)*, pp. 240—246, 1967.
28. Зилитинкевич С. С. О турбулентности и диффузии при свободной конвекции. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1971, т. 7, № 12, с. 1263—1269.

29. Бетчов Р., Яглом А. М. Замечания о теории подобия для турбулентности в неустойчиво стратифицированной атмосфере. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1971, т. 7, № 12, с. 1270—1279.
30. Zilitinkevich S. S. Shear convection. Bound. Layer Met. vol. 3, pp. 416—423, 1973.
31. Mcveihil G. E. Wind and temperature profiles near the ground in stable stratification. Quart. J. Roy. Met. Soc. vol. 90, pp. 136—146, 1964.
32. Мордухович М. И., Цванг Л. Р. Прямые измерения турбулентных потоков на двух уровнях в приземном слое атмосферы. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1966, т. 2, № 8, с. 786—803.



ВЛИЯНИЕ РЕЛЬЕФА ГОРОДА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРИМЕСЕЙ ОТ СТАЦИОНАРНОГО ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

К настоящему времени собран значительный экспериментальный и теоретический материал по изучению турбулентной диффузии примеси в пограничном слое атмосферы. Однако полученные результаты относятся в основном к однородному рельефу негородского типа. Главное внимание уделялось изучению влияния термических факторов на состояние пограничного слоя атмосферы и атмосферную диффузию примесей. Представляет очевидный интерес изучение влияния рельефа, в частности рельефа городского типа, на характер распространения примесей и структуру пограничного слоя атмосферы. На существование эффекта влияния рельефа указывают климатологические исследования [1, 2] и теоретические оценки [3].

Будем рассматривать вопрос о загрязнении атмосферы стационарным точечным источником примеси в условиях города на основе модели Лайхтмана [4, 5], пренебрегая эффектом вращения ветра. В соответствии с этой моделью представим концентрацию примеси $q(x, y, z)$ в виде

$$q(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_y^2}} \cdot \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot S(x, z), \quad (1)$$

где $S(x, z)$ — интегральная концентрация, σ_y — параметр дисперсии примеси в направлении, поперечном направлению средней скорости ветра. Ось x совместим с направлением вектора скорости ветра, ось z направим вверх. Уравнение турбулентной диффузии для интегральной концентрации S с учетом влияния рельефа [6] запишем в виде

$$D\sqrt{U^2 + V^2} \frac{\partial S}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial z} \left(D \cdot k \frac{\partial S}{\partial z} \right) = DQ_p \delta(z - \xi) \delta(x), \quad (2)$$

где $U(z)$, $V(z)$ — компоненты средней скорости ветра; $k(z)$ — коэффициент турбулентной диффузии, который мы будем полагать равным коэффициенту турбулентной вязкости, Q_p — мощность ста-

ционного точечного источника примеси, расположенного в точке $(0, 0, \xi)$; D — пористость, т. е. величина, равная отношению объема, занятого атмосферой, ко всему объему, занятому атмосферой и препятствиями. Задача решается для сохраняющейся примеси. Пористость будем моделировать в виде

$$D(z) = \frac{(1-D_0)}{\pi} \operatorname{arctg} \left(\gamma \frac{z-h}{h} \right) + \frac{(1+D_0)}{2}, \quad (3)$$

где D_0 — величина пористости в слое расположения препятствий (слое шероховатости), γ — параметр дисперсии случайной высоты препятствия около среднего значения h . Уравнение (2) решается при граничных условиях

$$S|_{x < 0} = S|_{z=H} = \frac{\partial S}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad (4)$$

где H — высота пограничного слоя.

Для решения задачи численного моделирования турбулентной диффузии в условиях города мы должны располагать достаточно детальной и корректной моделью пограничного слоя атмосферы, справедливой как для слоя шероховатости, так и вне его. Воспользуемся моделью, сформулированной в работе [7]. Модель представляет собой систему уравнений:

$$\frac{d}{dz} \left((k + \nu) \frac{dU}{dz} \right) - F \cdot U \sqrt{U^2 + V^2} - \lambda (G_y - V) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dz} \left((k + \nu) \frac{dV}{dz} \right) - F \cdot V \sqrt{U^2 + V^2} + \lambda (G_x - U) = 0, \quad (6)$$

$$Dk \left[\left(\frac{dU}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dV}{dz} \right)^2 \right] + DF (U^2 + V^2)^{\frac{3}{2}} + \\ + \alpha_b \frac{d}{dz} \left(D(k + \nu) \frac{db}{dz} \right) + \frac{D^{\frac{3}{2}} P}{\rho c_p} + \frac{DCb^2}{k} = 0, \quad (7)$$

$$k = l \sqrt{b}, \quad (8)$$

$$l = \alpha C^{\frac{1}{4}} \left(\int_0^z \varphi \exp \left(- \frac{\alpha C^{\frac{1}{4}} \zeta}{l_\infty} \right) d\zeta + \tilde{z}_0 \right), \quad (9)$$

$$\text{где } F = \begin{cases} F_0, & z \leq h, \\ 0, & z > h, \end{cases} \quad (10)$$

$$\varphi = \begin{cases} 0, & l \geq l_0 \wedge z \leq h, \\ 1, & l < l_0 \vee z > h, \end{cases} \quad (11)$$

$$P(z) = -\frac{\rho c_p u_* \lambda k}{\beta \kappa^3 (z + z_0)} \left(\mu + \Gamma \frac{z \lambda}{x u_*} \right). \quad (12)$$

Здесь ν — молекулярная вязкость, F — параметр, характеризующий фрикционные свойства слоя шероховатости, λ — параметр Кориолиса, G_x, G_y — компоненты геострофической скорости ветра, α_b — параметр диффузии энергии турбулентности, b — энергия турбулентности, β — параметр плавучести, P — вертикальный турбулентный поток тепла, C — константа диссипации, l — масштаб турбулентности, l_0 — максимальное значение l в слое шероховатости, l_∞ — максимальное значение l , достигаемое на верхней границе пограничного слоя, z_0 — параметр шероховатости поверхности, на которой расположены макропрепятствия, κ — постоянная Кармана, u_* — скорость трения, измеренная непосредственно над слоем шероховатости. Параметры μ и Γ характеризуют термический режим пограничного слоя [4, 8]. Граничные условия задачи

$$U|_{z=0} = V|_{z=0} = \frac{db}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{dU}{dz} \Big|_{z=H} = \frac{dV}{dz} \Big|_{z=H} = b|_{z=H} = 0. \quad (13)$$

Сформулированная система уравнений и граничных условий решается численно. Значения параметров, определяющих состояние пограничного слоя, подбираются на основе анализа экспериментальных данных по профилю скорости ветра. Определяющими параметрами являются три динамических параметра $F_0/G\lambda$, h/l_0 , $G/\lambda h$, заменяющих собой число Россби $Ro = G/\lambda z_0$, применяемое для параметризации пограничного слоя над подслоем шероховатости, два термических параметра μ и Γ и два геометрических D_0 и γ . Значение остальных параметров, входящих в модель, для целей данной работы не существенно. Влияние параметра пористости D_0 проанализировано в работе [6]. Ниже приводятся результаты расчетов интегральной концентрации примеси для точечного источника, которые наряду с пористостью учитывают и другие факторы, влияющие на динамику пограничного слоя. Алгоритм решения уравнения турбулентной диффузии дан в работе [9].

Типичные результаты представлены на рис. 1—3. На рис. 1—2 сопоставлены профили модуля средней скорости ветра, коэффициента турбулентной диффузии и полей изолиний интегральной концентрации для двух типов рельефов — негородского типа (рис. 1) и типичного городского рельефа (рис. 2). На рис. 3 приведены значения интегральной концентрации примеси у поверхности земли как функции расстояния от точечного источника для трех характерных типов рельефов. Результаты численного моделирования, иллюстрируемые на приведенных рисунках, наглядно демонстрируют эффект влияния рельефа на атмосферную диффузию.

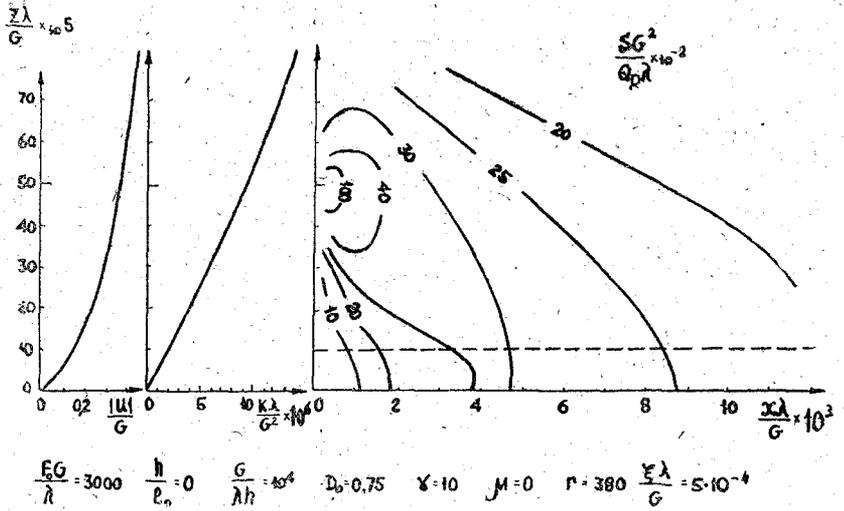


Рис. 1. Средняя скорость ветра, коэффициент турбулентной диффузии и поле интегральных концентраций примеси. Рельеф негородского типа

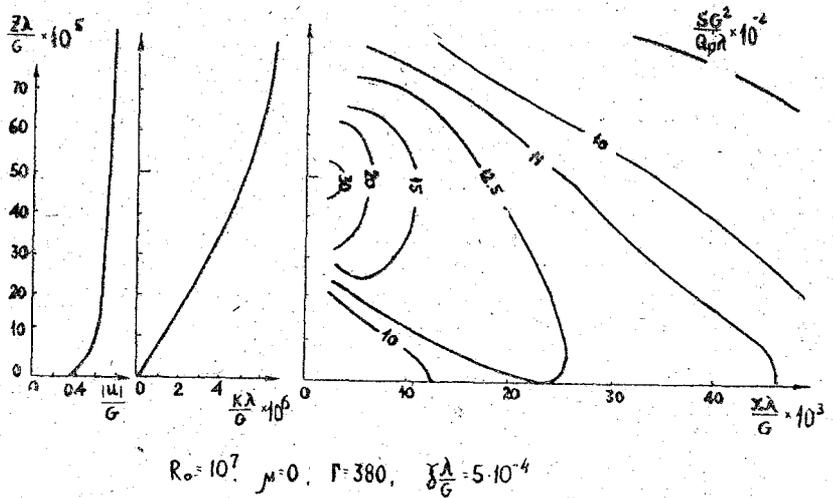


Рис. 2. Средняя скорость ветра, коэффициент турбулентной диффузии и поле интегральных концентраций примеси. Городской рельеф

При интерпретации полученных результатов необходимо иметь в виду, что все величины, используемые в модели, получены при стационарных условиях для горизонтально однородного (в смысле однородности средних макропараметров рельефа) пограничного слоя. Все величины определены как средние не только по времени (в обычном масштабе микрометеорологического осреднения), но и по пространству с некоторым масштабом пространственного

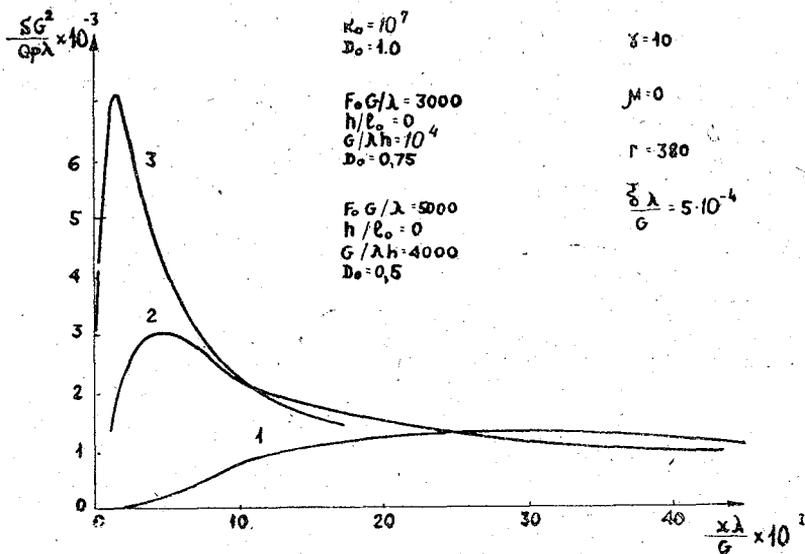


Рис. 3. Интегральная концентрация примеси на уровне земли как функция расстояния до стационарного точечного источника:

1 — рельеф негородского типа, 2 — город, 3 — крупный город

осреднения. Однако для конкретных источников величины концентраций определяются особенностями рельефа вблизи источника. Поэтому получаемые результаты следует рассматривать как типичные значения (средние по ансамблю).

Для сопоставления интегральных концентраций S с реальными q необходимо экспериментальное изучение поперечного рассеяния примесей в городских условиях. Этот вопрос практически еще не изучен, вследствие чего сопоставление полученных результатов с экспериментом пока затруднительно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колдомасов Л. И. Микроклиматические особенности и их значение в планировке и застройке промышленных центров. — «Труды Новосибирского филиала НИИАК», 1965, № 1, с. 118—130.

2. Колдомасов Л. И. Особенности загрязнения воздуха городов Сибири в зависимости от метеорологических условий и рельефа местности. В кн.: Метеорологические аспекты промышленных загрязнений атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1968, с. 71—76.
3. Shir C. C. Numerical investigation of the atmospheric dispersion of stack elements. IBM Journal of research and development. 1972, 16, № 2, pp. 171—178.
4. Лайхтман Д. Л. Диффузия примеси от точечных источников в приземном слое атмосферы. — «Труды ЛГМИ», 1963, № 15, с. 3—9.
5. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1970, 341 с.
6. Попов А. М. Об особенностях атмосферной диффузии над неоднородной подстилающей поверхностью. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана». 1974, 10, № 12, с. 1309—1312.
7. Попов А. М. Моделирование планетарного пограничного слоя атмосферы в слое шероховатости. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана». 1975, 11, № 6, с. 574—581.
8. Лайхтман Д. Л. Параметризация планетарного пограничного слоя атмосферы. В кн.: «Национальная программа по АТЭП», 1974, с. 82—91.
9. Натанзон Г. А., Попов А. М. Метод численного решения уравнения турбулентной диффузии примеси в пограничном слое атмосферы. — «Труды ЛГМИ», 1975, № 52, с. 29—34.



А. С. ГАВРИЛОВ, С. М. ПОНОМАРЕВА, В. М. РАДИКЕВИЧ (ЛГМИ)

РАСЧЕТ ТУРБУЛЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ОСЛАБЛЕНИЕ РАДИОВОЛН

При исследовании дальнего тропосферного распространения радиоволн УКВ диапазона представляют интерес сведения о структурной функции диэлектрической проницаемости воздуха ϵ и средних масштабах турбулентных неоднородностей l . Флуктуации ϵ (и показателя преломления $n = \sqrt{\epsilon}$), как известно, зависят от флуктуации температуры и влажности. Именно эти флуктуации, обусловленные турбулентным характером движения в атмосфере, являются причиной ослабления и рассеяния радиоволн и определяют условия их распространения на расстояния порядка сотен километров. Экспериментальное исследование этого вопроса сопряжено со значительными техническими трудностями, особенно для морских условий, поэтому большое значение приобретают расчетные методы определения радиометеорологических характеристик ослабления и рассеяния радиоволн на основе стандартной метеорологической информации.

Мерой интенсивности флуктуаций показателя преломления в радиометеорологической литературе является структурная постоянная C_n^2 , входящая в выражение для структурной функции показателя преломления [1]:

$$D_n(r) = C_n^2 r^{\frac{2}{3}}, \quad \text{где } C_n^2 = A_n \epsilon_n \epsilon_b^{-\frac{1}{3}}. \quad (1)$$

Здесь ϵ_n — средняя скорость выравнивания турбулентных неоднородностей в поле показателя преломления, ϵ_b — скорость диссипации кинетической энергии турбулентных пульсаций в тепло,

$A_n = \frac{3}{2} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \beta_n$, β_n — эмпирическая константа порядка единицы.

Структурный коэффициент C_n^2 является важным параметром, содержащим информацию о внутренней структуре атмосферной турбулентности. Подавляющее большинство экспериментов по определению C_n^2 производилось над сушей, т. е. в районах, характеризующихся в среднем значительно меньшей влажностью, чем районы открытого океана. Полученные в континентальных условиях зна-

чения C_n^2 вполне удовлетворительно согласуются с хорошо исследованными по измерениям температурных пульсаций величинами $C_n^2 = A_T \varepsilon_T \varepsilon^{-\frac{1}{3}}$, где ε_T — средняя скорость рассасывания температурных неоднородностей, A_T — эмпирическая постоянная [1]. В оптическом диапазоне поправкой, вносимой влажностью, можно пренебречь. Однако для интересующих нас сантиметровых радиоволн, как показано в [2, 3], даже над сушей пульсации влажности играют важную роль в флуктуациях показателя преломления. Тем более существенно влияние влажности на величину C_n^2 для приводного слоя атмосферы, в котором велики градиенты влажности. Поэтому в морских условиях для оценок средних значений C_n^2 и его амплитуды колебаний в зависимости от высоты и метеоусловий нельзя использовать закономерности, полученные для параметра C_T^2 .

Предложенный В. И. Татарским [4] расчетный способ определения C_n^2 использует предположение о равенстве скоростей диссипации и генерации турбулентных неоднородностей в поле показателя преломления; такой способ заведомо может давать большие погрешности, особенно при выполнении расчетов для значительного удаления от подстилающей поверхности и стратификации, отличающейся от нейтральной.

В предлагаемой ниже методике определения интенсивности и размеров турбулентных неоднородностей в поле показателя преломления используется система уравнений для стационарного, горизонтально-однородного пограничного слоя атмосферы, сформулированная в [5]:

$$\frac{d^2 \eta}{dz^2} + \lambda \frac{\sigma}{k} = 0, \quad \frac{d^2 \sigma}{dz^2} - \lambda \frac{\eta}{k} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\eta^2 + \sigma^2}{k} + \frac{g}{T} k_r \frac{d\theta}{dz} - 0,61 k_q \frac{dq}{dz} + \alpha_b \frac{d}{dz} k \frac{db}{dz} - c \frac{b^2}{k} = 0, \quad (3)$$

$$l = -x \left[\frac{d}{dz} \ln \left(\frac{b}{k} \right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

$$k = c^{\frac{1}{4}} l \sqrt{b}. \quad (5)$$

Здесь ось X направлена по приземному ветру, ось Z — вертикально вверх, σ , η — компоненты напряжения трения, k — коэффициент турбулентного обмена для количества движения, l — средний масштаб турбулентных неоднородностей, u , v — составляющие скорости ветра, $\lambda = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса, ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта, q — удельная влажность,

k_T, k_q — коэффициенты турбулентного обмена для переноса тепла и влажности, $\kappa=0,4$ — постоянная Кармана, $c=0,046$ и $\alpha_b=0,73$ — универсальные константы. В уравнении баланса энергии, в отличие от [5], учитывается дополнительный вклад, вносимый стратификацией влажности.

Следуя обычной процедуре вывода уравнений для вторых односточечных моментов турбулентных пульсаций, получим уравнения для дисперсии флуктуаций температуры и влажности $\sigma_T^2 = \overline{\Theta'^2}$, $\sigma_q^2 = \overline{q'^2}$ и их взаимной корреляционной функции $R_{qT} = \overline{q'\Theta'}$, причем неизвестные третьи моменты выразим через вторые с использованием градиентной гипотезы:

$$\overline{w'\Theta'^2} = -k_T \frac{d\sigma_T^2}{dz}, \quad \overline{w'q'^2} = -k_q \frac{d\sigma_q^2}{dz}, \quad \overline{w'q'\Theta'} = -k_{qT} \frac{dR_{qT}}{dz}. \quad (6)$$

Диссипационные члены выразим с помощью соотношений, аналогичных предложенным в [6]:

$$\varepsilon_T = a_T \frac{b^{1/2} \sigma_T^2}{l}, \quad \varepsilon_q = a_q \frac{b^{1/2} \sigma_q^2}{l}, \quad \varepsilon_{qT} = a_{qT} \frac{b^{1/2} R_{qT}}{l}, \quad (7)$$

где a_T, a_q, a_{qT} — эмпирические константы. В итоге получим следующие уравнения баланса для σ_T^2, σ_q^2 и R_{qT} :

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dz} k_T \frac{d\sigma_T^2}{dz} + k_T \left(\frac{d\Theta}{dz} \right)^2 - a_T b^{1/2} \sigma_T^2 / l = 0, \quad (8)$$

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dz} k_q \frac{d\sigma_q^2}{dz} + k_q \left(\frac{dq}{dz} \right)^2 - a_q b^{1/2} \sigma_q^2 / l = 0, \quad (9)$$

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dz} k_{qT} \frac{dR_{qT}}{dz} + \frac{1}{2} (k_T + k_q) \frac{d\Theta}{dz} \frac{dq}{dz} - a_{qT} b^{1/2} R_{qT} / l = 0. \quad (10)$$

Для градиентов температуры и влажности примем аппроксимационные формулы, предложенные в [5]:

$$\frac{d\Theta}{dz} = - \frac{P_0}{\rho c_p \kappa v_* z} + \gamma_a - \gamma, \quad \frac{dq}{dz} = - \frac{E_0}{\rho \kappa v_* z} - D \cdot q, \quad (11)$$

где P_0, E_0 — турбулентные потоки тепла и влаги, v_* — динамическая скорость, $(\gamma_a - \gamma)$ — средний градиент потенциальной температуры в свободной атмосфере, $D \approx 0,2 \frac{1}{\text{км}}$ — эмпирическая константа

При решении системы уравнений (1—5, 8—10) предположим, что $k_r = k_q = k_{qr} = k$. Для определения констант a_r , a_q , a_{qr} воспользуемся следующими соображениями. Вблизи подстилающей поверхности диффузионный член в уравнениях (3, 8—10) пренебрежимо мал и генерация полностью компенсируется диссипацией. В этом случае

$$a_r = \kappa c^{1/4} \Theta_*^2 / \sigma_r^2, \quad a_q = \kappa c^{1/4} \Theta_*^2 / \sigma_q^2, \quad a_{qr} = \kappa c^{1/4} \Theta_* Q_* / R_{qr},$$

где $\Theta_* = -P_0 / \rho c_p \kappa v_*$ и $Q_* = -E_0 / \rho \kappa v_*$ — масштабы температуры и влажности. На основании пульсационных измерений в приводном слое [7] можно заключить, что $\frac{\sigma_r}{|\Theta_*|} \approx \frac{\sigma_q}{|Q_*|} \approx 1$. Отношение $\frac{R_{qr}}{|\Theta_* Q_*|}$ также, по-видимому, близко к единице. В итоге получаем $a_r \approx a_q \approx a_{qr} \approx \kappa c^{1/4}$.

Примем следующие граничные условия:

$$\text{при } z = \infty \quad \eta = \sigma = b = \sigma_r^2 = \sigma_q^2 = R_{qr} = 0,$$

$$\text{при } z = z_0 \quad \eta = v_*^2, \quad \sigma = 0, \quad b = c^{-1/2} v_*^2, \quad \sigma_r^2 = \Theta_*^2,$$

$$\sigma_q^2 = Q_*^2, \quad R_{qr} = \Theta_* Q_*, \quad \Theta = T_0, \quad q = q_0, \quad l = \kappa z_0. \quad (12)$$

Первое условие соответствует затуханию пульсаций на верхней границе пограничного слоя атмосферы, второе относится к уровню шероховатости взволнованной морской поверхности, определяемому по формуле Чарнока: $z_0 = M \frac{v_*^2}{g}$, где $M \approx 0,05$ — эмпирический коэффициент.

Для диссипативной функции ϵ_n можно принять гипотезу, аналогичную (7): $\epsilon_n = a_n b^{1/2} \sigma_n^2 / l$, где $\sigma_n^2 = n'^2$ — дисперсия флуктуации показателя преломления, а a_n — эмпирическая константа. Учитывая, что $\epsilon = c^{3/4} b^{3/2} / l$, из (1) получим $C_n^2 = a_n \kappa^2 \sigma_n^2 / l^{1/2}$.

Поскольку $n = \beta p / T^2 \left(1 + \frac{\alpha q}{T} \right)$, где $\beta = 77,6^\circ / \text{мбар}$, $\alpha = 7,76 \cdot 10^3$ град., получим, пренебрегая малыми членами, что

$$\sigma_n^2 = \left(\frac{\beta p}{T^2} \right)^2 \left[\alpha^2 \sigma_q^2 + \sigma_r^2 \left(1 + \frac{2\alpha q}{T} \right)^2 - 2\alpha \left(1 + \frac{2\alpha q}{T} \right) R_{qr} \right]. \quad (13)$$

Интегрируя численно уравнения (2—5, 8—10, 13) с граничными условиями (12), получим искомые функции $C_n^2(z)$, $l(z)$,

$\sigma_n^2(z)$. Исходными данными при этом служат значения температуры, давления и влажности, определяемые на высоте стандартных судовых наблюдений (10—15 м). Для уровня шероховатости температура воздуха принималась равной температуре воды, а относительная влажность 100%. По этим данным с использованием модели приземного слоя [5] методом итераций определялись параметры v_* , P_0 , E_0 . Распределение давления рассчитывалось с использованием обычной барометрической формулы.

Для облегчения анализа результатов выделим основные параметры, влияющие на профиль C_n^2 . Введем безразмерные величины:

$\tilde{\sigma}_q^2 = \sigma_q^2 / Q_*$, $\tilde{R}_{qt} = R_{qt} / |$, из (15) получим

$$\sigma_n^2 = \Phi^2 \left[\tilde{\sigma}_t^2 \left(1 + \frac{2\alpha q}{T} \right) + m^2 | B_0^2 \cdot \tilde{\sigma}_q^2 - 2m | B_0 \left(1 + \frac{2\alpha q}{T} \right) \tilde{R}_{qt} \right],$$

где $m = \gamma c_p / L \approx 3,1$, $\Phi = \frac{\beta p \Theta_*}{T^2}$ и $B_0 = \frac{P_0}{LE_0}$ — число Боуэна.

Таким образом, дисперсия пульсаций показателя преломления σ_n^2 , а следовательно, и C_n^2 целиком определяются параметрами Φ и B_0 , а также безразмерными функциями $\tilde{\sigma}_t^2$, $\tilde{\sigma}_q^2$ и \tilde{R}_{qt} , которые, в свою очередь, также зависят от этих параметров и высоты. Номограмма для расчета C_n^2 на высоте 100 м приведена на рис. 1. Параметры Φ и B_0 можно получить, рассчитав предварительно P_0 , E_0 и v_* на основе стандартных метеорологических наблюдений по номограммам, приведенным, например, в [5], или на основе непосредственных пульсационных измерений. Для расчета числа Боуэна можно также использовать простую формулу, вытекающую из подобия профилей влажности и температуры в приземном слое

$$\text{атмосферы: } B_0 = \frac{c_p}{L} \frac{T_a - T_0}{q_a - q_0}.$$

В качестве примера расчета по предлагаемой методике приведем профили C_n^2 и l для района Северной Атлантики (корабль погоды «С», широта 52° N, долгота 35° W) для четырех месяцев 1976 г. На рис. 2 приведены средние для каждого месяца профили масштаба l . Можно отметить, что масштабы растут с высотой, причем в нижних слоях зависимость $l(z)$ близка к линейной; на верхних уровнях возрастание l слабое, весной и летом значение l наименьшее, что связано с ослаблением турбулентного обмена из-за слабых ветров. Наибольшие масштабы неоднородностей получены осенью и зимой, когда преобладали умеренные и сильные ветры. Годовой ход l выражен заметно в верхней части пограничного слоя.

Средние для каждого месяца профили C_n^2 приведены на рис. 3. Значения C_n^2 имеют максимум у поверхности моря и быстро убывают в нижнем 50-метровом слое, что связано с резким уменьшением градиентов метеоэлементов. Выше величина C_n^2 колеблется в пределах 0,1—0,3 (N — ед./м^{1/3})². Такое высотное распределение

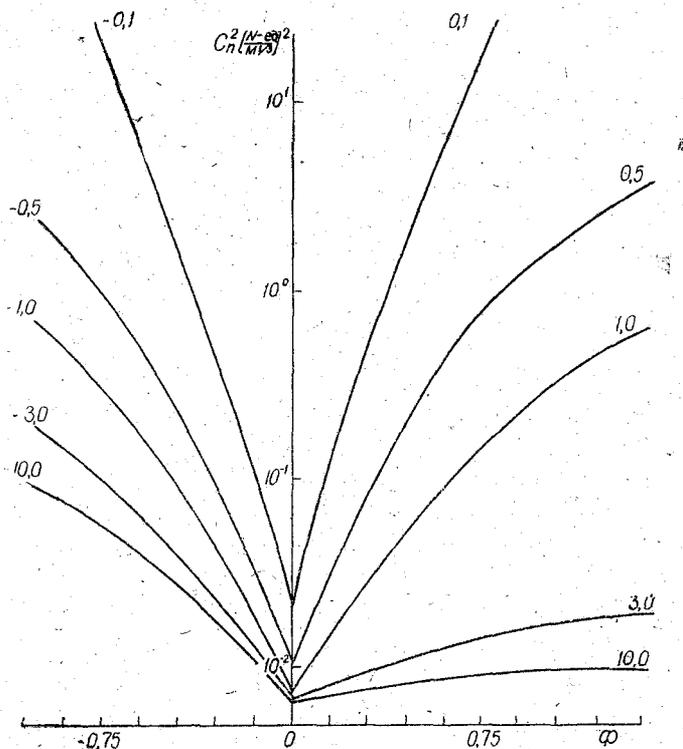


Рис. 1 Номограмма для расчета структурной постоянной C_n^2 на высоте 100 м при разных значениях Φ и B_0

обусловлено поведением функций σ_n^2 и l — при возрастании той и другой величины с высотой их отношение сравнительно мало меняется. Конфигурация профиля $C_n^2(z)$ почти неизменна в течение года.

Сопоставить рассчитанные величины с экспериментальными данными весьма затруднительно из-за недостатка последних. Отрывочные данные, полученные в разных условиях на разных высотах над сушей [1, 4], позволяют судить о большой изменчивости этой характеристики в атмосфере. Рассчитанные нами величины C_n^2 близки к наибольшим значениям, измеренным над сушей, и удовлетворительно согласуются с оценками Сиркиса [8] и измерениями в морском бризе [9]. Результаты прямых измерений масштабов

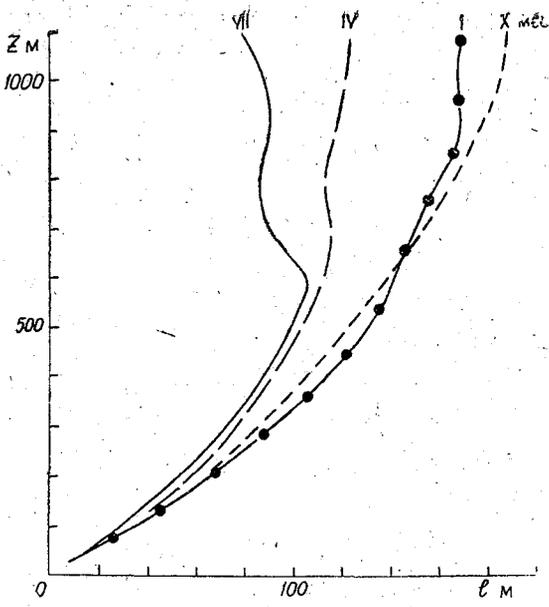


Рис. 2. Вертикальные профили масштаба турбулентности l , осредненные для разных месяцев. Северная Атлантика

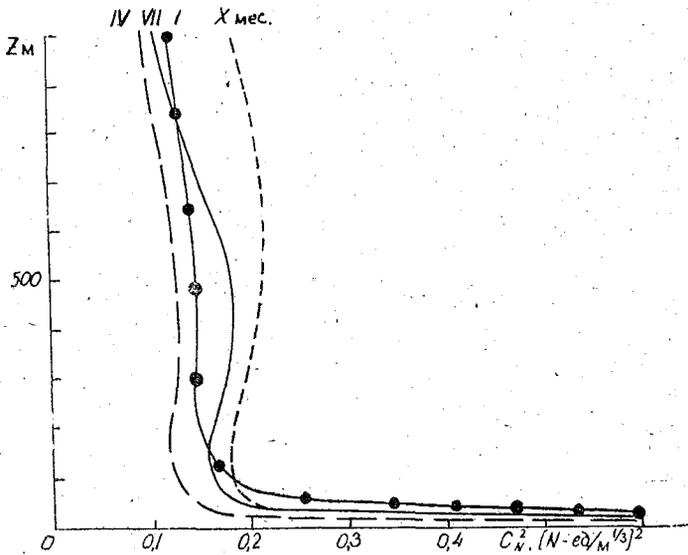


Рис. 3. Средние профили структурной постоянной C_N^2 для разных месяцев. Северная Атлантика.

неоднородностей показателя преломления [10] свидетельствуют о том, что масштабы вначале растут с высотой, а затем меняются в пределах от нескольких десятков до сотен метров. Сравнение рассчитанных и измеренных профилей $l(z)$ показывает удовлетворительное их согласие как в количественном отношении, так и по характеру зависимости от высоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967. 548 с.
2. Ve an B. R., E m m a n u e l C. B. Spectral independence of the radio refractivity and water vapour in the atmosphere. *Radio Science*, 4, № 12, 1159—1162, 1969.
3. Бин Б. Р., Уориф Б. Д. Некоторые замечания относительно изучения тонкой структуры атмосферы. — В кн.: «Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн». (Труды Международного коллоквиума, Москва, 15—22 июня 1965 г.). М., «Наука», 1967, с. 239—246.
4. Татарский В. И. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере. М., Изд-во АН СССР, 1959. 232 с.
5. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеороиздат, 1970. 341 с.
6. Монин А. С. О свойствах симметрии турбулентности в приземном слое воздуха. — «Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана». 1965, № 1, с. 45—54.
7. Paquin J. E., P o n d S. Measurements of the turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over ocean. *J. Atm. Sci.*, 28, 991—997, 1971.
8. Sirkis M. D. Contribution of water vapour to index of refraction structure parameter at micro wave frequencies. *JEEE, Trans. ant. and prop.*, 572—574, 1971.
9. Отчет рабочей группы по теме «Отражение или рассеяние на атмосферных неоднородностях». В кн.: «Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн» (Труды Международного коллоквиума, Москва, 15—22 июня 1965 г.). М., «Наука», 1967, с. 339—342.
10. Johnson N. Intensities and spectra of vertical wind fluctuations of height between 100 and 500 ft in neutral and unstable conditions. *Quart J. Roy. Meteorol. Soc.*, 88, N 377, 1962.

Н. В. КОБЗЕВА, Э. Г. ПАЛАГИН (ЛГМИ)

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСЛОВИЙ ПЕРЕЗИМОВКИ ОЗИМЫХ КУЛЬТУР

Повреждение и гибель озимых посевов в течение зимнего периода определяются главным образом термическим режимом почвы. Соответствующая методика расчета температурного поля изложена в работах [1, 2].

В настоящей работе речь будет идти о результатах численного моделирования процессов, от которых зависит вымерзание, а также о методе определения изреженности растений к моменту возобновления весенней вегетации. При этом особую роль играет абсолютный минимум температуры почвы, который находится на основании проводимых по метеорологическим данным (включающим минимальную температуру воздуха) диагностических расчетов за каждый день в течение холодного сезона.

Для сети станций вычерчиваются изолинии минимальной температуры почвы на уровне 3 см. Следует заметить, что ввиду возможной необеспеченности данными на какой-либо станции в процедуре интерполяции учитываются не только рассчитанные для определенного пункта значения, но также и вклад, вносимый соседними восемью станциями. Таким образом, каждая изолиния отражает средневзвешенное значение температуры.

В качестве примера ниже приводятся результаты расчета для Новосибирской области (по 31 станции) за зимний сезон 1973—1974 гг. При этом использовались данные о распределении влажности по глубине перед началом промерзания; значения средней и минимальной температуры воздуха, а также высота снега по постоянной рейке. Начальная глубина промерзания была известна. Поскольку точными значениями объемного веса почвы и теплофизических характеристик сред мы не располагали, то выбирались их наиболее вероятные значения на основании опыта предшествующих диагностических расчетов.

На рис. 1 даны рассчитанные изолинии минимальной температуры почвы на глубине 3 см на 10/1. Несмотря на недостаток исходных данных совпадение можно считать вполне удовлетворительным.

Переходя к расчету изреженности посевов И, отметим, что в принципе она является результатом воздействия всей совокупности факторов, вызывающих повреждение озимых, но в рассматриваемом случае будет учитываться только вымерзание. Тогда И определяется минимальной за зимний сезон температурой на

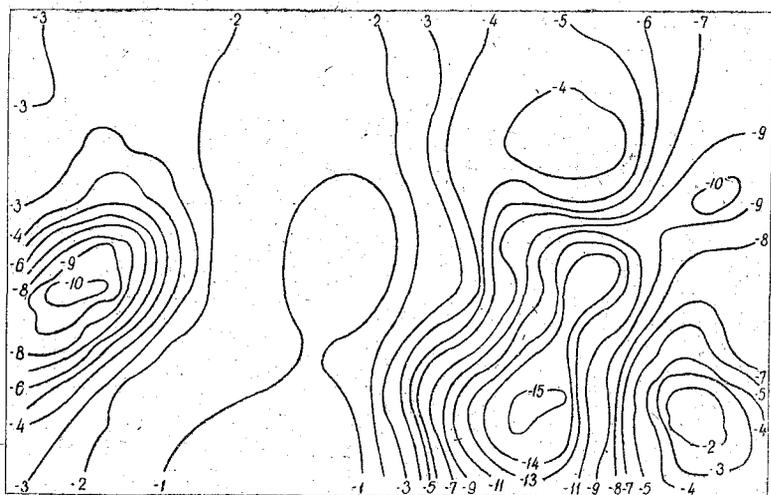


Рис. 1. Изолинии минимальной температуры почвы на глубине 3 см (Новосибирская область)

уровне узла кушения $T_{k,m}$, кустистостью K и зависит от индивидуальных свойств сорта той или иной культуры. Соответствующие эмпирические связи получены в [3—4], и для озимой пшеницы, например, имеем

$$I_{k,m} = \frac{|T_{k,m}|^{2,66}}{54,1K^{0,129}} \quad (1)$$

Формула (1) справедлива для $T_{k,m} < -10^\circ\text{C}$ и при $1,1 \leq K \leq 4,5$. $T_{k,m}$ меняется по площади и по глубине. В первом случае — за счет неравномерности залегания снежного покрова, во втором — ввиду различной глубины расположения узлов кушения. Оба указанных обстоятельства определяют $T_{k,m}$ как вероятную величину.

Процент площади с различной мощностью снежного покрова меняется в зависимости от его средней толщины l_{cp} . В [3] приводится сводная таблица распределений площади, занимаемой снегом различной глубины при тех или иных значениях l_{cp} , т. е. даны распределения вероятностей $p_m = f(l_{cp})$. Очевидно, что величины $T_{k,m}$ следует определять, учитывая указанное распределение и, следова-

тельно, проводить серию расчетов для различных глубин снега ($m=1, 2 \dots$). Тогда каждый отдельный расчет из этой серии (для фиксированного m и любого шага по времени) будет соответствовать одной и той же мощности снежного покрова. Меняться со временем может только площадь, отвечающая различным значениям высоты снега l_{cp} .

Данные многочисленных наблюдений, проводившихся в различных климатических зонах СССР*, свидетельствуют о том, что при $l_{cp} > 20$ см вымерзание маловероятно. Поскольку в целом l_{cp} со временем увеличивается, то понижение $T_{k,m}$ в сравнении с достигнутым ранее значением может происходить только в случае если минимальная температура воздуха T_M в рассматриваемый момент времени будет ниже той, которая соответствовала предшествующему минимуму. Таким образом, расчеты для определения $T_{k,m}$ следует начинать, если T_M опускается ниже значений, при которых может вообще начаться вымерзание рассматриваемой культуры, и повторять их лишь при условии, что $l_{cp} \leq 20$ см и T_M становится ниже значения, достигнутого за предшествующий период.

В итоге для каждой пространственной точки получим таблицу значений абсолютного минимума температур почвы на различных глубинах при различных толщинах снега, для которых указан процент их площади. В таблице приведены результаты расчета по данным метеостанции Огурцово Новосибирской области за 1974—1975 гг. В строках 1—5 содержатся значения $T_{k,m}$ соответственно на глубинах 1, 2, 3, 4, 5 см, а в 6-ю строку занесен процент площади, отвечающий этим значениям.

		Минимальная температура, $T_{k,m}$						
		$l_{cp}, \text{ см}$	0	2	5	8	12	18
$z, \text{ см}$	m	1	2	3	4	5	6	7
	k							
1	1	-36,7	-26,3	-20,2	-17,5	-15,6	-14,3	-13,5
2	2	-34,5	-24,9	-19,4	-17,0	-15,3	-14,0	-13,3
3	3	-32,5	-23,8	-18,7	-16,4	-14,9	-13,7	-13,1
4	4	-30,7	-22,6	-18,1	-16,0	-14,5	-13,5	-12,9
5	5	-29,0	-21,6	-17,4	-15,5	-14,2	-13,2	-12,6
	p_m	0	0	4	10	23	31	26

* Их обобщение приведено в [5].

Для определения изреженности следует учесть еще вероятность p_k распределения узлов кушения по глубине z . Соответствующие эмпирические кривые $p_k = f(z)$ приведены в [3]. Тогда, используя формулы типа (1), можно найти изреженность в точке I_m по формуле

$$I_m = \sum_{k=1}^5 I_{k,m} \cdot p_k \quad (m=1, 2 \dots 7). \quad (2)$$

Каждому значению I_m соответствует свое значение p_m , т. е. процент площади, на которой наблюдается изреженность I_m . Для

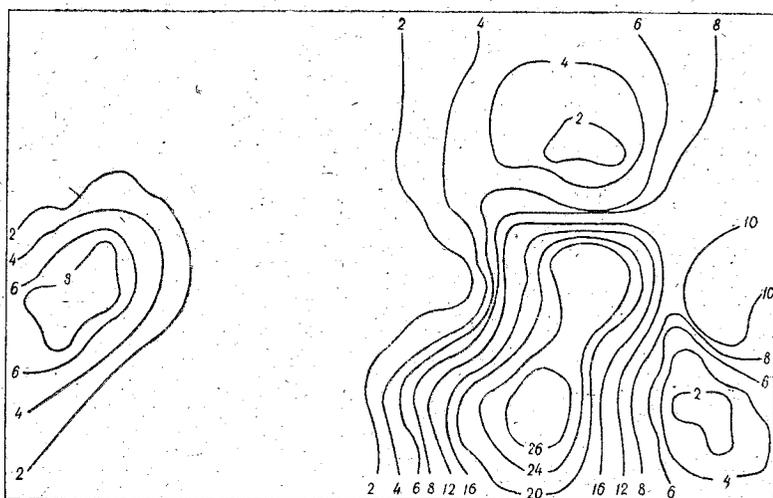


Рис. 2. Изолинии изреженности посевов (Новосибирская область)

Огурцово получены значения I_m , равные 100, 81, 43, 30, 23, 19, 15, а значения p_m содержатся в таблице. Средняя изреженность I представляет собой сумму

$$I = \sum_{m=1}^7 I_m \cdot p_m. \quad (3)$$

На рис. 2 приведены изолинии изреженности I по Новосибирской области для озимой ржи. Совпадение расчетных и фактических данных является достаточно хорошим. Исходным материалом для расчета послужили данные за 1973—1974 гг.

ЛИТЕРАТУРА

1. Палагин Э. Г. К вопросу о расчете термического режима почвы по метеорологическим данным. — «Труды ЛГМИ», 1975, вып. 55, с. 278—312.
2. Палагин Э. Г., Гутман Л. Н. О расчете температуры почвы для холодного сезона. — «Метеорология и гидрология», 1975, № 9, с. 92—101.
3. Моисейчик В. А. Агрометеорологические условия и перезимовка озимых культур. Л., Гидрометеоздат, 1975. 295 с.
4. Моисейчик В. А. Методы составления долгосрочных агрометеорологических прогнозов перезимовки озимых культур на территории областей, республик и в целом по СССР. Методическое пособие. М., Гидрометеоздат, 1972. 104 с.
5. Шульгин А. М. Климат почвы и его регулирование. Л., Гидрометеоздат, 1972. 341 с.



РЕАКЦИЯ АТМОСФЕРЫ НА МАЛЫЕ НАЧАЛЬНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ МАСШТАБОВ

В работах А. С. Мони́на и А. М. Обухова [1, 2] исследованы колебания, возникающие в атмосфере в результате малых начальных возмущений равновесного состояния. (Под равновесным состоянием понимается состояние покоя). В настоящей работе предпринята попытка проанализировать зависимость характера волновых движений от размеров области начального возмущения.

Если в качестве основного состояния принять состояние покоя, линеаризованная система уравнений для малых возмущений будет иметь вид:

$$\frac{\partial \bar{\rho} u'}{\partial t} - l \bar{\rho} v' + \frac{\partial p'}{\partial x} = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} v'}{\partial t} + l \bar{\rho} u' + \frac{\partial p'}{\partial y} = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} w'}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial z} + g \rho' = 0; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{p}'}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} v'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\rho} w'}{\partial z}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} - c_0^2 \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \beta \bar{\rho} w' = 0. \quad (5)$$

Здесь $\bar{p} = \bar{p}(z)$ и $\bar{\rho} = \bar{\rho}(z)$ — давление и плотность в невозмущенном состоянии; u' , v' , w' , p' и ρ' — малые возмущения составляющих скорости, давления и плотности; t — время; x , y , z — координаты; l — параметр Кориолиса; g — ускорение силы тяжести; c_0 — адиабатическая скорость звука; T — абсолютная температура;

$\beta = \frac{c_p}{c_v} R(\gamma_a - \gamma)$ — параметр термической устойчивости; c_p и c_v — теплоемкости при постоянном давлении и постоянном объеме; R — газовая постоянная; $\gamma = -\frac{dT}{dz}$ и $\gamma_a = \frac{g}{c_p}$.

Из всех необходимых граничных условий, как правило, задается только условие для вертикальной скорости

$$\text{при } z=0 \quad w'=0; \quad \text{при } z \rightarrow \infty \quad \bar{\rho}w' = 0. \quad (6)$$

Остальные граничные условия не рассматриваются.

Обычно решение указанной системы уравнений отыскивается в виде гармонических колебаний всех метеоэлементов

$$f = A_f \exp[-Nz + i(k_x x + k_y y + k_z z + \sigma t)] = \\ = A_f \exp[-Nz + i(\vec{k} \cdot \vec{r}) + i\sigma t],$$

где угловая частота σ , волновые числа $k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}$, $k_y = \frac{2\pi}{\lambda_y}$ и $k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}$, а также величина N , характеризующая убывание

амплитуды с высотой, — вещественные числа. Такое решение заведомо удовлетворяет системе уравнений и ограничено при любых значениях x , y , z и t . Путем суперпозиции решений вида (7) можно удовлетворить любым начальным и граничным условиям, в частности, описать возмущение произвольного вида, локализованное в начальный момент в некоторой ограниченной области. Имея в виду эту принципиальную возможность, обычно рассматривают только одну гармонику. Однако при таком описании трудно проанализировать зависимость возникающего движения от размеров начального возмущения, поскольку представление решения в виде интеграла или ряда Фурье, удовлетворяющее начальным условиям, заведомо предполагает наличие большого числа гармоник с различными длинами волн.

В частном случае начальное возмущение ограниченного размера можно описать одной единственной экспонентой и получить сравнительно простое решение, удовлетворяющее как системе уравнений (1) — (5), так и начальным условиям. Будем искать решение в следующем виде:

$$f = A_f \exp \left[i\sigma_1 t - Nz - \frac{|x - (x_0 + c_x t)|}{L_x} - \frac{|y - (y_0 + c_y t)|}{L_y} - \frac{|z - (z_0 + c_z t)|}{L_z} \right] = A_f \exp [i\sigma_1 t - Nz - |(\vec{r} - \vec{r}_0 - \vec{c}t) \cdot \vec{k}|]. \quad (8)$$

При $t=0$ выражение (8) описывает возмущение специфической формы, которое, следуя Россби [3], можно истолковать как резуль-

тат воздействия на жидкость некоторого мгновенного импульса силы, локализованного в точке x_0, y_0, z_0 . Величина N отражает возможную асимметрию начального возмущения и в то же время изменение амплитуды волны в зависимости от высоты. Величины $L_x = \frac{1}{k_x}$, $L_y = \frac{1}{k_y}$, $L_z = \frac{1}{k_z}$ характеризуют линейные размеры возмущения. Если сопоставить выражение (8) с обычным тригонометрическим описанием, то $k = \frac{1}{L}$ соответствует $\frac{2\pi}{\lambda}$. При $t > 0$ выражение (8) описывает либо колебательный процесс (если $\sigma_1 \neq 0$), либо одиночную бегущую волну, c_x, c_y, c_z характеризуют скорость перемещения центра возмущения. Функция f непрерывна и ограничена при любых значениях x, y, z и t , но ее первые производные по координатам и по времени терпят разрыв (меняют знак) в точке с координатами $x = x_0 + c_x t$; $y = y_0 + c_y t$; $z = z_0 + c_z t$. Так, например, поскольку $-\frac{|x - (x_0 + c_x t)|}{L_x} = -\frac{S_x(x - x_0 - c_x t)}{L_x}$, производные имеют вид:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = -\frac{S_x}{L_x} f; \quad \frac{\partial f}{\partial t} = \left[i\sigma_1 - \left(\frac{S_x c_x}{L_x} + \frac{S_y c_y}{L_y} + \frac{S_z c_z}{L_z} \right) \right] f.$$

Здесь для краткости введены обозначения:

$$S_r \equiv \text{sign}(\vec{r} - \vec{r}_0 - \vec{c}t), \quad S_x \equiv \text{sign}(x - x_0 - c_x t) \text{ и т. д.}$$

Кроме того, в дальнейшем для сокращения записи вместо выражения (8) можно использовать эквивалентное выражение

$$f = A_f \exp \left[\sigma t - Nz - \frac{S_x(x - x_0)}{L_x} - \frac{S_y(y - y_0)}{L_y} - \frac{S_z(z - z_0)}{L_z} \right]. \quad (8a)$$

Очевидно, что

$$\text{Re}(\sigma) = \frac{S_x c_x}{L_x} + \frac{S_y c_y}{L_y} + \frac{S_z c_z}{L_z} = S_r(\vec{c} \cdot \vec{k}); \quad \text{Im}(\sigma) = i\sigma_1. \quad (8б)$$

Таким образом, σ также испытывает разрыв в точке $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{c}t$. Именно в результате изменения знака σ решение оказывается ограниченным всегда и всюду.

Подставляя решение вида (8а) в уравнения (1)–(5) и комбинируя полученные результаты, можно найти связь между амплитудами различных метеоэлементов, в частности выразить через одну амплитуду (которая остается произвольной) все остальные. Исключив все амплитуды, получим дисперсионное соотношение,

позволяющее определить угловую частоту σ в зависимости от характеристик среды и размеров начального возмущения:

$$\sigma^4 + \sigma^2(\beta + g) \left(N + \frac{S_z}{L_z} \right) - \sigma^2 c_0^2 \left[\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} + \left(N + \frac{S_z}{L_z} \right)^2 \right] + \sigma^2 l^2 - \\ - l^2 \left[c_0^2 \left(N + \frac{S_z}{L_z} \right)^2 - (\beta + g) \left(N + \frac{S_z}{L_z} \right) \right] - \beta g \left(\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} \right) = 0. \quad (9)$$

В уравнение (9), помимо σ , входит также неизвестная величина N . Поскольку уже в начальный момент система функций вида (8) должна удовлетворять системе уравнений (1)–(5), величина N не может выбираться произвольно. Физически это означает, что в рассматриваемом случае форма начального возмущения, возникающего под действием начального импульса, тоже до известной степени определяется системой уравнений гидротермодинамики. Асимметрия возмущения в начальный и последующий моменты времени вызвана асимметрией распределения характеристик основного состояния.

При отыскании волнового решения вида (7) N тоже определяют из дисперсионного соотношения, выбирая его таким образом, чтобы уничтожились члены с мнимыми коэффициентами. (Это является необходимым, но недостаточным условием вещественности σ). Тогда $N = g/2 c_0^2$.

Как уже отмечалось, вещественное σ обеспечивает ограниченность решения (7) при $t \rightarrow \infty$. Помимо этого, такой выбор σ объясняют еще и тем, что система уравнений линейна, диссипация или приток энергии отсутствуют и, следовательно, энергия распространяющихся волн не должна меняться со временем [1].

Но решение вида (8) допускает возможность вещественных и мнимых значений σ , а в дисперсионном соотношении (9) вообще нет мнимых коэффициентов, поэтому в настоящей задаче общепринятый способ определения N не годится. Заметим попутно, что если принять $N = g/2 c_0^2$, то в уравнении (9) исчезают члены, содержащие S_z в первой степени, и тогда, поскольку $S_x^2 = S_y^2 = S_z^2 = 1$, уравнение (9) с точностью до знаков совпадает с дисперсионными соотношениями, полученными в работах [1, 2, 4].

Значение N может быть определено на основе следующих соображений. При бесконечно большой протяженности начального возмущения ($L_z \rightarrow \infty$) возмущение в направлении z как таковое практически отсутствует. Следовательно, трехмерная задача вырождается в двумерную. Волны распространяются только по горизонтали, а вертикальный профиль метеозадач должен стремиться к среднему. При произвольном профиле температуры для основного состояния это условие выполнить невозможно, ввиду приближенной постановки задачи. Действительно, вид решения (7) или (8) предполагает постоянство коэффициентов c_0^2 и β в системе (1)–(5). Если масштаб возмущения мал по сравнению с высотой

однородной атмосферы, такое допущение вполне приемлемо при любых условиях [5]. Зависимость c_0^2 и β от высоты можно учесть параметрически. Однако при $L_z \rightarrow \infty$ решение справедливо только для изотермической атмосферы. В таком случае $N = \frac{g + \beta}{c_0^2} = \frac{g}{RT}$ и при $L_z \rightarrow \infty$, согласно выражению (8), возмущение вертикального профиля метеоэлементов действительно «исчезает», профиль не отличается от основного.

При $N = \frac{g + \beta}{c_0^2}$ дисперсионное соотношение (9) несколько упрощается.

$$\begin{aligned} \sigma^4 - \sigma^2 c_0^2 \left[\left(\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} + \frac{S_z^2}{L_z^2} \right) + \frac{(\beta + g)}{c_0^2} \frac{S_z}{L_z} - \frac{l^2}{c_0^2} \right] - \\ - l^2 c_0^2 \left[\frac{S_z^2}{L_z^2} + \frac{(\beta + g)}{c_0^2} \frac{S_z}{L_z} \right] - \beta g \left(\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} \right) = 0. \end{aligned} \quad (9a)$$

Выпишем также выражения для амплитуд колебаний

$$A_u = A_p \frac{\left(\frac{S_x}{L_x} + \frac{l}{\sigma} \frac{S_y}{L_y} \right)}{\sigma \left(1 + \frac{l^2}{\sigma^2} \right)}; \quad A_v = A_p \frac{\left(\frac{S_y}{L_y} + \frac{l}{\sigma} \frac{S_x}{L_x} \right)}{\sigma \left(1 + \frac{l^2}{\sigma^2} \right)}; \quad (10)$$

$$A_w = A_p \frac{\left(\frac{S_z}{L_z} + \frac{\beta}{c_0^2} \right)}{\sigma \left(1 + \frac{\beta g}{c_0^2 \sigma^2} \right)}; \quad (11)$$

$$A_\phi = A_p \frac{\left[\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} + \left(1 + \frac{l^2}{\sigma^2} \right) \left(\frac{S_z}{L_z} + \frac{g + \beta}{c_0^2} \right)^2 \right]}{\left[\sigma^2 + l^2 + g \left(1 + \frac{l^2}{\sigma^2} \right) \left(\frac{S_z}{L_z} + \frac{g + \beta}{c_0^2} \right) \right]}. \quad (12)$$

Заметим, что вертикальная скорость тождественно обращается в нуль, а выражение (9а) переходит в дисперсионное соотношение для двумерных волн, или волн Ламба [2, 3, 5], если помимо $L_z \rightarrow \infty$ принять $\beta = 0$. Однако условия $c_0^2 = \text{const}$ и $\beta = 0$, строго говоря, несовместимы с уравнением (5), описывающим адиабатический процесс, поскольку $\beta = 0$ для изотермических процессов в изотермической атмосфере.

Корни уравнения (9а) определяют частоты акустических и внутренних гравитационных волн [1; 4, 5]:

$$\sigma^2 = \frac{c_0^2}{2} \left(\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} + \frac{S_z^2}{L_z^2} + \frac{(\beta + g)}{c_0^2} \cdot \frac{S_z}{L_z} - \frac{l^2}{c_0^2} \right) \times$$

$$\times \left\{ 1 \pm \sqrt{1 + \frac{4l^2}{c_0^2} \left[\frac{S_z^2}{L_z^2} + \frac{(\beta + g)}{c_0^2} \cdot \frac{S_z}{L_z} \right] + \frac{4\beta g}{c_0^4} \left(\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} \right)} \right\}. \quad (13)$$

Если $\frac{1}{L_z^2} \gg \frac{\beta + g}{c_0^2}$, то членами $\frac{(\beta + g)}{c_0^2} \cdot \frac{S_z}{L_z}$ можно пренебречь, тогда σ^2 не будет зависеть от знака S_z . В изотермической атмосфере это неравенство выполняется при $L_z \ll 8$ км, а в случае когда $\gamma = \gamma_a$ — при $L_z \ll 10$ км. Соответствующие длины волн имеют порядок 50—60 км. Рассмотрим сначала именно такие возмущения («малой» вертикальной протяженности).

Итак, пренебрежем членами $\frac{(\beta + g)}{c_0^2} \cdot \frac{S_z}{L_z} \approx 10^{-8} \frac{1}{\text{м}^2}$ и тем более членами $\frac{l^2}{c_0^2} \approx 10^{-13} \frac{1}{\text{м}^2}$. Тогда выражение (13) удобно записать в таком виде:

$$\sigma^2 = \frac{c_0^2}{2} \left(\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} + \frac{S_z^2}{L_z^2} \right) \times$$

$$\times \left\{ 1 \pm \sqrt{1 + \frac{4l^2 L_z^2 \left[1 + \frac{\beta g L_z^2}{c_0^2 l^2 S_z^2} \left(\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} \right) \right]}{c_0^2 S_z^2 \left[1 + \frac{L_z^2}{S_z^2} \left(\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} \right) \right]}} \right\}. \quad (14)$$

Коэффициенты имеют следующий порядок: $\frac{4l^2}{c_0^2} \approx 4 \cdot 10^{-13} \frac{1}{\text{м}^2}$,

$\beta g / c_0^2 l^2$ меняется от нуля при $\gamma = \gamma_a$ до $4 \cdot 10^4$ при $\gamma = 0$. Для стандартной атмосферы $\beta g / c_0^2 l^2 \approx 1,5 \cdot 10^4$. При нейтральной стратификации ($\beta = 0$) максимальное значение дроби в подкоренном выражении (соответствующее $L_x \rightarrow \infty$, $L_y \rightarrow \infty$) не превышает $4 \cdot 10^{-5}$.

Если $\beta \neq 0$, указанная дробь принимает максимальное значение при некотором промежуточном соотношении между вертикальным и горизонтальными масштабами начального возмущения. Так, для стандартной атмосферы максимальное значение не превышает $1,5 \cdot 10^{-9} L_z^2$, т. е. 0,15 (при $L_z \approx 10$ км) и достигается при

$\left(\frac{L_z^2}{L_x^2} + \frac{L_z^2}{L_y^2}\right) \approx 0,7$. Оценки показывают, что при любых условиях второй член в подкоренном выражении оказывается значительно меньше единицы.

Учитывая это обстоятельство, рассмотрим более подробно оба типа возникающих волновых движений.

1. Акустические волны

При рассмотрении акустических волн (знак плюс перед корнем) можно пренебречь отличием подкоренного выражения от единицы, поскольку при данной постановке задачи в итоге возникает одиночная бегущая волна и, следовательно, незначительное изменение σ не играет существенной роли, так как не влечет за собой дисперсии волн. Тогда из (14) получим

$$\sigma^2 = c_0^2 \left(\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} + \frac{S_z^2}{L_z^2} \right) = c_0^2 \left(\frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2} + \frac{1}{L_z^2} \right) = c_0^2 k^2.$$

Согласно этому выражению, σ — действительная величина. В таком случае полученное решение означает перемещение в пространстве начального возмущения. И в соответствии с (8б)

$$\sigma = \text{Re}(\sigma) = S_r(\vec{c} \cdot \vec{k}); \quad \sigma_1 = 0.$$

Приравняв оба выражения для σ^2 , получим

$$\sigma^2 = c_0^2 k^2 = c^2 k^2 \cos^2(\vec{c}, \vec{k}),$$

откуда

$$c = \pm \frac{c_0}{\cos(\vec{c}, \vec{k})}.$$

Выражение (15) определяет модуль скорости \vec{c} в зависимости от направления. В направлении волнового вектора \vec{k} скорость распространения возмущения равна скорости звука. В направлении осей x, y, z скорости c_x, c_y, c_z равны соответственно:

$$c_x = \pm \frac{c_0}{\cos(x, \vec{k})} = \pm \frac{R}{L_x} c_0; \quad c_y = \pm \frac{R}{L_y} c_0; \quad c_z = \pm \frac{R}{L_z} c_0, \quad (15a)$$

где $\frac{1}{R^2} = \frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2} + \frac{1}{L_z^2}$.

Подставив N , c_x , c_y и c_z в формулу (8), окончательно получим

$$f = A_f \exp \left[- \frac{(g + \beta) z}{c_0^2} - \frac{\left| x - \left(x_0 \pm \frac{R}{L_x} c_0 t \right) \right|}{L_x} - \frac{\left| y - \left(y_0 \pm \frac{R}{L_y} c_0 t \right) \right|}{L_y} - \frac{\left| z - \left(z_0 \pm \frac{R}{L_z} c_0 t \right) \right|}{L_z} \right] \quad (16)$$

Выражение (16) описывает одиночные бегущие волны, распространяющиеся со скоростью звука без искажения формы в направлении диагоналей параллелепипеда со сторонами, пропорциональными $\frac{1}{L_x}$, $\frac{1}{L_y}$, $\frac{1}{L_z}$. Иными словами, скорость распространения

волны максимальна в том направлении, в котором линейный размер возмущения минимален. Если в каком-либо направлении протяженность возмущения бесконечно велика, то в этом направлении возмущение, естественно, не распространяется. Далее, согласно решению (16), амплитуда колебаний зависит только от высоты; по мере распространения от центра начального возмущения амплитуда не меняется. Это не соответствует физическому смыслу явления и объясняется неадекватностью математического описания. Подобную задачу следовало бы решать в сферической системе координат (как это и делается обычно в задачах акустики), но в таком случае очень трудно учесть анизотропию уравнений гидротермодинамики атмосферы.

При решении в сферической (или в цилиндрической) системе координат получается волна, распространяющаяся во всех возможных направлениях от источника. По мере распространения волны энергия колебаний убывает обратно пропорционально $(c_0 t)^2$ (т. е. квадрату расстояния) для трехмерных волн и $c_0 t$ — для двумерных вследствие чисто геометрического эффекта увеличения поверхности фронта волны. (В теории переноса излучения этот эффект носит название эффекта дилуции.) Для одномерных волн рассеяние энергии может происходить только при наличии трения или теплоотдачи. Тем не менее и в случае одномерных волн возмущение «убегает» на бесконечно большое расстояние, исчезая «бесследно» [2] в начальной точке.

Рассмотрим еще вопрос о возможности удовлетворения граничных условий для вертикальной составляющей скорости. Падающая и отраженная волны по отдельности должны удовлетворять системе уравнений, тогда как граничным условиям должна удовлетворять их алгебраическая сумма [5]. Отраженная волна (как и падающая) описывается выражением (8), допустимо лишь изменение амплитуды и фазы колебаний. Очевидно, что для падающей волны $c_z = -\frac{R}{L_z} c_0$, тогда как для отраженной $c_z = +\frac{R}{L_z} c_0$.

Отношение амплитуд и значение z_0 выбираются так, чтобы удовлетворить граничным условиям.

Итак, при $z=0$, согласно выражениям (11) и (16),

$$\begin{aligned} \bar{\rho}\omega' = \bar{\rho}\omega'_{\text{пад}} + \bar{\rho}\omega'_{\text{отр}} = & \frac{\exp \left[-\frac{\left| x - x_0 \mp \frac{R}{L_x} c_0 t \right|}{L_x} - \frac{\left| y - y_0 \mp \frac{R}{L_y} c_0 t \right|}{L_y} \right]}{\sigma \left(1 + \frac{\beta g}{c_0^2 \sigma^2} \right)} \times \\ & \times \left[A_{p \text{ пад}} \left(\frac{S_z \text{ пад}}{L_z} + \frac{\beta}{c_0^2} \right) \exp \left(-\frac{\left| -z_0 \text{ пад} + \frac{R}{L_z} c_0 t \right|}{L_z} \right) + \right. \\ & \left. + A_{p \text{ отр}} \left(\frac{S_z \text{ отр}}{L_z} + \frac{\beta}{c_0^2} \right) \exp \left(-\frac{\left| -z_0 \text{ отр} - \frac{R}{L_z} c_0 t \right|}{L_z} \right) \right] = 0. \quad (17) \end{aligned}$$

Если положить $z_0 \text{ отр} = -z_0 \text{ пад} = -z_0$, то $\left| -z_0 \text{ отр} - \frac{R}{L_z} c_0 t \right| = \left| z_0 - \frac{R}{L_z} c_0 t \right| = \left| -z_0 \text{ пад} + \frac{R}{L_z} c_0 t \right|$ и соответствующие экспоненты одинаковы, но при этом $S_z \text{ отр} = -S_z \text{ пад}$.

Равенство (17) будет выполнено, если

$$A_{p \text{ отр}} = -A_{p \text{ пад}} \frac{\left(\frac{S_z \text{ пад}}{L_z} + \frac{\beta}{c_0^2} \right)}{\left(-\frac{S_z \text{ пад}}{L_z} + \frac{\beta}{c_0^2} \right)} = A_{p \text{ пад}} \frac{\left(1 + \frac{\beta S_z \text{ пад} L_z}{c_0^2} \right)}{\left(1 - \frac{\beta S_z \text{ пад} L_z}{c_0^2} \right)}. \quad (18)$$

И окончательно,

$$\begin{aligned} \bar{\rho}\omega' = & \frac{A_{p \text{ пад}}}{\sigma \left(1 + \frac{\beta g}{c_0^2 \sigma^2} \right)} \left(\frac{S_z \text{ пад}}{L_z} + \frac{\beta}{c_0^2} \right) \exp \left[-\frac{\left| x - x_0 \mp \frac{R}{L_x} c_0 t \right|}{L_x} - \right. \\ & \left. - \frac{\left| y - y_0 \mp \frac{R}{L_y} c_0 t \right|}{L_y} - Nz \right] \cdot \left\{ \exp \left[-\frac{\left| z - z_0 + \frac{R}{L_z} c_0 t \right|}{L_z} \right] - \right. \\ & \left. - \exp \left[-\frac{\left| z + z_0 - \frac{R}{L_z} c_0 t \right|}{L_z} \right] \right\}. \quad (19) \end{aligned}$$

Из выражения (19) видно, что действительно $\rho\omega' \rightarrow 0$ как при $z=0$, так и при $z \rightarrow \infty$. Для малых значений t (когда падающая волна еще «не дошла» до земли, т. е. при $z_0 - \frac{R}{L_z} c_0 t \gg L_z$) решение (19) описывает практически только падающую волну. Напротив, при больших t ($-z_0 + \frac{R}{L_z} c_0 t \gg L_z$) остается только отраженная волна. Для промежуточного интервала времени (причем при малых z) существенна интерференция обеих волн.

Из формул (10)—(12) видно, что при соотношении амплитуд, определяемом выражением (18), для остальных метеоэлементов сумма падающей и отраженной волн отлична от нуля при $z=0$.

2. Внутренние гравитационные волны

При рассмотрении внутренних гравитационных волн (знак минус перед корнем) воспользуемся тем обстоятельством, что дробь в подкоренном выражении в формуле (13) мала по сравнению с единицей, и разложим выражение в ряд. В итоге получим:

$$\sigma^2 = - \frac{l^2 \frac{S_z^2}{L_z^2} + \frac{\beta g}{c_0^2} \left(\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} \right)}{\frac{S_x^2}{L_x^2} + \frac{S_y^2}{L_y^2} + \frac{S_z^2}{L_z^2}}. \quad (20)$$

Наиболее важный результат состоит в том, что, как видно из формулы (19), $\sigma^2 < 0$. Следовательно, в данном случае наблюдается не одиночный бегущий импульс, а колебания во времени амплитуды начального возмущения. Такая волна сама по себе не распространяется в пространстве, однако бегущая акустическая волна вызывает новые возмущения в зоне фронта волны и в результате возникает сложная интерференционная картина. Эти колебания должны быстро затухать, поскольку акустическая волна уносит большую часть энергии.

И наконец, следует сказать еще несколько слов о начальных возмущениях очень больших масштабов (если вообще возникновение таких возмущений реально).

Как уже отмечалось, при $L_z \rightarrow \infty$ трехмерные волны переходят в двумерные. В промежуточной области при $10 \text{ км} \ll L_z < \infty$ (соответственно при $50 \text{ км} \ll \lambda_z < \infty$) становится существенной анизотропия распространения волн в вертикальном направлении. В дисперсионном соотношении перестают быть малыми члены, содержащие S_z в первой степени. В результате в точках $\vec{r} = \vec{r}_0 \pm \vec{c}t$ меняется не только знак σ , но и его величина, а значит, и фазовая скорость, которая оказывается больше для верхней части возму-

щения (выше максимума) и меньше для нижней. Форма бегущей волны меняется. По мере распространения возмущения вниз его «верхняя граница» догоняет «нижнюю границу» и область возмущения все больше и больше «сжимается». Для волны, распространяющейся вверх от начального возмущения, картина обратная — возмущение «размывается». Строго говоря, в этом случае для описания реальной формы возмущения нельзя использовать выражение вида (8), (8а). При значительной анизотропии такие волны должны разрушаться. Действительно, в атмосфере не наблюдаются акустические волны с длиной волны больше 50 км [5].

Если начальное возмущение безгранично велико во всех трех измерениях, то, согласно уравнению (9а), $\sigma^2 = -l^2$. В этом случае также наблюдается не волна, а синхронные круговые движения частиц жидкости («круги инерции») во всем бесконечном объеме [6]. Их энергия остается постоянной во времени.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность старшему научному сотруднику ЛГМИ Г. А. Натанзону за интерес к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С., Обухов А. М. Малые колебания атмосферы и адаптация метеорологических полей. — «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1958, № 11, с. 1360—1373.
2. Monin A. S., Obukhov A. M. A Note on General Classification of Motions in a Baroclinic Atmosphere. *Tellus*, 1959, v. 12, No. 2, pp. 159—162.
3. Blumen W. Geostrophic Adjustment. *Rev. of Geophys. and Space Phys.*, 1972, v. 10, No. 2, pp. 485—528.
4. Огура Ю., Чарни Дж. Численная модель термической конвекции в атмосфере. — В кн.: «Труды Токийского симпозиума по численным методам прогноза погоды». Л., Гидрометеиздат, 1967, с. 232—263.
5. Эккарт К. Гидродинамика океана и атмосферы. М., ИЛ, 1963. 327 с.
6. Бурцев А. И. Об одном точном решении системы прогностических уравнений баротропной модели атмосферы. — «Метеорология и гидрология», 1973, № 7, с. 3—12.

ОЦЕНКА ПОПЕРЕЧНОЙ ДИСПЕРСИИ ЧАСТИЦ, ПОСТУПАЮЩИХ В АТМОСФЕРУ ИЗ НЕПРЕРЫВНОГО ВЫСОТНОГО ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

В проблеме изучения загрязнения окружающей среды выбросами промышленных источников важное место занимает вопрос о дисперсиях частиц, ибо они входят в качестве параметров в большинство предложенных к настоящему времени методов расчета концентраций примесей [1—3].

В последние несколько лет выполнен ряд теоретических работ [4—6], посвященных исследованию рассеяния пассивных частиц в турбулентной среде. Однако некоторые из них не доведены до численных оценок, а результаты других применимы лишь для определения дисперсий частиц, выбрасываемых из сравнительно невысоких источников (высота источника не должна превышать высоты приземного слоя атмосферы). До сих пор практически отсутствуют теоретические оценки дисперсий частиц, необходимые для определения загрязнения среды выбросами высотных промышленных источников, высота которых, как правило, больше 100 м.

В настоящей работе приводятся результаты расчета поперечных дисперсий пассивных частиц, поступающих из непрерывного высотного точечного источника, в широком диапазоне метеорологических условий. Расчет основан на предложенной Д. Л. Лайхтманом и Э. К. Бютнер [5] интерполяционной формуле для поперечной дисперсии частиц

$$\sigma_y^2 = \frac{\overline{v'^2} x^2}{c^2 (1 + x/2cL)}. \quad (1)$$

Здесь $\overline{v'^2}$ — средняя квадратичная пульсация поперечной компоненты скорости ветра, c — средняя скорость переноса частиц от источника до точки x , L — временной лагранжев интегральный масштаб.

В отличие от работы [5], в которой при доведении до численных оценок формулы (1) было сделано предположение о степенной зависимости от высоты скорости ветра и коэффициента турбулент-

ности, в настоящей работе для указанных характеристик использованы результаты численной реализации модели строения пограничного слоя атмосферы И. М. Бобылевой, С. С. Зилитинкевича, Д. Л. Лайхтмана [1], уточненной А. М. Поповым [7]. Параметрами, определяющими «внешние условия», характеризующими структуру пограничного слоя, являются: геострофический ветер G , параметр шероховатости z_0 , параметр кориолиса λ , параметр стратификации нижней части пограничного слоя $P_0 = -\frac{g}{T} \frac{P_0/\rho c_p}{\lambda G^2}$

(P_0 — турбулентный поток тепла вблизи Земли) и параметр стратификации верхней части пограничного слоя $\Gamma = \alpha_T \beta \kappa^4 (\gamma_a - \gamma_n) / \lambda^2$
 $\beta = \frac{g}{T}$ (α_T — турбулентное число Прандтля).

При расчете σ_y по формуле (1) скорость переноса частиц от источника до точки x отождествлялась со средней скоростью воздушного потока в направлении оси x , а лагранжев временной масштаб L считался зависящим только от величины средней энергии пульсаций скорости в направлении оси y — $\overline{v'^2}$ и скорости диссипации энергии турбулентности в тепло — ϵ , что привело к соотношению

$$L = a \frac{\overline{v'^2}}{\epsilon}, \quad (2)$$

где a — безразмерная константа.

Подставляя в формулу (1) соотношение (2), $c = \overline{u}$ и выражение $\epsilon = c_* b^2/k$, связывающее скорость диссипации ϵ энергией b и коэффициентом турбулентности k , получим

$$\sigma_y^2 = \frac{\overline{v'^2}}{\overline{u}^2} x^2/1 + \frac{c_*}{a} \frac{x b^2}{\overline{u} v'^2 k}, \quad (3)$$

где $c_* = 0,046$.

В работе [7] вычислены u , k и b ; для определения дисперсии скорости $\overline{v'^2}$ входящей в формулу (3), были использованы результаты работы [8], в которой рассчитаны профили различных компонент энергии турбулентности при перечисленных выше «внешних» параметрах.

Необходимо отметить следующее обстоятельство. Величины поперечной дисперсии частиц, определяемые формулой (3), будут функциями не только «внешних» параметров и расстояния от источника, но и функцией высоты, так как входящие в эту формулу метеорологические характеристики изменяются с высотой. В то

же время формула Тэйлора, на которой основано соотношение (3), справедлива только для однородного турбулентного поля. При применении ее для вычисления дисперсий частиц, распространяющихся в неоднородном по высоте пограничном слое атмосферы, предполагается, что турбулентный поток является локально однородным, т. е. условия однородности выполняются в достаточно узких слоях. В этом случае для определения дисперсий частиц, выбрасываемых из высотного источника и достигающих подстилающей поверхности (а именно эти величины представляют наибольший практический интерес), естественно осреднить входящие в формулу (3) метеорологические характеристики по высоте в слое от $z=0$ до z , равного высоте источника H . Действительно, значения дисперсий частиц в непосредственной близости от подстилающей поверхности являются результатом рассеяния облака примесей во всем слое от $z=0$ до $z=H$.

В результате расчета по формуле (3) при использовании осредненных по высоте профилей скорости ветра, коэффициента и энергии турбулентности были получены значения дисперсий как функции расстояния от источника, параметра стратификации μ_0 , скорости геострофического ветра, числа Россби $R_0 = \frac{G}{\lambda z_0}$ и высоты

источника H . Ниже приводятся некоторые результаты расчета поперечной дисперсии частиц. На рис. 1 и 2 приведены значения σ_y в зависимости от расстояния x при разных значениях параметра стратификации и скорости ветра соответственно. Видна сильная зависимость дисперсий от указанных параметров: на фиксированном расстоянии от источника величина дисперсий увеличивается при усилении неустойчивости, а при данной стратификации μ_0 величина дисперсий возрастает с увеличением скорости ветра. Расчет показал, что при фиксированных остальных параметрах дисперсии частиц увеличиваются с уменьшением числа Россби, т. е. с увеличением шероховатости подстилающей поверхности.

При сопоставлении полученных результатов с экспериментальными данными возникают трудности, обусловленные главным образом тем, что в описании наблюдений не сообщаются сведения обо всех необходимых параметрах. Разнообразие методов измерения, физико-географических и метеорологических условий проведения наблюдений и использование разных характеристик для определения типа устойчивости атмосферы затрудняет сопоставление экспериментальных результатов как между собой, так и с результатами расчета. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные позволяют выявить зависимость дисперсий на разных расстояниях от источника только от стратификации атмосферы, но не дают возможности проследить влияние скорости ветра и шероховатости подстилающей поверхности. В то же время из расчетов следует, что зависимость дисперсий от этих характеристик является существенной. Поэтому практически невозможно провести

корректного сопоставления полученных результатов с опытными данными, ибо фактически приходится произвольно подбирать «внешние» параметры. Тем не менее важно показать, что описанный здесь метод определения дисперсий дает правильный порядок

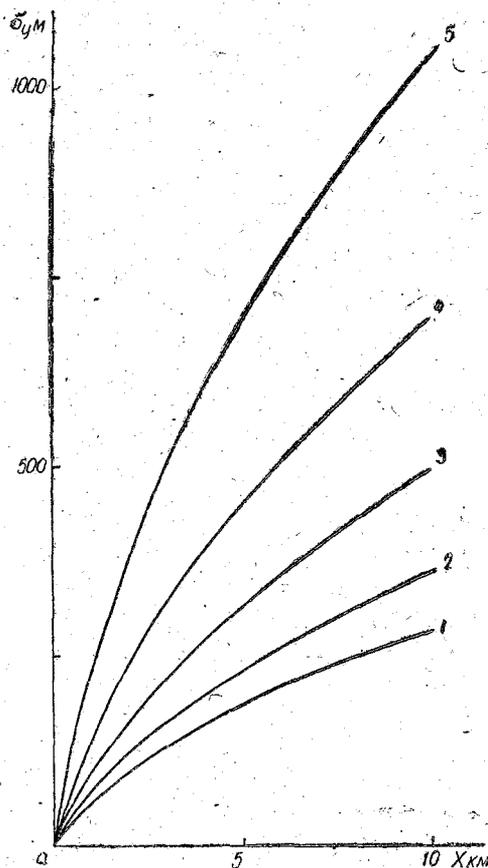


Рис. 1. Зависимость поперечной дисперсии частиц от расстояния x от источника при разных типах стратификации атмосферы: 1 - $\mu_0 = +100$; 2 - $\mu_0 = +50$; 3 - $\mu_0 = 0$; 4 - $\mu_0 = -50$; 5 - $\mu_0 = -100$

величин и верно отражает зависимость дисперсий от стратификации атмосферы.

В качестве примера приведем некоторые результаты сопоставления полученных результатов с экспериментальными данными Ф. Паскуилла, рекомендованными в [3] для практического

использования, С. Балтинка и Л. Мале [9] и Н. Л. Бызовой [10]. В работе [9] были использованы разные методы определения дисперсий: непосредственные и косвенные (по измерениям метеорологических характеристик). При этом не было обнаружено значительных отличий в величинах дисперсий, полученных разными методами. Для сопоставления с результатами настоящего расчета

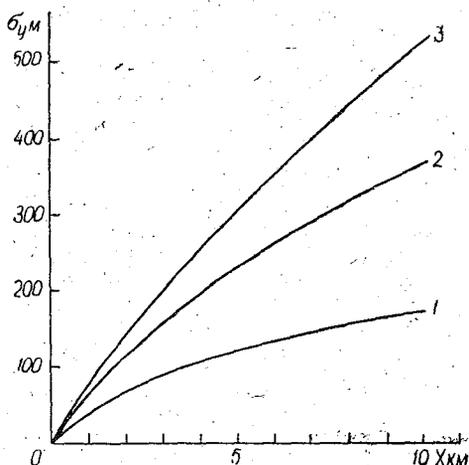


Рис. 2. Поперечная дисперсия частиц как функция расстояния от источника при разных скоростях геострофического ветра:

1 — $G = 15$ м/с 2 — $G = 10$ м/с 3 — $G = 15$ м/с

будут взяты осредненные значения σ_y , полученные в [9] для разных типов устойчивости по Паскуиллу — Улигу. Следует отметить что при одном и том же типе устойчивости наблюдаются большие различия в экспериментальных результатах Паскуилла и Балтинка — Мале.

На рис. 3 и 4 приведены результаты сопоставления теоретических оценок $\sigma_y(x)$ с опытными данными Паскуилла и Балтинка — Мале. Теоретические результаты приведены для разных скоростей ветра. Из рис. 3, который относится к случаю сильной неустойчивости атмосферы, видно, что при сильном ветре ($G = 15$ м/с) теоретическая кривая на расстояниях $x \leq 6$ км практически совпадает с данными Паскуилла, в то время как при $G = 5$ м/с теоретические результаты удовлетворительно согласуются с измерениями Балтинка — Мале. Рис. 4, соответствующий случаю сильной устой-

чивости, показывает, что при скорости $G=10$ м/с теоретические оценки довольно хорошо соответствуют результатам Паскуилла, а при $G=15$ м/с — данным Балтинка — Мале. Аналогичная картина наблюдается и для других категорий устойчивости.

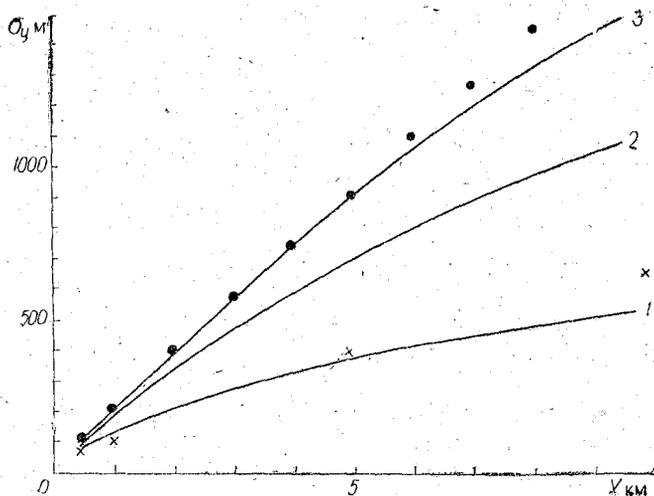


Рис. 3. Сравнение теоретических оценок $\sigma_y(x)$ с экспериментальными данными Паскуилла и Балтинка при сильной неустойчивости:

сплошные линии — теоретические кривые при $p_0 = -100$, $R_0 = 10^7$, $H = -100$ м; 1 — $G = 5$ м/с; 2 — $G = 10$ м/с; 3 — $G = 15$ м/с.

● — экспериментальные данные Паскуилла
 × — экспериментальные данные Балтинка } тип А

Из рис. 5, на котором теоретические результаты сопоставляются с данными измерений Н. Л. Бызовой [10] для равновесных условий, прослеживается неплохое соответствие между теоретическими и экспериментальными данными. В процессе вычислений высота источника варьировалась нами от 100 до 200 м; при этом выяснилось, что зависимость дисперсий от высоты источника является незначительной. Это согласуется с данными измерений, приведенными в работе [10].

Принимая во внимание сказанное выше о трудностях экспериментальной проверки результатов теории, можно считать, что предложенный здесь метод расчета поперечных дисперсий частиц попадающих в атмосферу из промышленных источников, удовлетворительно описывает имеющиеся опытные данные. Он позволяет

учесть влияние на величины дисперсий таких факторов, как стратификация атмосферы, скорость ветра, шероховатость подстилающей поверхности и высота источника. В сочетании с методом рас-

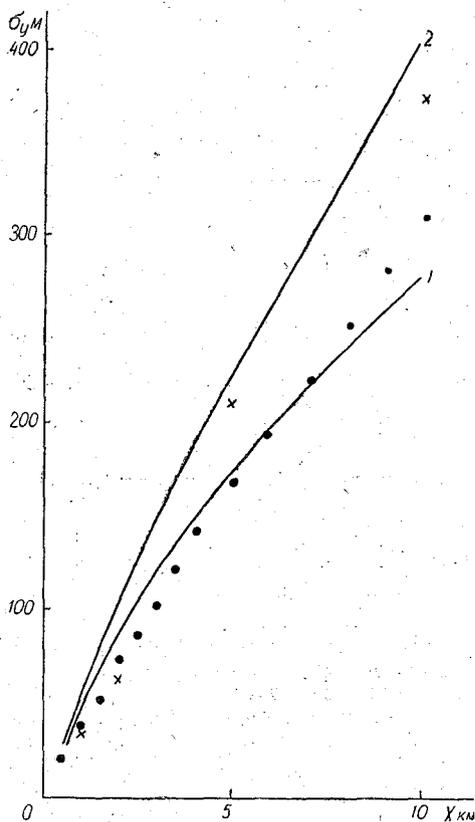


Рис. 4. Сравнение теоретических оценок $\sigma_y(x)$ с экспериментальными данными Паскуилла ● и Балтинка × при сильной устойчивости (тип F):

сплошные линии — теоретические кривые при $\mu_0 = +50$, $R_0 = 10^7$, $H = 100$ м;

1 — $G = 10$ м/с, 2 — $G = 15$ м/с

чета концентраций примесей, предложенным в [1, 2], он позволяет определять различные характеристики загрязнения окружающей среды в широком диапазоне метеорологических условий.

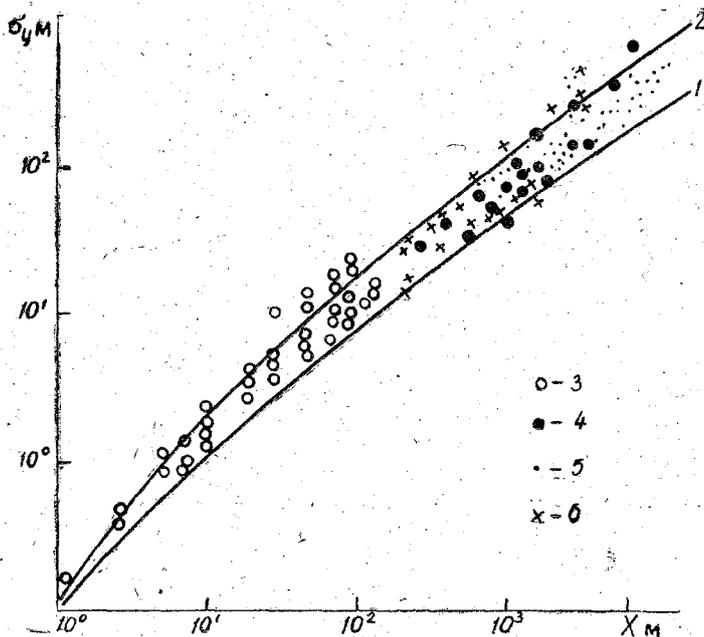


Рис. 5. Сопоставление теоретических оценок $\sigma_y(x)$ с экспериментальными данными Н. Л. Бызовой при равновесных условиях:

сплошные линии — теоретические кривые при $\nu_0 = 0$, $H = 100$ м;

1 — $R_0 = 10^7$, $G = 5$ м/с

2 — $R_0 = 10^6$, $G = 10$ м/с;

3 — экспериментальные данные при $H = 2$ м;

4 — " " " " " " при $H = 25$ м;

5 — " " " " " " $73 \leq H \leq 93$ м;

6 — " " " " " " $H > 150$ м

ЛИТЕРАТУРА

1. Лайтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоздат, 1970. 335 с.
2. Гисина Ф. А., Джолов Г. Д., Лайтман Д. Л. Распределение концентрации примеси, поступающей в атмосферу из высотного непрерывного точечного источника. — «Труды ИЭМ», 1972, вып. 27, с. 70—75.
3. Метеорология и атомная энергия. Пер. с англ. под ред. Н. Л. Бызовой и К. М. Махонько. Л., Гидрометеоздат, 1971. 648 с.
4. Новиков Е. А. О турбулентной диффузии в потоке с поперечным градиентом скорости. ПММ. 1958, 22, № 3, с. 412—414.
5. Бютнер Э. К., Лайтман Д. Л. О рассеянии пассивных частиц от точечного источника в неоднородной среде. — «Труды ЛГМИ», 1963, вып. 15, с. 130—135.

6. Красковская Л. И., Левин А. В., Ткаченко А. В. Некоторые характеристики горизонтальной турбулентной диффузии в атмосфере и их оценка по распространению примеси от мгновенного источника. — «Труды ИЭМ», 1972, вып. 27, с. 76—81.
7. Попов А. М. Расчетные профили метеорологических характеристик в планетарном пограничном слое атмосферы (учебное пособие). Л., 1975. 98 с. (ЛГМИ).
8. Гисина Ф. А., Попов А. М. Профили компонент энергии турбулентности в пограничном слое атмосферы при разных метеорологических условиях. — «Труды ЛГМИ», вып. 49, 1974, с. 19—25.
9. Bultink S., Malet L. Evaluation of atmospheric dilution factors for effluents diffused from an elevated continuous point source. — «Tellus», 1972, 24, № 5, с. 455—472.
10. Бызова И. Л. Рассеяние примеси в пограничном слое атмосферы. М., Гидрометеиздат, 1974. 190 с.



ФОРМИРОВАНИЕ ПАРОВОДЯНОГО ОБЛАКА В ОКРЕСТНОСТИ ГРАДИРНИ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ

Современные башенные градирни, использующиеся в качестве теплообменников для воды, охлаждающей турбогенераторы электрических станций, имеют высоту 90—120 м и диаметр устья 40—50 м.

В атмосферу из градирни поступает значительное количество водяного пара и тепла, что часто приводит к существенным нарушениям поля концентрации примеси, выбрасываемой в атмосферу из вентиляционной трубы, находящейся вблизи градирни. Это нарушение может быть вызвано двумя механизмами: во-первых, непосредственным увлечением примеси падающими каплями воды, образующимися при конденсации водяного пара и выбрасываемыми из градирни — вымывание примеси, и, во-вторых, локальным изменением интенсивности турбулентности, вызванным изменением стратификации тепловыми выбросами.

Простейшая модель вымывания и переноса примеси водяными каплями была рассмотрена в работе [1], в которой принимались во внимание только капли, выносящиеся непосредственно из градирни. Предполагалось также, что размеры капель от момента поступления в атмосферу до выпадения на землю остаются постоянными, что справедливо для капель с диаметром более 200—300 мк, испарением которых можно пренебречь [2].

В статье [3] были рассмотрены процессы взаимодействия компонент пароводяной смеси при выходе из градирни с учетом фазовых переходов. Уравнения переноса тепла, водяного пара и капель воды имеют вид

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} = K_y \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{L}{c_p \rho} m; \quad (1)$$

$$u \frac{\partial q}{\partial x} = K_y \frac{\partial^2 q}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial q}{\partial z} - m; \quad (2)$$

$$u \frac{\partial \delta}{\partial x} = K_y \frac{\partial^2 \delta}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial \delta}{\partial z} + m. \quad (3)$$

Здесь Θ — потенциальная температура, q — удельная влажность, δ — удельная водность, m — абсолютная скорость конденсации капель, K_y и K_z — коэффициенты турбулентной диффузии по направлению oy и oz соответственно (ось ox направлена вдоль направления ветра, ось oy — в плоскости земли и перпендикулярна ox , ось oz направлена вверх).

Уравнения (1) — (3) замыкались уравнением переноса числа капель, а m выражалась как функция числа капель и водности. Система решалась численно, коэффициент вертикальной турбулентной диффузии брался по «модели с изломом», профиль скорости — логарифмическим.

В упомянутых работах [1, 3], а также в ряде других работ, рассматривающих образование факела градирни (например, [4, 5]), предполагалось, что коэффициент турбулентности $K_z(z)$ и скорость ветра $u(z)$ остаются постоянными в любой точке (x, y) , т. е. пограничный слой предполагался однородным по x и y , и влияние теплового выброса на изменение стратификации не рассматривалось.

В настоящей работе сделана оценка влияния теплового выброса на интенсивность турбулентной диффузии в связи с изменением стратификации. Умножив (2) на $L/c_p \rho$ и сложив (1) и (2), а также сложив (2) и (3), получим

$$u \frac{\partial \tilde{\Theta}}{\partial x} = K_y \frac{\partial^2 \tilde{\Theta}}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial \tilde{\Theta}}{\partial z}, \quad (4)$$

$$u \frac{\partial \tilde{Q}}{\partial x} = K_y \frac{\partial^2 \tilde{Q}}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial \tilde{Q}}{\partial z}, \quad (5)$$

где

$$\tilde{\Theta} = \Theta + \frac{L}{c_p \rho} q, \quad \tilde{Q} = q + \delta.$$

Граничные условия имеют вид

$$a) \quad \tilde{\Theta} \Big|_{x=0} = \frac{Q_t + \frac{L}{c_p \rho} Q_q}{u(H)} \delta(y) \delta(z-H) + \Theta_\phi + q_\phi \frac{L}{c_p \rho};$$

$$b) \quad \tilde{Q} \Big|_{x=0} = \frac{Q_q}{u(H)} \delta(y) \delta(z-H) + q_\phi;$$

$$в) \quad K_z \frac{\partial \tilde{\Theta}}{\partial z} \Big|_{z=0} = K_z \frac{\partial \tilde{Q}}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0; \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{г)} \quad \tilde{\Theta} \Big|_{\substack{y \rightarrow \infty \\ z \rightarrow \infty}} &\rightarrow \Theta_{\Phi} + q_{\Phi} \frac{L}{c_p \rho}; \\ \text{д)} \quad Q \Big|_{\substack{y \rightarrow \infty \\ z \rightarrow \infty}} &\rightarrow q_{\Phi}. \end{aligned}$$

Здесь Q_t и Q_a — количество тепла и пара, выбрасываемое градирней; Θ_{Φ} и q_{Φ} — температура и влажность окружающего воздуха.

Необходимо отметить, что вид условия (6в) практически не влияет на распределение Θ , q и δ в зоне факела.

Для замыкания системы уравнений (4) — (5) используется дополнительное условие, заключающееся в том, что в тех точках факела, где водность отлична от нуля, влажность является насыщенной и, следовательно, может быть выражена как функция температуры, т. е. аналогично [2],

$$\text{при } \delta > 0 \quad \tilde{\Theta} = \Theta + q_{\text{нас}}(\Theta) \frac{L}{c_p \rho};$$

$$\text{при } \delta = 0 \quad \tilde{Q} = q. \quad (7)$$

Для оценки влияния дополнительного градиента температуры в зоне факела градирни рассмотрим уравнение баланса турбулентной энергии

$$\begin{aligned} u \frac{\partial b}{\partial x} = K_z \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - a_t \frac{g}{T_0} K_z \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \\ + a_b \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial b}{\partial z} + a_b K_y \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} - c \frac{b^2}{K_z}, \end{aligned} \quad (8)$$

где u , v — горизонтальные составляющие средней скорости ветра, b — среднее значение кинетической энергии турбулентности, $K_z \frac{\partial \Theta}{\partial z}$ — турбулентный поток тепла, a_t , a_b , c — безразмерные константы ($a_t \approx 1$, $a_b = 0,73$, $c = 0,046$). Для вертикального градиента температуры (фонового) используется приближенная формула [6]

$$\frac{\partial \Theta_{\Phi}}{\partial z} = - \frac{P_0}{\rho c_p \kappa v_* z} + \gamma_a - \gamma_p,$$

где P_0 — поток тепла у поверхности земли, v_* — динамическая скорость, γ_a , γ_p — адиабатический градиент температуры и градиент температуры в свободной атмосфере, κ — постоянная Кармана ($\kappa = 0,4$).

При наличии гравитации возникает приращение градиента температуры $\frac{\partial \theta'}{\partial z}$, так что

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial \theta_{\phi}}{\partial z} + \frac{\partial \theta'}{\partial z} = - \frac{P_0}{\rho c_p v_* z} + \gamma_a - \gamma_p + \frac{\partial \theta'}{\partial z}. \quad (9)$$

Далее полагаем, что отклонения величин K_z , b , $\frac{\partial \theta}{\partial z}$ от фоновых в направлении оси y распределены по закону Гаусса, т. е.

$$b(x, y, z) = [b_0(x, 0, z) - b_{\phi}(z)] \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_b^2}\right) + b_{\phi}(z),$$

$$K_z(x, y, z) = [K_0(x, 0, z) - K_{\phi}(z)] \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_k^2}\right) + K_{\phi}(z), \quad (10)$$

$$\frac{\partial \theta(x, y, z)}{\partial z} = \left[\frac{\partial \theta_0(x, y, z)}{\partial z} - \frac{\partial \theta_{\phi}(z)}{\partial z} \right] \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_t^2}\right) + \frac{\partial \theta_{\phi}(z)}{\partial z},$$

где σ_b , σ_k , σ_t — дисперсии соответствующих переменных.

Подставим (10) в (8) и проинтегрируем (8) по y в пределах от $-\infty$ до $+\infty$. После отбрасывания фоновых членов, в сумме равных нулю, и деления на $\sqrt{2\pi\sigma_k^2}$ уравнение (8) приводится к виду

$$\begin{aligned} \alpha_1 \frac{\partial b_0}{\partial x} = & K_0 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - \alpha_4 \frac{g}{T_0} K_0 \left(\frac{\partial \theta_{\phi}}{\partial z} + \alpha_2 \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) - \\ & - \alpha_3 \alpha_4 \frac{g}{T_0} K_{\phi} \frac{\partial \theta'}{\partial z} + \alpha_6 \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_4 K_0 + \alpha_5 K_{\phi}) \frac{\partial b_0}{\partial z} + \\ & + \alpha_6 \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_6 K_0 - \alpha_7 K_{\phi}) \frac{\partial b_{\phi}}{\partial z} - \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma_k^2}} \times \\ & \times \int \left\{ \frac{\left[(b_0 - b_{\phi}) e^{-\frac{y^2}{2\sigma_b^2}} + b_{\phi} \right]^2}{\left[(K_0 - K_{\phi}) e^{-\frac{y^2}{2\sigma_k^2}} + K_{\phi} \right]} - \frac{b_{\phi}^2}{K_{\phi}} \right\} dy - c \frac{b_{\phi}^2}{K_{\phi}}. \quad (11) \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{\sigma_b}{\sigma_k}; & \alpha_2 &= \frac{\sigma_t}{\sqrt{\sigma_k^2 + \sigma_t^2}}; & \alpha_3 &= \frac{\sigma_t}{\sigma_k} - \frac{\sigma_t}{\sqrt{\sigma_k^2 + \sigma_t^2}}; \\ \alpha_4 &= \frac{\sigma_b}{\sqrt{\sigma_k^2 + \sigma_b^2}}; & \alpha_5 &= \frac{\sigma_b}{\sigma_k} - \frac{\sigma_b}{\sqrt{\sigma_k^2 + \sigma_b^2}}; & \alpha_6 &= 1 - \frac{\sigma_b}{\sqrt{\sigma_k^2 + \sigma_b^2}}; \\ \alpha_7 &= \frac{\sigma_b}{\sigma_k} - \frac{\sigma_b}{\sqrt{\sigma_b^2 + \sigma_k^2}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Из уравнения для $K(z)$ [6]

$$K = \sqrt{b} \frac{b/K}{\frac{d}{dz} (b/K)}$$

можно получить связь между σ_b и σ_k . При $b \gg b_\phi$ и $K \gg K_\phi$

$$\sigma_k \approx \sqrt{2} \sigma_b. \quad (13)$$

Полагая далее, что $\sigma_t \approx \sigma_b$, получим значения коэффициентов

$$\alpha_1 = 0,71; \quad \alpha_2 = 0,58; \quad \alpha_3 = 0,13; \quad \alpha_4 = 0,58;$$

$$\alpha_5 = 0,13; \quad \alpha_6 = 0,42; \quad \alpha_7 = 0,13.$$

Ввиду того, что диффузия в поперечном ветру направлении достаточно хорошо описывается законом Гаусса, т. е.

$$\tilde{\Theta} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_y^2}} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \cdot \tilde{\Theta}_1, \quad (14)$$

$$\tilde{Q} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_y^2}} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \cdot \tilde{Q}_1, \quad (15)$$

проинтегрируем уравнения (4), (5) по y от $-\infty$ до $+\infty$ с учетом системы уравнений (10).

$$u \frac{\partial \tilde{\Theta}_1}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} [K_0 \zeta + (1 - \zeta) K_\phi] \frac{\partial \tilde{\Theta}_1}{\partial z}; \quad (4')$$

$$u \frac{\partial \tilde{Q}_1}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} [K_0 \zeta + (1 - \zeta) K_\phi] \frac{\partial \tilde{Q}_1}{\partial z}; \quad (5')$$

$$\zeta = \frac{\sigma_k}{\sqrt{\sigma_k^2 + \sigma_y^2}}. \quad (16)$$

Так как $\sigma_t \approx \sigma_y$ и $\sigma_t \approx \sigma_b$, то $\xi = 0,82$ и уравнения (4'), (5') будут иметь вид

$$u \frac{\partial \tilde{\Theta}_1}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} (0,82K_0 + 0,18 \cdot K_\Phi) \frac{\partial \tilde{\Theta}_1}{\partial z}; \quad (17)$$

$$u \frac{\partial \tilde{Q}_1}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} (0,82K_0 + 0,18 \cdot K_\Phi) \frac{\partial \tilde{Q}_1}{\partial z}. \quad (18)$$

Стратификация с учетом локального нагрева будет определяться параметром

$$\mu_{\text{эфф}} = \frac{\mu_0}{z} + \nu_0 + 0,58 \frac{g x^4}{T_0 \lambda^2} \left(\frac{\partial \Theta'}{\partial z} \right). \quad (19)$$

Как показывают расчеты, до расстояний порядка сотен метров от градирни в зоне факела выполняется неравенство

$$\left| 0,58 \frac{g x^4}{T_0 \lambda^2} \left(\frac{\partial \Theta'}{\partial z} \right) \right| \gg \left| \frac{\mu_0}{z} + \nu_0 \right|$$

и «эффективная» стратификация практически полностью определяется температурным градиентом, создаваемым градирней.

Следовательно, для вычисления влажности, водности, температуры, а также коэффициента турбулентности и скорости ветра уравнения диффузии должны решаться совместно с системой уравнений для пограничного слоя, в которую кроме уравнения для b (8) входят еще уравнения для u , v , K_z [6].

Дисперсии вычисляются по формуле Балтинка [8], причем влияние изменения стратификации в зоне факела на интенсивность поперечной диффузии учитывается следующим приближенным способом.

$$\sigma_y = x^{0,8} \quad \mu_{\text{эфф}} \leq -50; \quad \sigma_y = 0,6x^{0,8} \quad -50 < \mu_{\text{эфф}} < +50;$$

$$\sigma_y = 0,24x^{0,8} \quad 50 \leq \mu_{\text{эфф}}.$$

Программа для расчета распространения пароводяной струи и рассеивания примеси в зоне факела градирни составлена на языке ФОРТРАН-IV для ЭВМ Минск-32.

В качестве примера на рис. 1 и 2 даны безразмерные профили коэффициента турбулентности $K_z(z)$ и энергии турбулентности $b(z)$ на различных расстояниях от градирни. На рис. 3 приведены нормированные на единичный выброс приземные концентрации примеси при расположении вентиляционной трубы с наветренной и подветренной стороны от градирни. На рис. 4 приведены нормированные приземные концентрации примеси при разных высотах трубы и градирни. В расчетах были приняты температура окружающего воздуха 285° К, скорость геострофического ветра 5 м/с, относительная влажность 80%, параметр стратификации $\mu_0 = 0$. В проведенных расчетах подъем струи не учитывался.

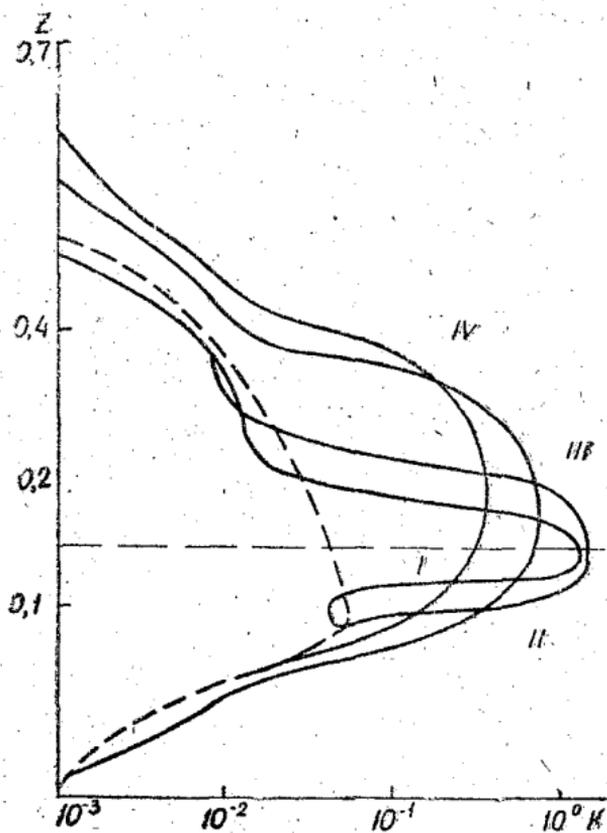


Рис. 1. Безразмерный профиль
коэффициента турбулентности:
I - $X_n = 0,01$, II - $X_n = 0,03$, III - $X_n = 0,11$,
IV - $X_n = 0,19$. Пунктир - $K_\phi(z)$

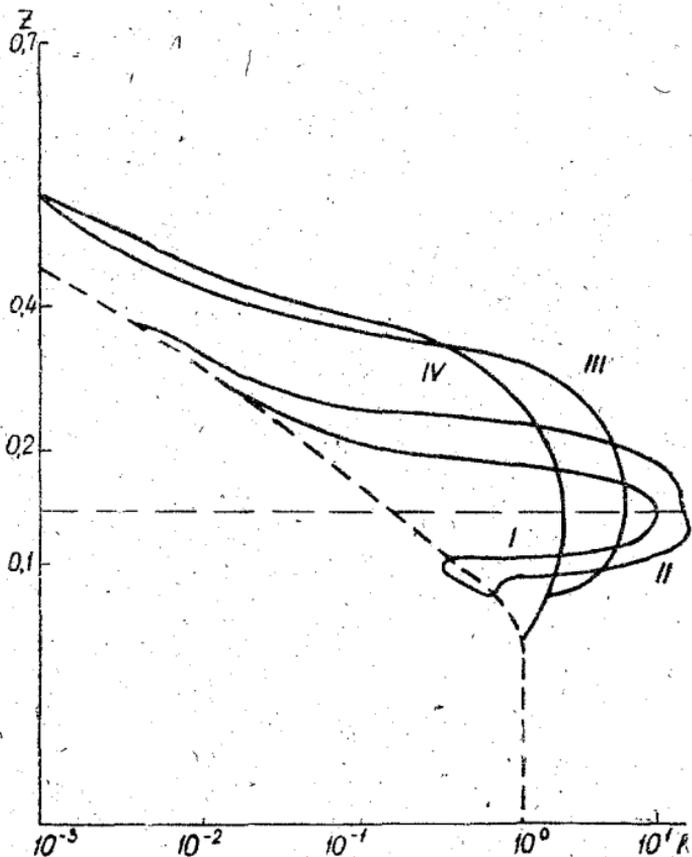


Рис. 2. Безразмерный профиль энергии турбулентности:

I - $X_n = 0,01$, II - $X_n = 0,03$, III - $X_n = 0,11$, IV - $X_n = 0,19$,
пунктир - $b_\phi(z)$

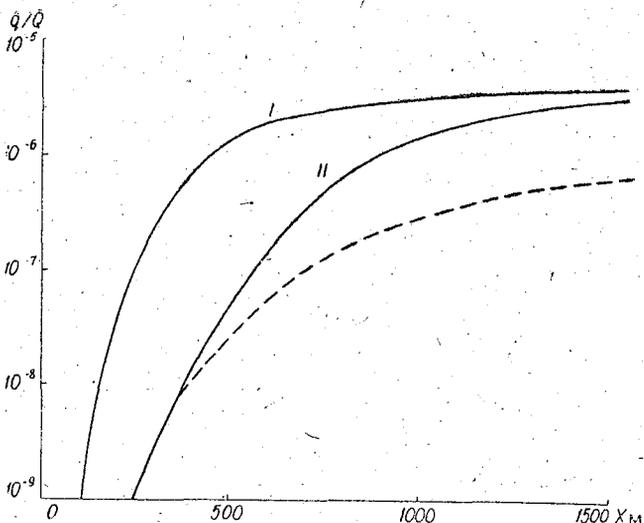


Рис. 3. Нормированная приземная концентрация примеси при различном взаиморасположении трубы и градирни (высота трубы и градирни 100 м):

I — труба с подветренной стороны от градирни. II — труба с наветренной стороны от градирни, пунктир — влияние градирни отсутствует. Скорость ветра 5 м/с, расстояние между трубой и градирней 300 м

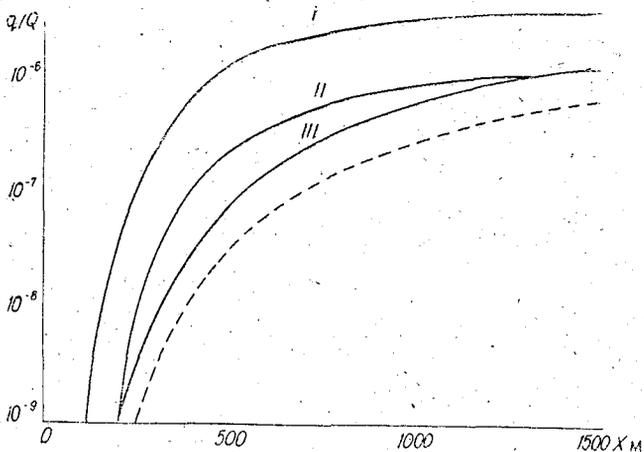


Рис. 4. Нормированная приземная концентрация примеси при разных высотах трубы и градирни (труба с подветренной стороны):

I — высота градирни 100 м, трубы — 100 м, II — высота градирни 100 м, трубы — 150 м, III — высота градирни 150 м, трубы — 100 м, пунктир — влияние градирни отсутствует, высота трубы 100 м

Результаты расчетов позволяют сделать следующие выводы.

1. В зоне теплового выброса градирни (а на мощных электрических станциях число градирен достигает десяти — двенадцати) может происходить существенное изменение турбулентного режима. При малых скоростях ветра и расположении трубы с подветренной стороны это вызывает заметное увеличение приземной концентрации примеси.

2. Более благоприятным является расположение трубы с наветренной стороны от градирни. Увеличение высоты градирни уменьшает приземную концентрацию при неизменной высоте трубы.

Для скоростей ветра порядка десяти и более метров в секунду влияние градирен на режим турбулентности практически не сказывается.

3. На размеры пароводяного облака существенно влияет относительная влажность воздуха и скорость ветра. В то же время изменение влажности в пределах $\pm 20\%$ не сказывается заметно на величине приземной концентрации примеси.

4. Профиль скорости ветра обладает относительной консервативностью и изменяется незначительно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Влияние градирен на загрязнение земной поверхности выбросами атомных электростанций. — «Электрические станции», 1974, № 1, с. 7—9. Авт.: Ф. А. Гисина, Г. А. Натанзон, Э. Г. Палагин, А. М. Попов.
2. Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1965. 876 с.
3. Берлянд М. Е., Киселев В. Б. Распространение в атмосфере промышленных выбросов влаги и их влияние на рассеивание примесей. — «Метеорология и гидрология», 1975, № 4, с. 3—15.
4. Baker K. G. Water Cooling Tower Plumes. — «Chemical and Process Engineering», 1967, vol. 48, № 1, p. 56—58.
5. Saame J., Somers E. V. The Formation and Dispersion of Fog Plumes from a Natural Draft Water Cooling Tower for Various Meteorological Condition. — Proc. Clean Air Conf. Melbourne, 1972, 1972, p. 53—59.
6. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1970. 341 с.
7. Бобылева И. М. Расчет характеристик турбулентности в планетарном пограничном слое атмосферы. — «Труды ЛГМИ», 1970, вып. 40, с. 3—63.
8. Bultink S., Malet L. Evaluation of Atmospheric Dilution Factors for Effluents Diffused from an Elevated Continuous Point Source. — «Tellus» 1972, vol 24, № 5, p. 445.

СРАВНЕНИЕ ИЗМЕРЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ С РАССЧИТАННЫМИ ПО ТАБЛИЦАМ УНИВЕРСАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ

Распределение метеорологических элементов и характеристик турбулентности в пограничном слое атмосферы является важным формирующим фактором не только погодных условий во всей тропосфере, но и многих других процессов, влияющих на жизнедеятельность человека. В особой зависимости от режима пограничного слоя находится деятельность авиации. При высоких скоростях современных воздушных судов безопасность полетов в первую очередь зависит от точности передаваемой на борт метеоинформации. Летное время в подавляющем большинстве случаев составляет теперь один-два часа, а это значит, что для авиации первостепенную важность приобретает прогноз погоды на ближайшие два часа. Понятно, что точность прогноза такой заблаговременности во многом определяется диагнозом состояния атмосферы. Задача эта при отсутствии аэрологических данных (а такая ситуация является рядовой, поскольку большинство АМСГ не совмещено с пунктами радиозондирования, кроме того, радиозонды выпускаются с интервалом в шесть часов) довольно сложная и трудноразрешимая, если не привлекать теоретический метод расчета режимных характеристик пограничного слоя.

В сложных метеорологических условиях важнейшим параметром штурманских расчетов является профиль ветра в слое земля — 500 м.

Шаропилотные наблюдения при сложных условиях ($h_{\text{обл}} < 200$ м, видимость меньше 2000 м) проводиться не могут и единственным способом определения профиля ветра становится расчет по наземным метеоданным.

В настоящее время имеется возможность вести подобные расчеты на сравнительно строгой физико-математической основе. Численное решение уравнений динамики атмосферы позволило получить характеристики пограничного слоя в виде таблиц универсальных безразмерных функций высоты, параметра стратификации и числа Россби. Такие таблицы были получены И. М. Бобылевой [1] и А. М. Поповым [4]. Данные этих таблиц достаточно широко используются при решении ряда прикладных задач, но в практике АМСГ они до сих пор фактически не применяются. Возможно,

это связано со сравнительно ограниченным количеством сверточного материала, подтверждающего целесообразность такого способа получения профилей метеозлементов.

Данная работа и представляет собой попытку в какой-то степени заполнить этот пробел. На материале АМСГ Воркута проведено сравнение рассчитанных (по полученным в работе [4] таблицам универсальных функций) и фактических направлений и скоростей ветра на высотах 12, 100 и 500 м. Для этой цели было отобрано 270 случаев шаропилотных наблюдений, совпадающих по времени (с отклонением $\pm 0,5$ часа) с основными сроками стандартных наблюдений для различных сезонов года (ноябрь — апрель 1973—1974 гг., июль 1974 г. и сентябрь — ноябрь 1975 г.). Для этих же сроков для вышеуказанных высот были рассчитаны характеристики ветра и построены графики связи измеренных и рассчитанных величин. Аналогичные графики были построены для изменения температуры воздуха в слое земля — 2 м.

1. Построение графиков для расчета метеозлементов в размерном виде

Поскольку безразмерные величины, полученные в [4], связаны с размерными посредством коэффициентов, зависящих от градиентного ветра, целесообразно сначала построить графики связи исконной размерной характеристики с градиентной скоростью ветра и параметром устойчивости μ_0 . Для перехода от безразмерных величин к размерным используются соответствующие соотношения. Для высоты и скорости ветра эти соотношения имеют вид

$$z_n = \frac{z\lambda}{G} \cdot 10^5, \quad (1)$$

$$V_n = \frac{10V}{G}, \quad (2)$$

где z_n и V_n — безразмерные величины, z и V — размерные высота и скорость ветра.

Подставляя заданные высоты z в соотношение (1), находят z_n для тех значений G , которые могут встретиться в реальных условиях и для соответствующего пункту расчета параметра Кориолиса λ . Для этих же значений G находят числа Россби:

$$Ro = \frac{G}{\lambda z_0}.$$

(Для г. Воркуты $\lambda = 13,37 \cdot 10^{-5}$, а z_0 принято равным 0,02 м). Так как таблицы рассчитаны для чисел Россби, равных 10^n , где $n = 4, 5, \dots, 9$; и для z_n , взятых с определенным интервалом, то при определении характеристик пограничного слоя на заданной высоте и при заданной скорости ветра необходима двойная интерполяция: первая — между двумя соседними значениями

z_n , если $z_n(G)$ не совпадает с табличным z_n и вторая — по числу Россби, если $Ro=10^n < Ro(G) < Ro=10^{n+1}$. Так рассчитываются все характеристики для всех значений G (взятых с интервалом 2—5 м/с; 2 м/с для малых скоростей, 5 м/с — для больших) и для тех μ_0 , которые приводятся в таблицах безразмерных функций. С помощью соотношений типа (2) вычисленные безразмерные величины переводятся в размерные. Результаты вычислений, выполненных для $\varphi=66^\circ$ и $z_0=0,02$ м, приводятся в табл. 1, 2, 3. В практических расчетах удобнее пользоваться графиками, которые строятся на основании приведенных таблиц. В качестве примера на рис. 1, 2, 3 показаны графики для расчета скорости и направления ветра на высоте 12 м (высота установки измерительных приборов) и для расчета отклонений температуры воздуха, измеренной в будке, от температуры почвы. Подобные графики могут быть построены для любого пункта расчета.

Таблица 1

Расчитанные скорости ветра при различных значениях параметра устойчивости μ_0 и геострофического ветра G

$z, \text{ м}$	$G, \text{ м/с}$	μ_0								
		-100	-50	-25	-10	0	10	25	50	100
12	1	0,8	0,7	0,7	0,7	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8
	5	3,9	3,4	3,2	3,2	3,1	3,1	3,0	3,4	2,8
	10	7,4	6,4	5,9	5,8	5,6	5,5	5,4	5,2	5,0
	15	10,9	9,3	8,6	7,6	8,2	8,0	7,7	7,5	7,1
	20	14,5	12,3	14,3	11,4	10,6	10,5	10,2	9,8	9,3
	25	17,8	15,3	13,8	14,7	13,3	12,8	12,6	12,2	11,5
	30	21,8	18,5	17,1	16,6	16,1	15,8	15,4	14,8	14,0
100	1	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
	5	4,4	4,2	4,4	4,5	4,4	4,6	4,7	4,9	5,1
	10	8,7	8,0	7,9	8,1	8,1	8,2	8,2	8,4	8,7
	15	12,8	11,8	11,5	11,5	11,3	11,4	11,3	11,4	12,6
	20	17,1	15,6	15,0	14,9	14,8	14,7	14,6	14,5	14,6
	25	21,4	19,5	18,5	18,4	18,0	18,0	17,8	17,7	17,7
	30	26,1	23,4	22,2	21,9	21,6	21,4	21,2	20,9	20,7
500	3	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0
	5	5,1	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0
	10								10,0	10,0
	15	13,9	14,4	15,8	15,9	16,3	16,7	16,6	15,3	15,4
	20	18,5	18,5	19,7	18,3	20,7	21,4	21,3	20,6	21,0
	25	23,0	22,4	23,4	24,3	24,5	25,1	25,4	26,2	26,8
	30	27,6	26,6	27,2	28,0	28,3	28,8	29,3	29,9	31,0

Таблица

Рассчитанные отклонения ветра (Δd°) от градиентного ветра при данных значениях параметра устойчивости μ_0 и геострофического ветра G

z, м	G, м/с	μ_0								
		-100	-50	-25	-10	0	10	25	50	100
12	1	23,4	28,3	30,8	32,6	30,7	31,5	29,8	28,4	28,5
	5	17,7	22,3	24,0	25,6	25,3	26,1	25,8	26,5	27,5
	10	17,0	21,6	23,4	24,7	24,7	25,4	25,5	26,3	27,4
	15	16,3	20,9	22,7	23,9	24,0	24,6	24,9	25,8	27,1
	20	15,5	20,0	21,9	22,6	23,1	23,5	24,1	25,0	26,5
	25	14,8	19,4	21,2	21,8	22,3	22,8	23,5	24,4	26,1
30	14,2	18,6	20,4	21,0	21,6	21,9	22,8	23,7	25,5	
100	1	17,6	0	0	0	0	0	0	0	0
	5	17,3	20,9	21,3	22,1	20,9	21,0	19,4	18,4	15,1
	10	16,8	20,7	21,7	22,7	23,9	22,5	21,9	21,6	20,5
	15	15,9	20,1	21,5	22,4	20,9	22,7	22,6	22,7	19,6
	20	15,3	19,4	21,0	21,6	21,4	22,2	22,4	22,8	23,4
	25	14,7	18,8	20,4	20,9	21,1	21,6	22,1	22,6	23,6
30	14,0	18,2	19,7	20,1	27,7	21,0	21,5	22,2	23,6	
500	3	3,0	0	0	0	0	0	0	0	0
	5	7,0	0	0	0	0	0	0	0	0
	10							0	0	0
	15	13,6	14,4	10,9	11,3	9,2	9,0	6,7	2,1	0,9
	20	14,9	16,8	14,2	14,1	12,6	12,2	9,8	8,8	4,7
	25	14,4	17,4	16,4	15,8	14,7	14,0	13,1	11,4	8,0
30	14,0	17,0	17,1	16,5	15,7	15,7	14,6	13,1	9,3	

Таблица

Рассчитанные разности температур воздуха и почвы ($\Delta t^\circ = t_B - t_P$) при данных значениях параметра устойчивости μ_0 и геострофического ветра G

G, м/с	μ_0								
	-100	-50	-25	-10	0	10	25	50	100
1	-15,0	-5,8	-2,6	-1,1	-0,14	0,8	2,0	3,8	7,0
5	-12,3	-4,9	-2,2	-0,9	-0,03	0,8	1,9	3,6	6,6
10	-10,9	-4,4	-2,6	-0,8	-0,02	0,8	1,7	3,3	6,0
15	-10,4	-4,2	-1,9	0,8	-0,01	0,70	1,8	3,2	5,9
20	-10,2	-4,2	-1,9	0,7	-0,01	0,70	1,8	3,2	6,0
25	-10,2	-4,2	-1,9	0,7	-0,01	0,70	1,7	3,2	6,0
30	-10,4	-4,1	-2,0	0,8	0,0	0,72	1,8	3,4	6,2

После построения вышеуказанных графиков расчет режимных характеристик пограничного слоя сводится к определению параметра устойчивости μ_0 и модуля геострофического ветра G . Методика вычисления μ_0 по данным стандартных сетевых метеорологических наблюдений изложена в работах [2, 3, 4] и здесь будут упомянуты лишь основные ее принципы.

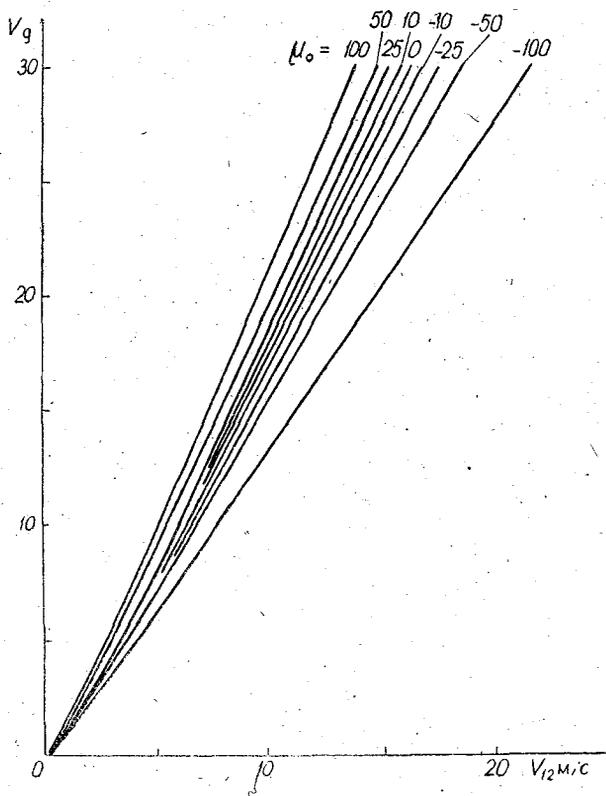


Рис. 1. График для расчета скорости ветра на высоте 12 м по градиентному ветру и параметру устойчивости μ_0

Известно, что параметр устойчивости определяется соотношением

$$\mu_0 = - \frac{g}{T_0} \frac{1}{\lambda G^2 \chi^2} \cdot \frac{P_0}{\rho c_p} \quad (3)$$

де g — ускорение силы тяжести, T_0 — абсолютная температура, λ — параметр Кориолиса, χ — геострофический коэффициент тре-

ния (функция μ_0 и числа Россби Ro , значения ее рассчитаны и приведены в работе [4]), ρc_p — объемная теплоемкость воздуха G — модуль геострофического ветра; P_0 — турбулентный поток тепла.

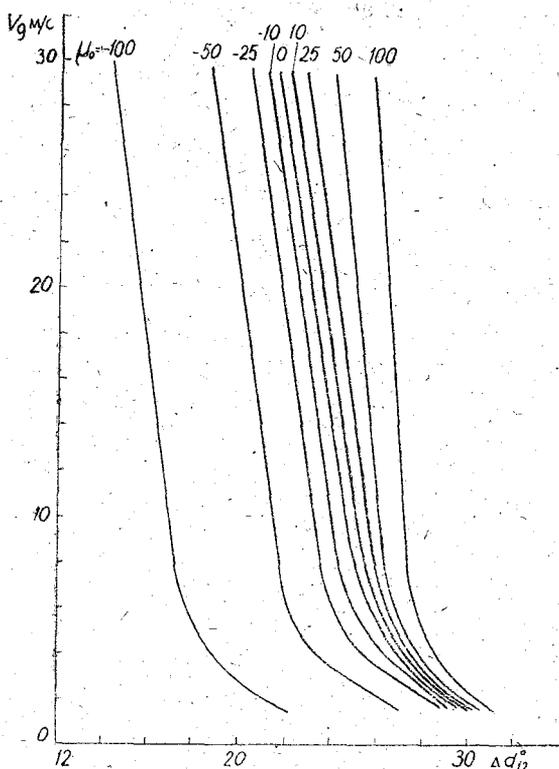


Рис. 2. График для расчета отклонений направления ветра на высоте 12 м от градиентного по μ_0 и G

Если формулу (3) решить относительно $P_0/\rho c_p$, затем, задавая G и μ_0 (и определяя по ним χ), вычислить ряд значений $P_0/\rho c_p$, то можно построить номограмму зависимости $P_0/\rho c_p$ от μ_0 и G . Такая номограмма, позволяющая находить μ_0 , если известны P_0 и G , в принципе строится для широты пункта расчета, но можно пользоваться и построенной для широты, отличающейся от расчетной на $\pm 5^\circ$. Для Воркуты построена своя номограмма, но из-за ограниченности объема статьи она не приводится, поскольку вид ее мало отличается от номограммы, данной в работе [2].

Градиентный ветер определяется по синоптическим картам или любым другим путем. В данном случае для определения G использовалось соотношение

$$G = \frac{RT}{p} \cdot \frac{1}{2\omega \sin \varphi} \cdot \frac{\partial p}{\partial n}; \quad (4)$$

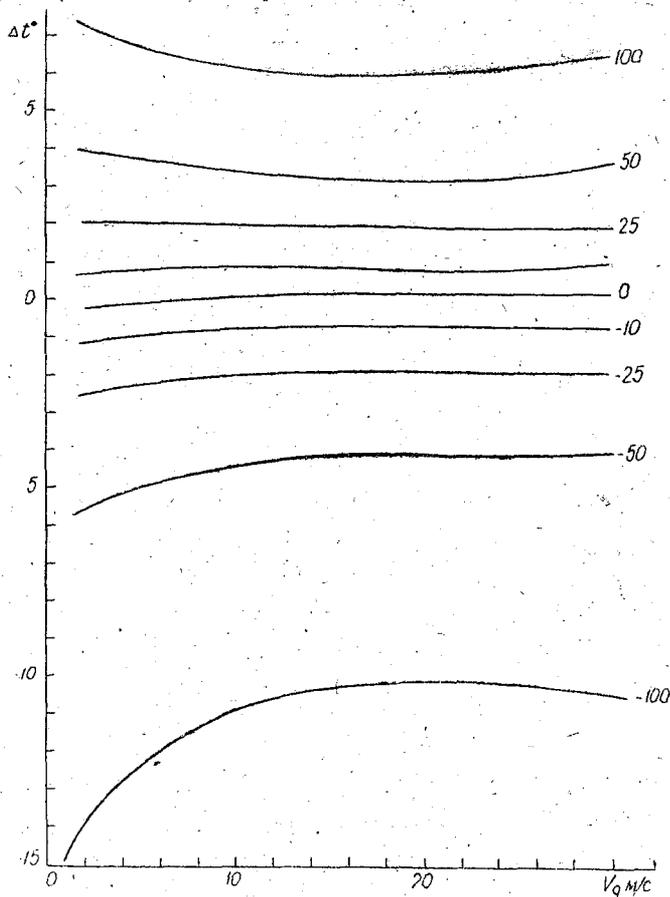


Рис. 3. График изменений температуры воздуха в слое $z=0-2$ м в зависимости от G и μ_0 (цифры у кривых).

если градиент $\partial p / \partial n$ выражен в мбар/100 км, то соотношение (4) для Воркуты имеет вид

$$G \approx C \cdot \frac{\partial p}{\partial n}$$

$\frac{\partial p}{\partial n}$ — градиент давления вычислялся по приземным картам погоды методом треугольника. Для определения турбулентного потока

тепла использовалось уравнение теплового баланса подстилающей поверхности, которое после введения в него параметра Боуэна $B_0 = P_0/LE$ можно записать

$$P_0 = \frac{R + \Pi}{1 + \frac{1}{B_0}}, \quad (5)$$

где

$$R = Q_0 \cdot a (1 - \alpha) + N_0 E + \Delta E; \quad (6)$$

R — радиационный баланс; Q_0 — суммарная радиация при ясном небе; α — альбедо подстилающей поверхности; E — эффективное излучение; a и N_0 — поправочные коэффициенты, зависящие от количества и формы облаков; ΔE — добавочная поправка к эффективному излучению, определяемая разностью температур воздуха и почвы; $\Pi = -0,1 R$ — поток тепла в почву.

Параметр Боуэна, согласно работе [2], зимой и в ночные часы летом принимается равным бесконечности, при этом $P_0 = R + \Pi$ а в летние дни $B_0 = \frac{1}{3(1-r)}$, где r — относительная влажность воздуха в долях единицы, Q_0 — как функция высоты солнца определялась по предварительно построенной номограмме. Остальные величины, необходимые для вычисления радиационного баланса по уравнению (6), определялись по полученным в работе [3] таблицам, для входа в которые используются температура, абсолютная и относительная влажность воздуха, количество и форма облаков определенные на станции.

Таким путем были вычислены P_0 и G , а по ним (с помощью номограммы) и μ_0 за те 270 сроков наблюдений, которые совпадали по времени с выпусками шаропилотов. После чего по соответствующим моменту наблюдений μ_0 и G по графикам типа тех, которые изображены на рис. 1—3, были определены значения скорости ветра и отклонения направления ветра на той или иной высоте о геострофического (Δd°), а также разность между температурой почвы и воздуха (Δt°).

Для анализа согласованности рассчитанных характеристик с фактическими строились корреляционные графики, представленные на рис. 4—11.

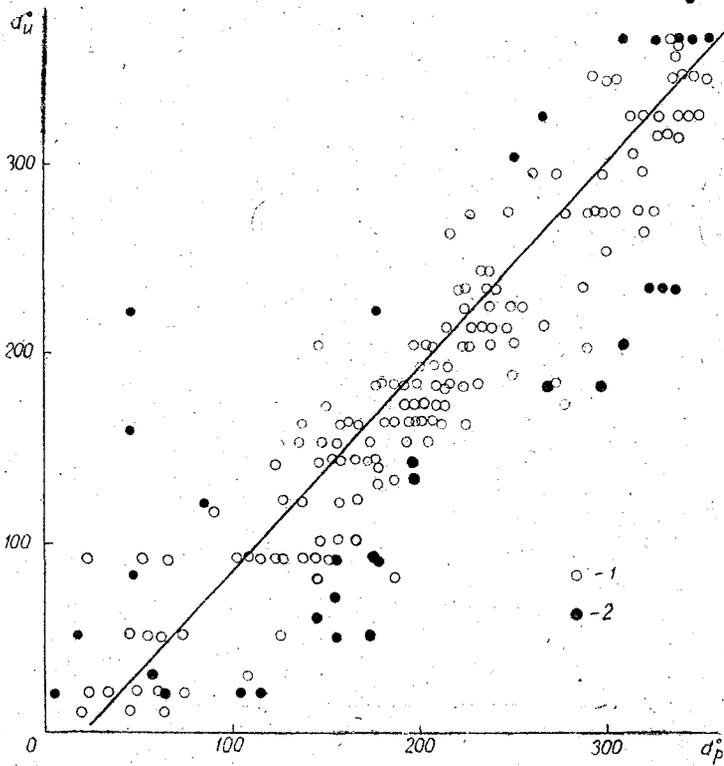


Рис. 4. График связи рассчитанного и измеренного направления ветра на высоте 12 м

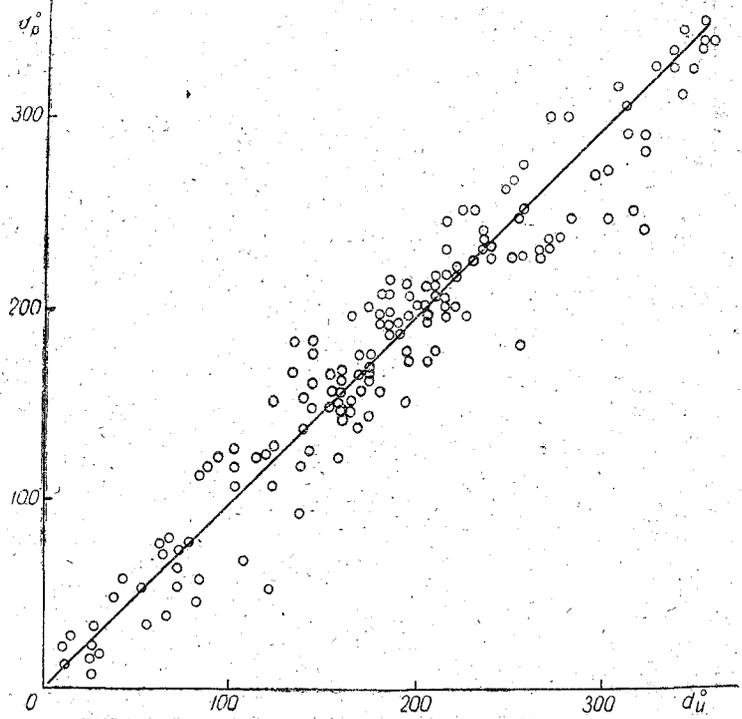


Рис. 5. График связи рассчитанного направления ветра с измеренным на высоте 100 м

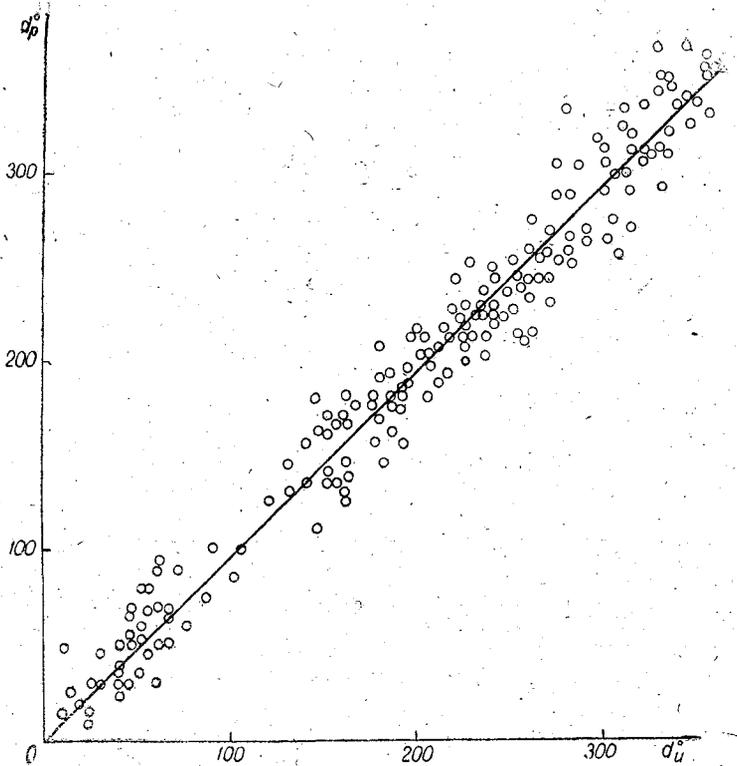


Рис. 6. График связи рассчитанного направления ветра с измеренным на высоте 500 м

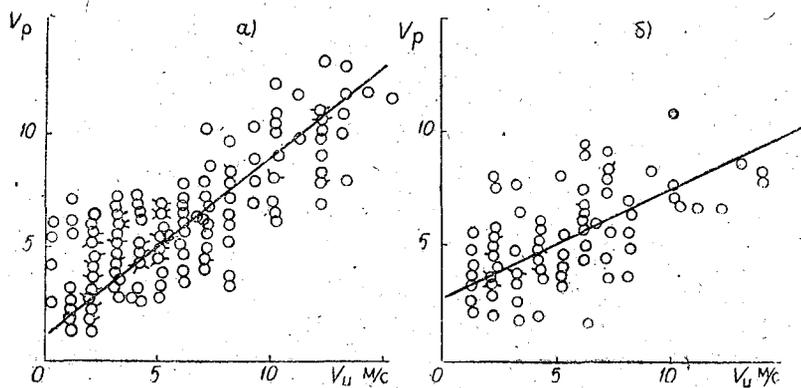


Рис. 7. График связи рассчитанной скорости ветра с измеренной на высоте 12 м:

а) — для направлений 170—30°; б) — для направлений 40—160°

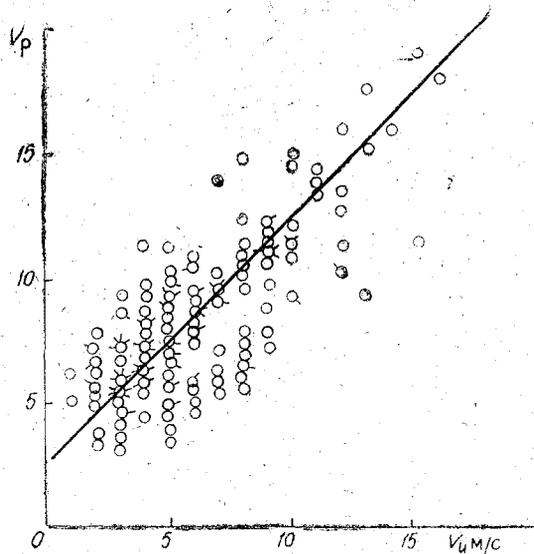


Рис. 8. График связи рассчитанной скорости ветра с измеренной на высоте 100 м

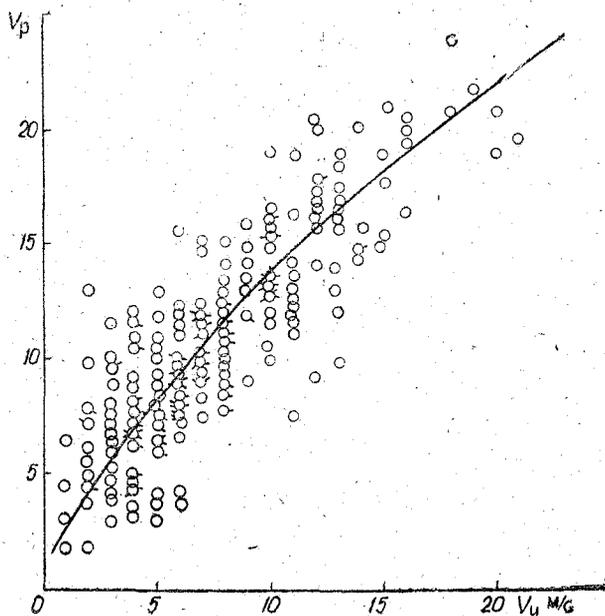


Рис. 9. График связи рассчитанной скорости ветра с измеренной на высоте 500 м

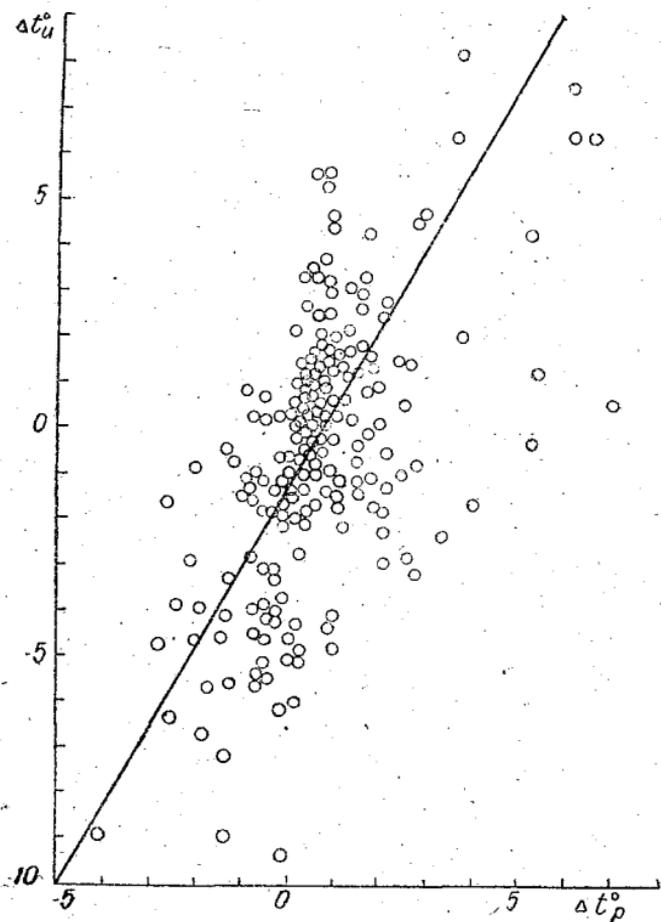


Рис. 10. График связи рассчитанной и измеренной разности температур воздуха и почвы

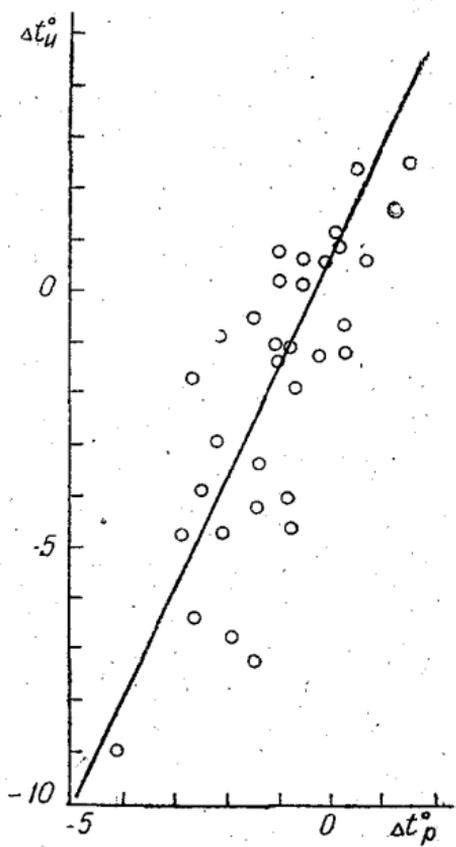


Рис. 11. График связи рассчитанной с измеренной разностью температур воздуха и почвы для бесснежного периода

2. Сравнение измеренных и рассчитанных величин

А. Результаты сравнения характеристик ветра

Анализ согласованности рассчитанных и фактических характеристик ветра на уровне установки измерительных приборов и на высотах 100 и 500 м можно провести с помощью рис. 4—9. На них $\Phi_{и}$ означает измеренную величину, $\Phi_{р}$ — рассчитанную, d_g и V_g — направление и модуль градиентного ветра.

Направление ветра вблизи земной поверхности — величина довольно непостоянная и сильно зависящая от скорости ветра. При малых скоростях отклонение ветра на $30\text{—}40^\circ$ от направления, соответствующего градиентному, является скорее правилом, чем исключением, поэтому на рис. 4 случаи со скоростями ветра $1\text{—}2$ м/с выделены в особую группу (точки, обозначенные цифрой 2). И если эти точки не принимать во внимание, то согласованность между рассчитанным направлением ветра и измеренным анеморумбометром становится очевидной. Однако средний коэффициент корреляции, как следует из графика, не равен 1: рассчитанное направление ветра на высоте 12 м отличается от измеренного примерно на 20° , причем расчет дает величины более близкие к градиентным, т. е. по экспериментальному материалу угол между градиентным и фактическим направлением у земли $\approx 45^\circ$, а не 25° , как следует из расчетов. Но уже на высоте 100 м (см. рис. 5) это явление не прослеживается, коэффициент корреляции здесь, так же как и для высоты 500 м (см. рис. 6), равен 1. На этих уровнях рассчитанное направление в среднем совпадает с измеренным, поэтому результаты расчета не требуют корректировки.

Причины больших отклонений действительного ветра от градиентного и несовпадения рассчитанных и измеренных величин на высоте 12 м, очевидно, следует искать в местных особенностях. При использовании расчетных данных эти особенности необходимо учитывать, пользуясь для перехода от одних величин к другим графиком, приведенным на рис. 4. Такой график постоянных локальных поправок можно построить для каждой станции.

На рис. 7—9, отображающих взаимосвязь рассчитанных и измеренных скоростей ветра, разброс точек существенно больше, чем на рассмотренных выше. Здесь, очевидно, сказываются погрешности в измерениях. Определение скорости ветра, как известно, предполагает осреднение по некоторому промежутку времени, расчеты также дают осредненные величины. В действительности шар-пилот фиксирует мгновенные значения ветра и хотя при обработке осреднение имеет место, его, вероятно, недостаточно. Значительным субъективизмом отличаются и измерения у земли, где, как правило, установленный двухминутный интервал осреднения не выдерживается. Определенную погрешность внесло, конечно, и несовпадение сроков наблюдений у земли и выпусков шар-пилотов. Но несмотря на накладку различных погрешностей рассчитанные

величины, как следует из рис. 7—9, неплохо согласуются с измеренными, хотя измеренные величины скорости ветра на уровнях 100 и 500 м систематически меньше рассчитанных на 3—4 м/с. Вопрос о причинах завышения по расчету скоростей остается открытым. На практике к рассчитанным скоростям необходимо вводить соответствующую поправку.

При сравнении рассчитанных и измеренных скоростей ветра у земли в районах с резко выраженными особенностями рельефа представляется целесообразной разгруппировка данных по направлениям. Для Воркуты, расположенной вблизи Уральского хребта, материал сравнения был разделен на две группы. В одну группу вошли направления ветра западной четверти, в другую — восточной. При направлениях ветра 40—160° вступает в силу защитный эффект гор и рассчитанные скорости значительно отличаются от измеренных. Кроме того, эти различия крайне не регулярны, разброс точек в этой группе максимальный. Поэтому при указанных направлениях ветра у земли, если речь идет о расчетах по прогностическим картам, необходимо привлекать другие методы, требующие дополнительных исследований.

Для того, чтобы выявить целесообразность расчетов по предлагаемой схеме, кроме графиков, представленных на рис. 4—9, были построены графики связи направления и скорости ветра на высотах 100 и 500 м с градиентным ветром, т. е. уже без учета стратификации. (Из-за ограниченности объема статьи здесь эти графики не приводятся). По одной оси откладывались измеренные величины, по другой — соответствующие градиентные. После этого были вычислены отклонения измеренных величин от рассчитанных (по полученным на соответствующих графиках линиям корреляции) и определена вероятность ошибки при расчетах по таблицам в [4] и по графикам зависимости от градиентного ветра. Полученная в результате таких вычислений табл. 4 демонстрирует преимущество одного метода перед другим.

Таблица 4

Таблица отклонений рассчитанных величин от измеренных
(число случаев, выраженное в процентах)

Отклонения	Расчет по таблице в работе [4]		Расчет по градиентному ветру	
	для высот		для высот	
	100 м	500 м	100 м	500 м
$\Delta d \leq \pm 30^\circ$	90	95	83,5	92,5
$\Delta d \leq \pm 20^\circ$	70	82	70	82
$\Delta V \leq \pm 4 \text{ м/с}$	95	87	80	87
$\Delta V \leq \pm 2 \text{ м/с}$	75	70	60	65

Как видно, расчет по графикам, построенным на основании таблиц универсальных функций, дает значительно лучшие результаты, чем расчеты, основанные на простой зависимости направления и скорости ветра от градиентного.

Б. Результаты сравнения фактических и вычисленных разностей температуры почвы и воздуха

На рис. 10 приведен график связи фактических и рассчитанных отклонений температуры воздуха, измеренной в будке, от температуры почвы $\Delta t = t_{\text{в}} - t_{\text{п}}$. Как видно, разброс точек на этом графике довольно большой, но тем не менее связь между рассчитанными и фактическими величинами прослеживается вполне удовлетворительно. Причины значительного разброса точек кроются в погрешностях расчета турбулентного потока тепла, однако другой и, очевидно, более существенной причиной является то, что расстояние между термометрами в будке и на почве за рассматриваемый период менялось с изменением высоты снежного покрова и только в бесснежный период оно в точности было равно двум метрам, как и принято по расчету. Но поскольку градиенты температуры в приземном слое максимальны, то незначительное уменьшение расстояния между точками измерения обусловит большую разность между рассчитанными и измеренными величинами. Если для сравнения взять только бесснежный период (см. рис. 11), то можно проследить не только качественную, но и количественную связь, что дает возможность говорить об удовлетворительной согласованности теоретических и экспериментальных выводов относительно изменения температуры с высотой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бобылева И. М. Расчет характеристик турбулентности в планетарном пограничном слое атмосферы. — «Труды ЛГМИ», 1970, № 40, с. 3—64.
2. Гальперин Б. М., Каплан С. Н. Определение параметра стратификации по стандартным метеонаблюдениям. — «Труды ЛГМИ», 1974, № 49, с. 63—75.
3. Каплан С. Н. Определение параметра устойчивости по стандартным метеорологическим наблюдениям и сравнение его с некоторыми другими параметрами стратификации. — «Труды ЛГМИ», 1975, № 52, с. 38—48.
4. Попов А. М. Расчетные профили метеорологических характеристик в планетарном пограничном слое атмосферы (учебное пособие). Л., 1975 г. 98 с. (ЛГМИ).

РАСЧЕТ ЗАГРЯЗНЕНИЯ АТМОСФЕРЫ ДЛЯ ТЕРРИТОРИИ АРЕ

1. Введение

Сейчас в Египте, так же как и в других странах мира, в связи с интенсивным развитием промышленности и строительством тепловых электростанций существенно увеличивается загрязнение атмосферы вредными примесями. Вот почему рассматриваемая проблема является одной из важнейших проблем для этой республики.

При строительстве промышленных объектов и планировании застроек на окружающей территории важно знать не только фактическую концентрацию загрязнения атмосферы при определенных метеорологических условиях, но и располагать данными о средних многолетних концентрациях, которые в значительной степени зависят от повторяемости ветров разных направлений и метеословий, характерных для каждого направления.

Цель работы состоит в том, чтобы рассчитать и проанализировать средние многолетние концентрации примесей, являющиеся существенным фактором при рациональном планировании промышленных объектов и жилых застроек.

2. Расчет средних многолетних концентраций примесей

При определенном направлении ветра известно, что концентрация примесей q на поверхности земли является функцией шести параметров — координат точки, для которой определяется концентрация (x, y), высоты трубы (H), скорости ветра (u), характеристик рассеяния в горизонтальном и вертикальном направлениях (σ_y, σ_z).

На основании заданной функции q и повторяемости ветров разных направлений, как и в работе [1], можно найти среднюю многолетнюю концентрацию

$$\bar{q} = \frac{1}{9} [n_0 q_0 + (n_{-5} + n_{+5}) q_5 + (n_{-10} + n_{+10}) q_{10}], \quad (1)$$

где n_ψ — повторяемость ветра данного румба;

$$q_\psi = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} e^{-\frac{H^2}{2\sigma_z^2}} e^{-\frac{l^2 \sin^2 \psi}{2\sigma_y^2}}, \quad (2)$$

где \bar{u} — средняя скорость ветра; Q — мощность выброса; l — расстояние от источника; σ_y , σ_z — средние квадратичные рассеяния в горизонтальном и вертикальном направлениях, являющиеся функциями параметра стратификации μ_0 .

Нами составлена программа для расчета средних многолетних концентраций примесей и радиационного баланса (R_n), который необходим для определения μ_0 . Вычисления выполнены для 24-х станций АРЕ в зимний и летний сезоны.

3. Методика определения параметра стратификации

Для решения многих практических задач прежде всего необходимо определить параметр стратификации μ_0 . Как и в работе [2], μ_0 имеет следующий вид:

$$\mu_0 = - \frac{g(R_n - B)}{\bar{T}\lambda\chi^2 G^2 \rho c_p (1 + F)} \approx - \frac{0,9gR_n}{\bar{T}\lambda\chi^2 G^2 \rho c_p (1 + F)}, \quad (3)$$

где B — поток тепла в почву, g — ускорение силы тяжести, \bar{T} — средняя абсолютная температура воздуха, $\lambda = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса, ρc_p — плотность и удельная теплоемкость воздуха соответственно, χ — функция μ_0 и $R_0 = \frac{G}{\lambda z_0}$, приведенная

в работе [3], z_0 — параметр шероховатости, G — скорость геострофического ветра, F — параметр Боуэна. Таким образом, параметр стратификации μ_0 в некоторой точке с заданными λ и z_0 является функцией скорости геострофического ветра G , радиационного баланса R_n и параметра Боуэна F .

На рис. 1 приведена номограмма для определения μ_0 при $z_0 = 5$ см, $\varphi = 27^\circ$ с. ш., характерных для условий средней полосы АРЕ. Для построения этой номограммы использован метод, изложенный в работе [2]. Для входа в номограмму необходимо знать величины G , F , R_n .

Скорость геострофического ветра G функционально связана со скоростью ветра на уровне флюгера $C_{фл}$ и с параметром стратификации μ_0 (для заданных φ , z_0).

На рис. 2 построен график, на котором представлена эта связь. Для построения графика использованы результаты работы [4].

Параметр Боуэна $F = \frac{LE}{\rho_0}$ является характеристикой увлажненности района. Днем, в теплый период, F зависит от относительной влажности r . В первом приближении эта зависимость может быть представлена формулой [2]

$$F = 3(1 - r), \quad (4)$$

где r выражено в долях единицы.

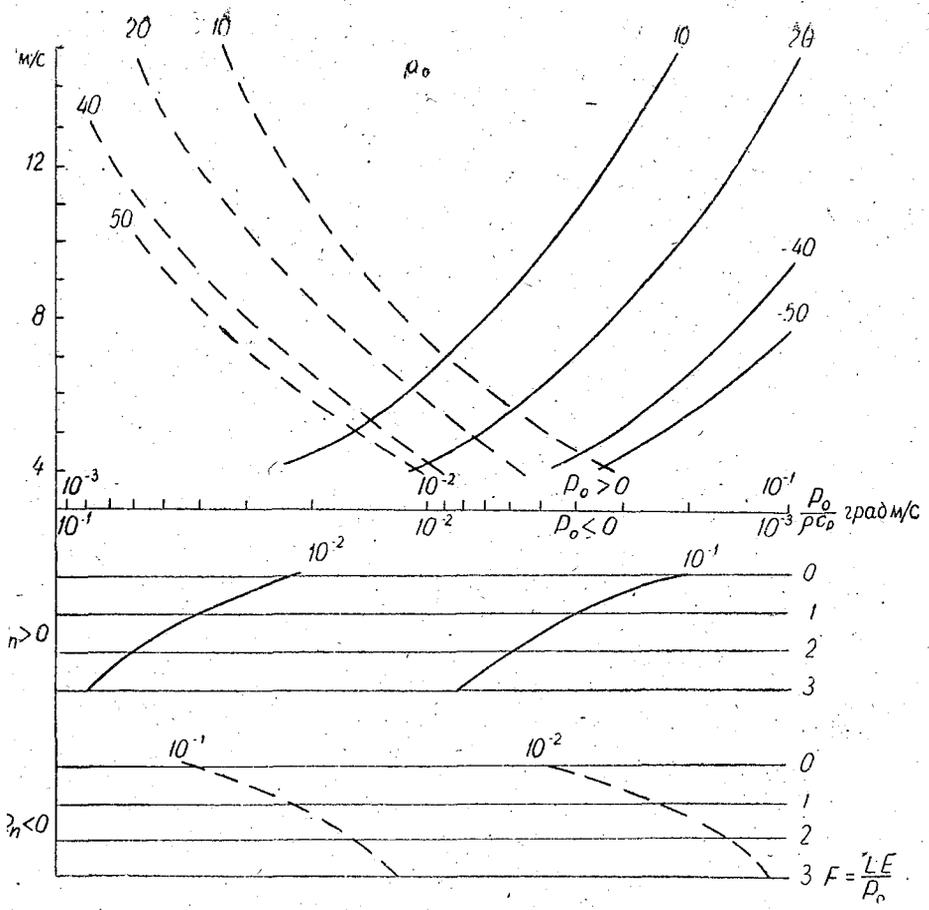


Рис. 1. Номограмма для определения μ_0 по данным о радиационном балансе R_N или турбулентном потоке тепла P_0 и геострофическом ветре G (при заданных $z = 5$ см, $\varphi = 27^\circ$ с. ш.)

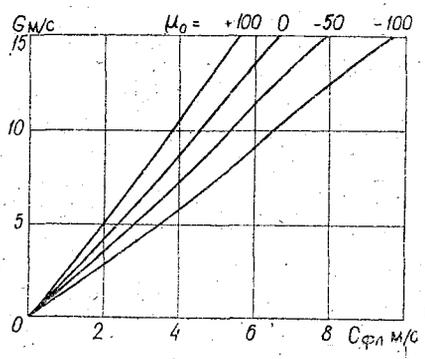


Рис. 2. Зависимость скорости геострофического ветра G от скорости ветра на уровне флюгера $C_{фл}$ при заданных μ_0

Радиационный баланс R_n можно найти на основании упрощенных формул, предложенных в работе [2]:

$$R_n = \begin{cases} 0,84Q_0 a (1 - \alpha) - E_0 N & \text{(день),} \\ -0,72E_0 N & \text{(ночь),} \end{cases} \quad (5)$$

где Q_0 — суммарная радиация,

E_0 — эффективное излучение земной поверхности,

a — безразмерный коэффициент, характеризующий влияние облачности на Q_0 ,

α — альbedo земной поверхности,

N — безразмерный коэффициент, характеризующий влияние облачности на E_0 .

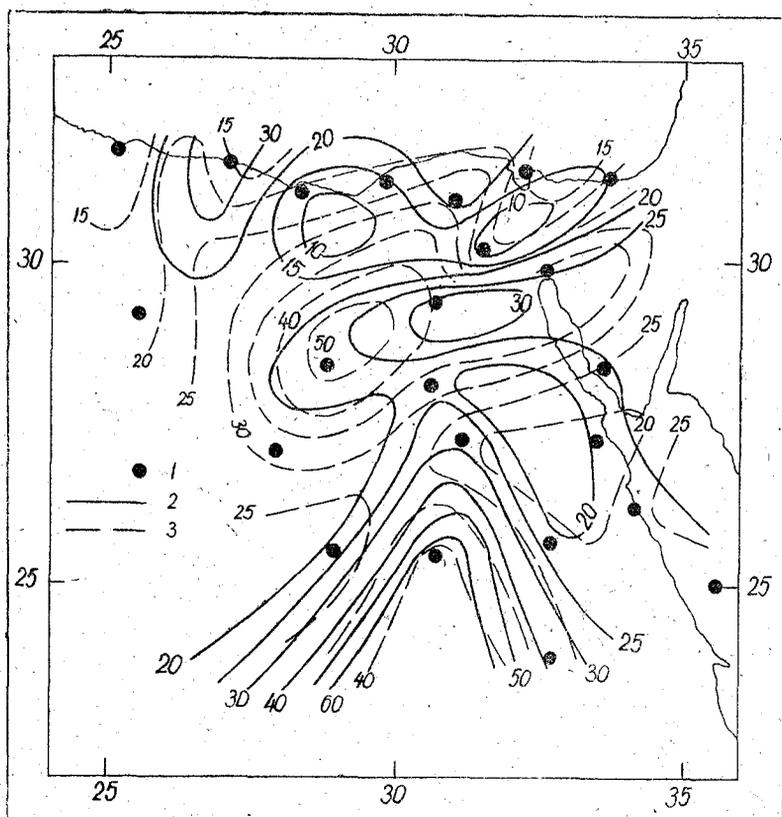


Рис. 3. Сезонные поля концентраций атмосферных загрязнений:

1 — расположение метеорологических станций; 2 — максимальная концентрация примесей зимой (январь); 3 — максимальная концентрация примесей летом (июль)

Для расчета радиационного баланса и средних многолетних концентраций примесей была использована метеорологическая информация, которую получили на основе сетевых данных. Это скорость и направление ветра на флюгере, температура воздуха, влажность и облачность.

В нашем распоряжении были результаты 10 лет наблюдений на 24-х станциях АРЕ (рис. 3).

4. Результаты

На рис. 4 приведены поля средних многолетних концентраций примесей для Каира зимой и летом на расстояниях до 10 км от источника высотой 50 м при метеорологических условиях, характерных для Каирской области. Изолинии соответствуют значениям концентраций в $\text{г}/\text{м}^3$, умноженным на 10^8 . Мощность источника принималась равной 1 г/с.

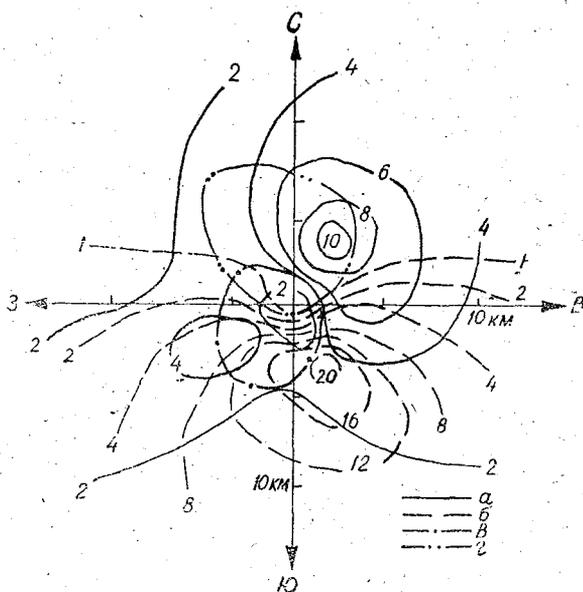


Рис. 4. Поля средних многолетних концентраций примесей в Каире:

а — зимой (январь); *б* — летом (июль).

Повторяемость ветров разных направлений:

в — в январе; *г* — в июле

Из этого рисунка видно, что максимальная концентрация примесей в атмосфере наблюдается в Каире летом к югу юго-востоку, а зимой к северу-северо-востоку на расстоянии 2,5—4 км от источника. Такое поле концентраций обусловлено наибольшей повторяемостью ветров.

Рис. 3 показывает поля максимальной концентрации примесей зимой и летом для территорий АРЕ. Зимой максимальная концентрация обнаруживается в районе Харга. Она в два-три раза больше, чем максимальная концентрация на севере страны. Летом выявляются два максимума в районах западной пустыни (Харга и Бахария).

Эти результаты согласуются с данными о скорости ветра и параметре стратификации. Средняя скорость ветра была самая минимальная в районе Харга зимой — 0,8 м/с и в районе Бахарии летом — 1,2 м/с, а параметр стратификации больше 100 в этих двух районах.

Полученные результаты являются основанием для выбора наиболее подходящих с метеорологической точки зрения районов для размещения промышленных предприятий (см. рис. 3) и выбора районов жилых застроек (см. рис. 4).

Автор выражает глубокую признательность профессору Д. Л. Лайхтману за руководство данной работой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1970. 341 с.
2. Гальперин Б. М., Каплан С. Н. Определение параметра стратификации по стандартным метеорологическим наблюдениям. — «Труды ЛГМИ», 1972, вып. 49, с. 63—75.
3. Бобылева И. М. Расчет характеристик турбулентности в планетарном пограничном слое атмосферы. — «Труды ЛГМИ», 1970, вып. 40, с. 3—63.
4. Попов А. М. Расчетные профили метеорологических характеристик в планетарном пограничном слое атмосферы. Л., 1975. 98 с. (ЛГМИ).

ПРОВЕРКА ВОЗМОЖНОСТИ РАСШИРЕНИЯ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ТЕПЛООВОГО БАЛАНСА

1. В работе [1] показано, что ограничивающие условия, при которых, согласно [3], можно рассчитывать вертикальный турбулентный поток тепла и затрату тепла на испарение методом теплового баланса, делают область применимости этого метода весьма узкой. Его удастся использовать в среднем всего в 52% случаев, когда имеются все необходимые исходные данные. Поскольку же метод теплового баланса в [3] рекомендован в качестве основного, то ограниченная его применимость заставляет исследовать возможность либо его усовершенствования, либо замены его другими методами. Но оба эти пути связаны с определенными трудностями. Поэтому целесообразно сначала проверить вывод работы [1] на дополнительном опытном материале. Эта задача и составила первую часть настоящего исследования.

2. Рабочие формулы метода теплового баланса:

для расчета вертикального турбулентного потока тепла —

$$L = \frac{(B - P) \Delta t}{\Delta t + 1,56 \Delta e} \quad (1)$$

для расчета затраты тепла на испарение —

$$V = \frac{(B - P) \cdot \Delta e}{\Delta e + 0,64 \Delta i} \quad (2)$$

где B и P — радиационный баланс деятельного слоя и поток тепла в почве, Δt и Δe — разности температур воздуха и упругости водяного пара на высотах 0,5 и 2,0 м над земной поверхностью.

При малых $B - P$, Δt и Δe относительная погрешность результатов расчета по формулам (1) и (2) весьма значительна. Поэтому Руководством [3] предусмотрено, что формулы (1) и (2) должны использоваться лишь при выполнении условий:

$$(B - P) \geq 0,10 \text{ кал/см}^2 \text{ мин}; \quad (3)$$

$$\Delta t \geq 0,1^\circ \text{ C}; \quad (4)$$

$$\Delta e \geq 0,1 \text{ мбар}. \quad (5)$$

3. Условия (3)—(5) делают область применимости формул (1) и (2) весьма узкой. Над сушей летом в ночные часы, а зимой в течение круглых суток часто не выполняются условия (3) и (4). Первое из них нарушается, так как ночью и в зимнее время чаще всего $B < 0$ и $P < 0$, но $|P| < |B|$, так что $(B - P) < 0$. Второе условие не выполняется вследствие того, что в указанных случаях обычно $\Delta t < 0$ (инверсия). Нередко при этом наблюдается, что и $\Delta e < 0$, т. е. невыполнение условия (5). В работе [1] на материале данных пяти теплоснабжающих станций оказалось, что в среднем в 36% случаев не выполняется условие (3), в 34% случаев — условие (4) и в 21% случаев — условие (5). В 13% случаев не выполнялись одновременно все три условия. Для отдельных станций результаты были не вполне одинаковыми, но ни на одной из них условия (3)—(5) не выполнялись чаще, чем в 61% всех случаев. На некоторых станциях этот процент снижался до 45.

4. Чтобы результаты намеченной проверки были сравнимы с выводами работы [1], следовало исключить влияние местных особенностей — характера и местоположения площадки, отдельных отклонений от стандартных способов установок приборов или от принятой методики наблюдений и т. п. Поэтому рассматривались наблюдения на тех же самых станциях, данные которых использовались и в работе [1], но за более поздний период, а именно за июль и август 1971, 1972 и 1973 гг. Исключение составила станция Карасуат, так как по этой станции не удалось получить материалов за более поздние годы. Поэтому использовались данные близкой по местоположению и по характеру площадки станции Целиноград. Таким образом, в настоящей работе были рассмотрены наблюдения на станциях Нолинск (Кировская область), им. Небольсина (Московская область), Полтава (Украинская ССР), Целиноград (Целинный край) и Душанбе (Таджикская ССР). Всего, как и в работе [1], рассмотрено 540 отдельных наблюдений за все стандартные сроки указанного периода.

5. Для краткости не будем останавливаться на результатах, полученных по материалу отдельных станций. Ниже дана общая их сводка (табл. 1). В последней строке табл. 1 для сравнения приводятся соответствующие цифры из работы [1].

Таблица 1

Характеристики применимости метода теплового баланса по результатам наблюдений на пяти станциях за июль-август 1971—1973 гг.

Характеристика	Условия (3)—(5) выполнены	Условия (3)—(5) не выполнены	Не выполнены условия			
			(3)	(4)	(5)	все три условия
Число случаев	255	285	191	220	103	74
%	47	53	35	41	19	14
В работе [1] %	52	48	36	34	21	13

Как видно из табл. 1, результаты дополнительной проверки близки к полученным ранее. Процент случаев, когда может быть использован метод теплового баланса, оказался еще более низким: 47 % вместо 52 %. В отличие от результата работы [1], условие (4) нарушается несколько чаще условия (3), хотя разница и незначительна. Отдельно для условий (3) и (5) и для всех трех условий (3), (4) и (5) результаты практически совпадают.

6. Как и в работе [1], была проверена на новом материале выполнимость условий (3)—(5) в отдельные сроки наблюдений. Результаты представлены в табл. 2, в последней строке которой опять воспроизведены соответствующие цифры из работы [1].

Таблица 2

Повторяемость случаев выполнения условий (3)—(5)
в разные сроки наблюдений

Условие выполнения	Характеристика	Сроки наблюдений, ч					
		1	7	10	13	16	19
Условия (3)—(5) выполнены	Число случаев	0	19	82	80	71	3
	%	0	21	91	89	79	3
То же в работе [1]	%	0	43	96	91	80	2

Как видно из табл. 2, все результаты, кроме относящихся к сроку 7 ч, близки между собой. Рассмотрение этих результатов приводит к выводу, что наиболее ограничена возможность использования метода теплового баланса в утренние и вечерние часы. Полностью она исключена в ночной срок наблюдений.

Таким образом, подтвердился вывод работы [1] о том, что область применения метода теплового баланса при условиях (3)—(5) чрезвычайно ограничена.

7. В исследованиях ЛГМИ взамен жестких условий (3)—(5) предложен набор из 11 смягченных условий, при которых можно использовать метод теплового баланса. Показано, что замена жестких условий смягченными значительно расширяет область применимости метода и в то же время лишь немного увеличивает погрешность получающихся значений L и V . Проверка этого вывода составила вторую часть настоящего исследования.

Установлено, что на рассмотренном материале наблюдений смягченные условия выполняются в 457 случаях, т. е. в 85 % случаев. Сравнение этих чисел с табл. 1 показывает, что использование смягченных условий расширяет область применимости метода теплового баланса почти в два раза. В исследованиях ЛГМИ оно доводило возможность применения данного метода даже до 92 % случаев. В частности, если в срок 1 ч жесткие условия, согласно

табл. 2; не выполнялись ни разу, то смягченные выполнены в 67 из 90 случаев (74%). В срок 7 ч жесткие условия выполнялись 19 раз, а смягченные — 75 раз (83%), в срок 19 ч — соответственно 3 раза и 61 раз (68%). Таким образом, подтверждается значительное расширение области применения метода теплового баланса при использовании смягченных условий.

8. Остается показать, что использование смягченных условий лишь незначительно увеличивает относительную погрешность вычисляемых значений L и V . С этой целью были вычислены для каждого случая и выражены в процентах значения $\frac{\Delta L}{L}$ и $\frac{\Delta V}{V}$ по формулам, предложенным Т. А. Огневой [2]. При вычислениях использовались специально составленные вспомогательные таблицы. Затем были найдены средние относительные погрешности для каждой из рассмотренных станций и в целом для всего массива исходных данных.

Результаты представлены в табл. 3.

Таблица 3

Средние относительные погрешности (%) значений L и V , вычисленных при жестких и смягченных условиях расчета

Станция	$\left \frac{\Delta L}{L} \right \%$		$\left \frac{\Delta V}{V} \right \%$	
	при жестких условиях	при смягченных условиях	при жестких условиях	при смягченных условиях
Нолинск	85	103	59	64
им. Небольсина	87	97	48	58
Полтава	143	144	55	68
Целиноград	68	87	77	90
Душанбе	56	67	37	52
Весь массив	88	100	55	66

Как видно из табл. 3, замена жестких условий смягченными привела к увеличению средней относительной погрешности для L на 12%, а для V — на 11%. Однако при использовании жестких условий средняя относительная погрешность тоже весьма велика: для L — 88% и для V — 55%. Поэтому представляется, что увеличение погрешности еще на 12% при вычислении L и на 11% при вычислении V не очень сильно ухудшит результаты, которые и до этого были не вполне удовлетворительными.

9. Таким образом, рассмотрение дополнительного материала подтверждает результаты работы [1]. Это позволяет повторить сделанные в ней рекомендации о том, чтобы в практике стационарных теплобалансовых расчетов жесткие ограничивающие условия (3)—(5) были заменены более мягкими условиями. При учете же больших относительных погрешностей значений L и V , вычисляемых как при жестких, так и при смягченных условиях, остается в силе и рекомендация о том, чтобы вместе с результатами расчета этих величин приводились и соответствующие погрешности, как это обычно принято в практике измерений.

10. Прделанная работа позволяет сформулировать следующие выводы.

А. Установленные в Руководстве [3] условия (3)—(5) для расчета L и V методом теплового баланса резко ограничивают область применения этого метода (см. табл. 1 и 2).

Б. Указанная область может быть значительно расширена заменой жестких условий (3)—(5) смягченными условиями.

В. Замена жестких условий смягченными не приводит к большому увеличению средней относительной погрешности вычисляемых значений L и V (табл. 3).

Г. Рассматриваемые погрешности велики при использовании как жестких, так и смягченных условий расчета. Поэтому целесообразно вместе с результатами расчета указывать их погрешность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бройдо А. Г. О возможности использования метода теплового баланса для расчета его составляющих. — «Труды ГГО», 1973, вып. 300, с. 64.
2. Огнева Т. А. О погрешностях определения затрат тепла на испарение и турбулентного потока тепла по данным наблюдений на сети станций. — «Труды ГГО», 1965, вып. 174, с. 82.
3. Руководство по градиентным наблюдениям и определению составляющих теплового баланса. Л., Гидрометеониздат, 1964, с. 65.

В. Г. МОРАЧЕВСКИЙ, А. Г. ПОПОВ, А. Н. ПОТАНИН,
А. В. ЦВЕТКОВА (ЛГМИ)

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СВОЙСТВ СИСТЕМ «ОРГАНИЧЕСКИЕ ВЕЩЕСТВА — ВОДА»

Термодинамические свойства систем «органические вещества — вода» имеют две особенности. Во-первых, большинство органических веществ поверхностно активно, что приводит к адсорбции их в поверхностных слоях водных растворов и к изменению поверхностных свойств таких растворов. Адсорбция вызывает резкое падение величины поверхностного натяжения, изменение потенциала двойного электрического слоя и изменение коэффициента аккомодации поверхности. Во-вторых, неполярные группы органических веществ в основном углеводородные радикалы, специфически взаимодействуют с молекулами воды.

В своем фундаментальном термодинамическом исследовании водных растворов Н. Франк и М. Эванс [4] в 1945 г. заметили «поистине поразительные отклонения от стандартного поведения» водных растворов неионных (неполярных) соединений. Ими было обнаружено значительное падение энтропии и отрицательная энтальпия системы при растворении в воде органических молекул с неполярными группами. Авторы описывают механизм растворения неполярной молекулы в воде следующим образом. Когда атом инертного газа или неполярная молекула растворяется в воде, это изменяет структуру воды в направлении большей кристалличности — вода как бы образует микроскопический айсберг вокруг растворенных молекул. Размер этого айсберга тем больше, чем больше посторонняя молекула. Упомянутая работа послужила толчком к развитию представлений о так называемом гидрофобном взаимодействии.

Вопрос о гидрофобных взаимодействиях применительно к белковым веществам особенно полно рассмотрен в работах Г. Шерага [5, 6].

Однако изучение проблемы имеет общее значение для всех случаев растворения в воде дифильных молекул (спирты, мыла, поверхностно-активные вещества (ПАВ) и др.). Наиболее характерными свойствами обладают водные растворы ПАВ; нам представляется интересным именно на их примере рассмотреть сложный механизм взаимодействия дифильных органических молекул и молекул воды в растворе при разных концентрациях.

Рассмотрим кратко, что представляет собой водный раствор ПАВ. Главной особенностью растворов ПАВ, как и растворов других органических соединений, является образование мицелл выше определенной критической концентрации мицеллообразования (ККМ). В объеме раствора, где отсутствуют поверхности, на которых может происходить адсорбция длинноцепочечных ионов, при концентрациях выше ККМ растворенные органические молекулы образуют агрегаты — мицеллы. Возникновение таких мицелл связано с уменьшением свободной энергии системы, так как внутри мицелл гидрофобные части молекул оказываются изолированными от контактов с молекулами воды. Равновесие между взаимным отталкиванием молекул воды и углеводородных цепей, с одной стороны, и силами гидратации гидрофильных групп, с другой, осуществляется благодаря агрегатированию молекул по олеофильным участкам; при этом образовавшиеся мицеллы с внешней стороны состоят из гидрофильных частей молекул. Чем короче углеводородная цепь, тем меньше будет понижение свободной энергии системы в результате агрегирования и тем выше будет концентрация молекул ПАВ, при которой образуются мицеллы. Такой механизм образования мицелл является общим для всех классов органических соединений, в том числе даже для простых спиртов. Образование мицелл можно рассматривать как процесс разделения фаз, за исключением того, что в мицеллах объединяется конечное, а не бесконечное количество частиц. В соответствии с этими представлениями термодинамические свойства растворов ПАВ при концентрациях выше ККМ должны практически оставаться постоянными и не зависеть от концентрации. Это и подтверждается многими экспериментальными данными (рис. 1, 2). При достижении раство-

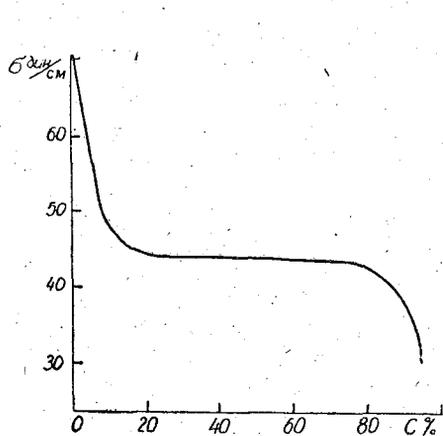


Рис. 1. Зависимость поверхностного натяжения от концентрации для раствора алкилсульфата натрия

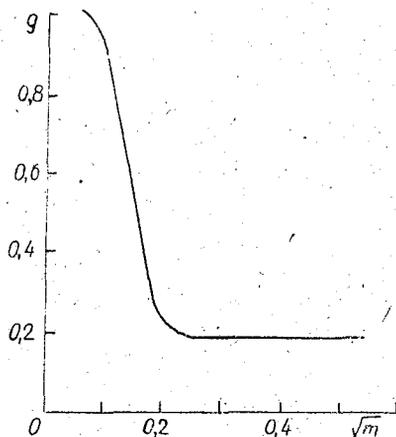


Рис. 2. Зависимость парциального давления пара от его концентрации: g — осмотический коэффициент, m — молярная концентрация

ром ККМ происходит резкое изменение его физико-химических характеристик (электропроводности, поверхностного натяжения, парциального молярного объема, светорассеяния, осмотического давления, давления пара и др.). При ККМ эти свойства претерпевают резкие изменения и при более высоких концентрациях практически сохраняются постоянными. Следует отметить, что числа агрегации большинства мицелл (от 30 до 2000) хотя и не настолько велики, чтобы рассматривать мицеллы как фазу, однако, по-видимому, достаточны, чтобы рассматривать их как псевдофазу, что

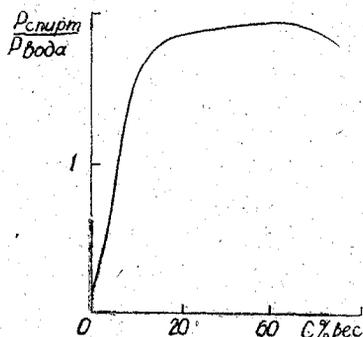


Рис. 3. Упругость пара над раствором изопропилового спирта в воде (30°С)

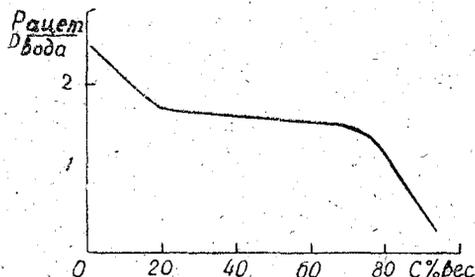


Рис. 4. Упругость пара над раствором ацетона в воде (30°С)

и делается в большинстве исследований. Необходимо еще раз подчеркнуть, что процессы расслаивания и образования больших флуктуаций концентрации, сходные с мицеллообразованием, свойственны и растворам простых молекул неэлектролитов (ацетонитрил — вода, диоксан — вода, спирты — вода и др.), что подтверждается, например, наличием горизонтальных участков на кривых зависимости парциального давления пара от концентрации раствора (рис. 3, 4).

Наибольший интерес, на наш взгляд, представляет до сего времени оставшийся дискуссионным вопрос о гидрофобных взаимодействиях молекул органических веществ и воды при концентрациях ниже ККМ и о термодинамических аспектах этих взаимодействий. Поэтому мы считаем целесообразным подробно остановиться на результатах наших собственных исследований в этой области.

Наиболее продуктивными методами изучения свойств воды и водных растворов являются инфракрасная (ИК) спектроскопия и ядерный магнитный резонанс (ЯМР). Первый метод дает подробную информацию об энергии взаимодействия между молекулами растворенного вещества и молекулами воды и о суммарной интен-

сивности взаимодействий молекул воды между собой в присутствии полярных и неполярных групп растворенных веществ. Вторым методом исследуют характеристики подвижности молекул воды и величину коэффициентов самодиффузии в растворах. Комплексное применение обоих методов позволяет получить полную и детализированную картину процессов, сопровождающих растворение.

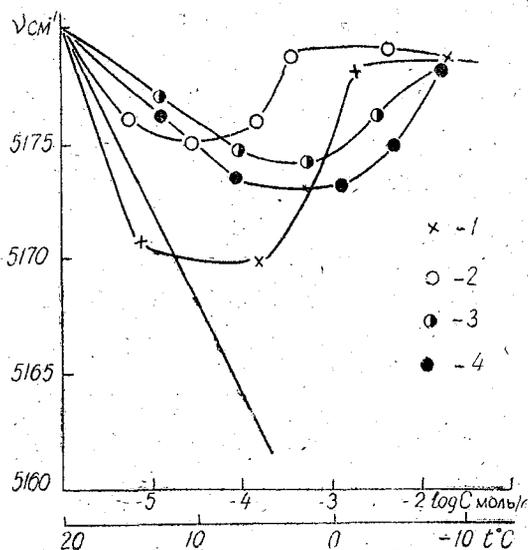


Рис. 5. Сдвиг полосы поглощения воды при растворении в ней различных ПАВ при концентрациях ниже ККМ:

1 — $R_{18}COOK$; 2 — $R_{12}SO_4Na$; 3 — $R_{12}(CH_3)_3NBv$; 4 — ОП — 14

Для изучения гидрофобных взаимодействий в растворах ПАВ — вода мы исследовали ИК-спектры поглощения водных растворов ПАВ при концентрациях ниже ККМ, когда гидрофобная часть молекулы непосредственно контактирует с молекулами воды. В качестве объектов исследования было выбрано более 10 ионогенных ПАВ типа додецилсульфатов, триметил додецил амидов, стеаратов и пальмитинатов и такое же количество неионогенных ПАВ. Цель исследований — проверка гипотезы Франка и Эванса о структурировании воды в присутствии неполярных групп. Следует указать, что такие попытки предпринимались и ранее, однако мы не смогли обнаружить литературных данных, позволяющих дать однозначный ответ на интересовавший нас вопрос.

Наши результаты, приведенные на рис. 5, показали следующее. Для всех исследованных ПАВ наиболее характерным является сдвиг полосы поглощения в область низких частот, т. е. — в сторону более сильных взаимодействий. Такой сдвиг полосы в соответствии

с существующими представлениями может быть объяснен только одной причиной — структурированием молекул воды вокруг гидрофобной части молекул ПАВ. Гидрофильное взаимодействие при этих концентрациях не может играть роли, тем более что, как мы видим на рис. 5, эффект исчезает при достижении ККМ, т. е. в момент, когда гидрофобные части молекул ПАВ организуются в мицеллы и начинают терять контакт с водой. Сдвиг полосы нельзя объяснить и влиянием противоионов, так как эффект был аналогичным ионогенных для немоногенных ПАВ. На основании этих дан-

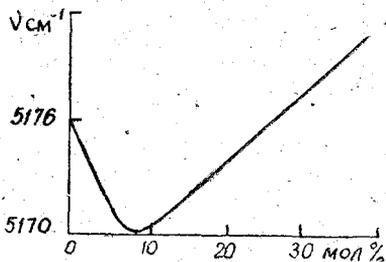


Рис. 6. Зависимость смещения полосы поглощения от концентрации диоксана в воде

ных мы выдвинули предположение, что при концентрациях ПАВ в воде ниже ККМ в растворе увеличивается число водородных связей под влиянием углеводородных цепей растворенных молекул. Такое увеличение числа Н-связей свидетельствует о значительном понижении структурной температуры раствора и должно отразиться на макроскопических термодинамических свойствах растворов ПАВ при концентрациях ниже ККМ.

В последнее время эти результаты были подтверждены для некоторых классов органических соединений. Рассмотрим один из этих результатов. В работе [7] исследовалось положение максимума полосы поглощения воды в зависимости от концентрации диоксана. Известно, что диоксан способен образовывать слабые Н-связи с водой (около 3 ккал/связь), которые слабее, чем взаимодействия между молекулами воды. Поэтому при растворении диоксана в воде следовало ожидать суммарного ослабления связей и, как результат, сдвига максимума полосы поглощения в область высоких частот. Однако, как видно из рис. 6, в области малых концентраций наблюдается обратный сдвиг полосы в область низких частот, что авторами работы также объясняется наличием гидрофобных взаимодействий, которые в этом случае оказываются более сильными, чем гидрофильные.

В настоящее время вопрос о существовании гидрофобных взаимодействий практически можно считать решенным; исследователей сейчас интересуют такие вопросы, как размер солятов неполярной группы и их зависимость от величины этих неполярных групп. Однако во всех работах, посвященных гидрофобным взаимодействиям, замалчивается вопрос о термодинамических последствиях гидрофобных взаимодействий. Ясно, что объемное структурирование молекул воды, увеличение их интегральной интенсивности взаимодействий и понижение структурной температуры не может не вызвать уменьшения давления насыщенного пара воды над поверхностью разбавленных растворов ПАВ. Нами были проведены

непосредственные измерения давления насыщенного пара воды над поверхностью спектроскопически исследованных растворов и одновременный теоретический расчет понижения давления насыщенного пара, которого следовало бы ожидать, исходя из количества восстановленных водородных связей в растворах. Полученные результаты дали хорошее совпадение и показали, что при концентрациях органических веществ в водных растворах ниже ККМ следует ожидать понижения давления насыщенного пара воды над поверхностью раствора на 0,2—0,3 мбар ниже раулевского. Таким образом, введение в воду неполярных групп аналогично замерзанию переохлажденной воды. При этом восстанавливается приблизительно столько же водородных связей, сколько и при понижении температуры, а поэтому и разность давлений насыщенного пара над переохлажденной водой и льдом имеет тот же порядок, что и разность давлений пара над поверхностью чистой воды и поверхностью раствора большинства органических веществ при концентрациях ниже ККМ.

Полученный результат подсказывает возможности применения ПАВ и других органических веществ в качестве реагентов воздействия на теплые облака. При малых концентрациях эти вещества могут оказаться более, активными, чем известные реагенты.

В процессе исследования давления насыщенного водяного пара над растворами ПАВ нами было обнаружено, что давление насыщенного водяного пара над растворами ПАВ больших концентраций устанавливается аномально долго. Процесс достижения окончательного равновесия оказывается в миллионы раз длительнее процесса диффузии молекул к поверхности раздела. Аналогичное явление (медленное старение пленок), выражающееся в длительности процесса установления величины межфазового натяжения, наблюдалось ранее [8, 9]. Единственное гипотетическое объяснение этого явления предложено в работе [9], в которой предполагается, что процесс адсорбции может требовать большей энергии активации, чем обычно, и значительного промежутка времени, вследствие того что дифильные молекулы ПАВ должны ориентироваться на поверхности строго определенным образом, так чтобы их гидрофобные части оказались обращенными наружу и расположенными перпендикулярно поверхности раздела. Естественно, что монослой ПАВ не оказывает влияния на установившееся равновесное давление насыщенного водяного пара над поверхностью раствора. Однако в период установления равновесия такое влияние может иметь место.

Мы предположили, что в период установления равновесия монослой ПАВ способен оказывать неодинаковое влияние на потоки испарения и конденсации, так как гидрофильная часть молекул ПАВ связывает поверхность раствора и препятствует испарению, в то же время она оказывается изолированной от парообразной среды и не влияет на потоки конденсации. Для проверки такого предположения были сняты ИК-спектры и спектры ЯМР тройных

смесей (неполярный растворитель + ПАВ + вода). Концентрации подбирались так, что на одну полярную группу молекулы ПАВ в растворе приходилось 1, 2, 3, 4 и так далее молекул воды. Не останавливаясь на подробностях эксперимента, приведем лишь его основные результаты. Исследование показало, что интенсивность взаимодействия полярных групп некоторых ПАВ с молекулами воды в полтора раза превосходит интенсивность взаимодействия между молекулами воды. Такое соотношение во всяком случае справедливо для аминсоединений.

Естественно, что в период установления равновесия некоторая доля молекул, которые могли бы испариться, потеряют эту способность, вступив в сильную связь с гидрофильной частью молекул ПАВ, оказавшейся непосредственно на поверхности под влиянием релаксационных процессов. Через некоторое время (от нескольких десятков минут до нескольких часов) установится равновесие, гидрофильные части потеряют контакт с поверхностью раздела и потоки испарения и конденсации будут определяться объемными свойствами раствора. Однако в естественных условиях мы никогда не будем иметь дела с абсолютным равновесием, поэтому следует предположить, что подобные релаксационные процессы могут вносить значительные искажения в картину испарения и конденсации, рассчитанную на чисто термодинамической основе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pruppacher H. R. Chemistry of the lower atmosphere. Plenum Press, N-Y, 1973.
2. Friedlander S. K. J. Meteorol. 1961, 18, 346.
3. Hidy J. M. Observation of aerosols over northeastern America. Colorado, Univ. Press. 1970.
4. Frank N. S., Evans M. V. J. Chem. Phys. 1945, 13, 507.
5. Scheraga H. A. J. Phys. Chem. 1961, 65, 1071.
6. Nemethy G., Scheraga H. A. J. Chem. Phys. 1962, 36, 3389.
7. Халоймов А. С., Сидорова А. И. Влияние неполярных групп молекул неэлектролитов на ИК-спектры поглощения воды. — В кн.: Физика воды и биофизика водных систем. 1971, вып. 1, 4, 6.
8. Adam N. K. Trans. Farad. Soc. 1936, 32, 653.
9. Ward F., Tordny L. K. Nature, 1944, 154, 146.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА СУММАРНОГО ИСПАРЕНИЯ С ОРОШАЕМЫХ ПОЛЕЙ

Суммарное испарение (сумма испарения с почвы и транспирации растений) с оптимально увлажненной почвы характеризует потребность во влаге определенного сообщества растений при данных метеорологических условиях. Влагопотребность растений используется в агрометеорологических прогнозах и гидромелиоративных расчетах. Суммарное испарение с орошаемых полей при высоком агротехническом уровне и хорошо организованном режиме орошения, когда запасы продуктивной влаги в корнеобитаемом слое поддерживаются в течение вегетационного периода на оптимальном уровне, зависит от трех факторов:

1) совокупности метеорологических условий, характеризующих испаряемость;

2) размера орошаемого участка, влияющего на интенсивность трансформации воздуха в оазисе, а следовательно, на испаряемость;

3) биологических особенностей сельскохозяйственных культур, определяющих различие транспирационной деятельности разных видов растительного покрова при одинаковых метеорологических условиях.

В практических расчетах суммарного испарения второй из названных факторов чаще всего во внимание не принимается и только в отдельных работах вводится эмпирическая поправка, косвенно характеризующая влияние орошения на микроклимат поля [7].

Биологические особенности растительного покрова обычно учитываются введением предложенного А. М. Алпатьевым [1] биологического коэффициента. Однако методика его определения несовершенна, так как при вычислении биологического коэффициента скрадываются ошибки, возникающие в результате недостаточно полного учета метеорологических факторов, определяющих испаряемость. Этот недостаток можно исключить, если вычислить биологический коэффициент по испаряемости, определенной с учетом комплекса основных метеорологических элементов.

В методе Д. Л. Лайхмана в качестве характеристики свойств растительного покрова используется относительная влажность на уровне 2/3 высоты растений [5, 6].

Учет влияния метеорологических условий на суммарное испарение, как уже неоднократно указывалось [9], производится различными способами, в том числе и с помощью комплексного метода, в котором учитывается влияние на исправляемость комплекса элементов, характеризующих особенности приземного слоя [3, 8], за исключением скорости ветра. Скорость ветра оказывает существенное влияние на интенсивность турбулентного обмена между деятельной поверхностью и атмосферой.

В предлагаемой работе излагается способ расчета суммарного испарения с орошаемых полей с учетом размера орошаемого участка, биологических особенностей и фазы развития растений, а также комплекса метеорологических элементов, включающего скорость ветра.

В выполнении расчетов в разное время принимали участие студенты ЛГМИ В. А. Коканина, Н. П. Ганибалова, Н. А. Ластовская и Мухамед Али Аббас.

Суммарное испарение с орошаемого поля (E) можно записать в следующем виде:

$$E = K_r \cdot A_x \cdot E_0, \quad (1)$$

где K_r — коэффициент, зависящий от биологических особенностей и фазы развития растений (биологический коэффициент);

A_x — множитель, позволяющий учесть изменение испаряемости в результате трансформации воздушных масс в оазисе. A_x зависит от удаления от границы с неорощенным участком в глубь оазиса;

E_0 — испаряемость, которая, согласно комплексному методу [3, 8], определяется по уравнениям:

$$E_0 = \rho D \frac{0,622}{P_a} (e_s - e) \quad (2)$$

и

$$R_0 - B = L \rho D \frac{0,622}{P_a} (e_s - e) + (4S\sigma T^2 + \rho c_p D) (T_s - T), \quad (3)$$

где ρ — плотность воздуха;

D — коэффициент турбулентной диффузии;

P_a — атмосферное давление;

e_s — упругость насыщения при температуре испаряющей поверхности;

e — упругость водяного пара в воздухе;

R_0 — радиационный баланс, рассчитанный по температуре воздуха;

B — теплообмен подстилающей поверхности с нижележащими слоями почвы;

L — теплота парообразования;

S — коэффициент, характеризующий свойства излучающей поверхности;

σ — постоянная Стефана-Больцмана;

T_s — температура деятельной поверхности;

T — температура воздуха.

Коэффициент турбулентной диффузии D в климатологических расчетах берется постоянным и равным 0,63 см/с [3]. Известно, что величина этого коэффициента зависит от скорости ветра и стратификации приземного слоя [2]. В целях выявления влияния этих факторов на коэффициент D студентом-дипломником ЛГМИ Али Аббасом Мухамедом обработаны материалы Пахта-Аральской экспедиции, наблюдения на орошаемых полях на станции Бозсу за 1964—1972 гг., а также проведенные кафедрой общей метеорологии ЛГМИ специальные наблюдения на орошаемых полях в селе Кропоткино Раздольненского района Крымской области в июне — июле 1971 г.

В соответствии с работой [2] коэффициент турбулентной диффузии вычислялся по формуле

$$D = \frac{P}{\rho c_p (T_s - T)}, \quad (4)$$

где c_p — теплоемкость воздуха при постоянном давлении;

ρ — плотность воздуха в приземном слое атмосферы;

T_s, T — температура, соответственно, испаряющей поверхности и воздуха;

D — коэффициент турбулентной диффузии в слое от испаряющей поверхности до уровня $z=2$ м.

Температура испаряющей поверхности измерялась разными способами. В с. Кропоткино она измерялась радиационным термометром конструкции Б. П. Козырева, ртутными термометрами и термоэлектрическими термометрами. В Пахта-Аральской экспедиции и на ст. Бозсу наблюдения проводились только ртутными термометрами. Оказалось, что существенных различий температуры почвы, определенной разными способами, нет. Расхождения температуры увлажненной поверхности почвы по разным методам составляют 1—1,5°. Элементы, входящие в расчетные формулы, были осреднены за сутки и по ним с соблюдением критериев, разработанных А. Г. Бройдо [2], рассчитаны среднесуточные значения коэффициента D , четкой зависимости которого от стратификации атмосферы обнаружить не удалось. Зависимость среднесуточного коэффициента D от среднесуточной скорости ветра проявляется довольно четко при скорости ветра на высоте 1 м более 1 м/с.

Для вычисления испаряемости по формуле (2) построена номограмма, позволяющая учесть зависимость D от скорости ветра (рис. 1). Поскольку $e_s = f(T_s)$, то для определения T_s по формуле (3) при разных D целесообразно использовать номограмму, представленную на рис. 2. По оси абсцисс на этой номограмме отложена температура воздуха в будке, по оси ординат — разность

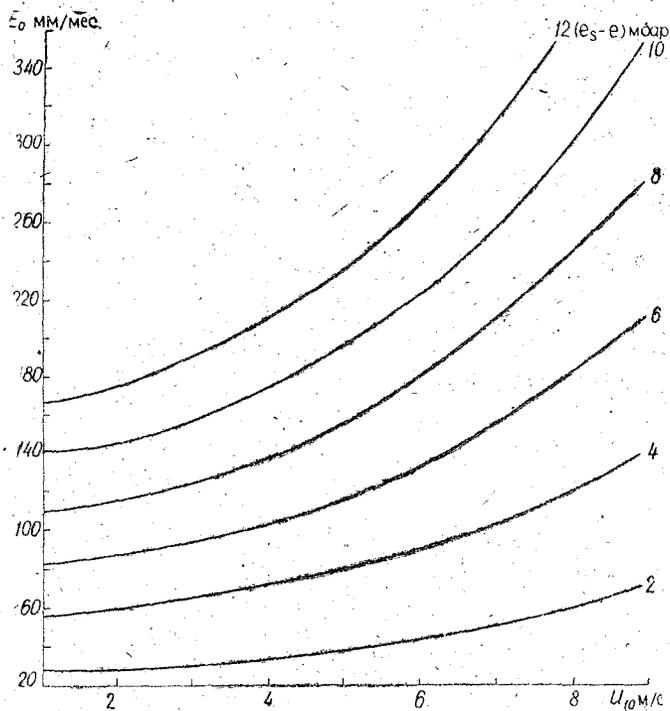


Рис. 1. Зависимость испаряемости (E_0) от скорости ветра на высоте флюгера (u_{10})

между радиационным балансом, рассчитанным по температуре воздуха, потоком тепла в почву и произведением $a \cdot d$, где a — коэффициент, зависящий от скорости ветра, d — дефицит влажности воздуха. Семейство кривых характеризует разности $T_s - T$.

Влияние трансформации воздушных масс в оазисах разных размеров на испаряемость исследовано на основании вычислений измерения температуры и упругости водяного пара в воздухе на уровне будки, выполненных по методу М. И. Юдина [10]. С учетом этих изменений найдена испаряемость и вычислен коэффициент A_x , характеризующий изменение испаряемости при разном расстоянии (x) от края оазиса. Он определен по материалам 16 станций

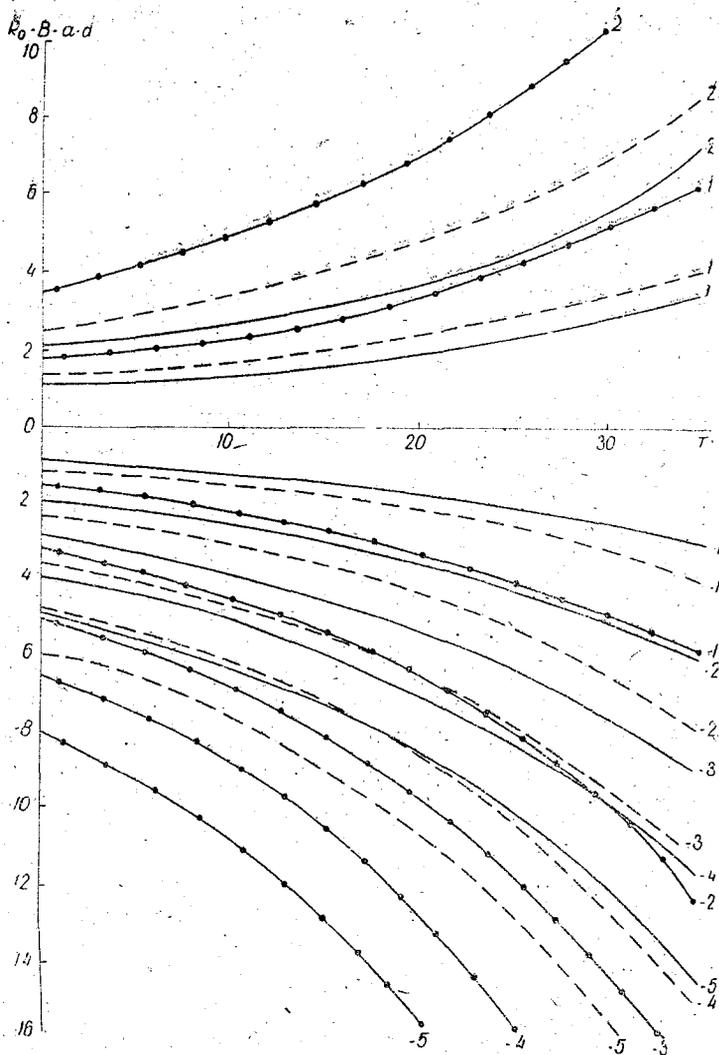


Рис. 2. Номограмма для определения разности температур $T_s - T$ при разных скоростях ветра:

- $u_1 = 1$ м/с; $a = 0,81$
- - - $u_1 = 3$ м/с; $a = 0,06$
- $u_1 = 5$ м/с; $a = 1,66$

республик Средней Азии и 14 станций Нижнего и Среднего Поволжья. Этот коэффициент представляет собой отношение

$$A_x = \frac{E_{0x}}{E_0}, \quad (5)$$

где E_{0x} — испаряемость на расстоянии x от границы орошенного участка, рассчитанная с учетом возможного изменения температуры и упругости водяного пара при орошении;
 E_0 — испаряемость на неорошенном участке.

Изменения температуры и упругости пара в воздухе, а также коэффициент A_x рассчитаны для расстояний x , приведенных в табл. 1.

Таблица 1

Средний за период июнь — сентябрь множитель A_x

Район	Расстояние от границы оазиса, м				
	500	1000	3000	10 000	20 000
Республики Средней Азии	0,90	0,89	0,87	0,85	0,85
Среднее и Нижнее Поволжье	0,93	0,92	0,89	0,87	0,87

Коэффициент A_x от месяца к месяцу в вегетационный период меняется довольно заметно, достигая наименьших значений в наиболее сухие и жаркие месяцы (рис. 3). На территории Среднего и Нижнего Поволжья изменения A_x от месяца к месяцу несколько меньше.

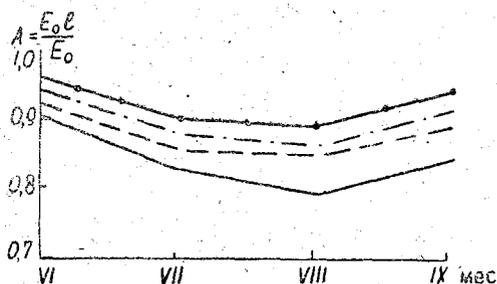


Рис. 3. Изменение коэффициента A_x в течение летнего периода на территории республик Средней Азии:

- расстояние от границы оазиса 10 000 м;
- - - - - расстояние от границы оазиса 3 000 м;
- · - · - · расстояние от границы оазиса 1 000 м;
- ● - ● - ● - ● расстояние от границы оазиса 500 м

Для определения биологического коэффициента K_t использованы материалы 22 станций Советского Союза за период с 1951

по 1971 г. Вычисления биологических коэффициентов выполнено по формуле

$$K_r = \frac{E}{A_x E_0}, \quad (6)$$

где E — фактическое суммарное испарение при оптимальной влажности корнеобитаемого слоя почвы;

E_0 — испаряемость за тот же период времени.

Величина E определена из уравнения водного баланса, которое при глубоком залегании грунтовых вод и отсутствии стока может быть записано в следующем виде:

$$E = \omega_n - \omega_k + r, \quad (7)$$

где ω_n и ω_k — запас продуктивной влаги в метровом слое почвы соответственно в начале и конце декады;

r — сумма осадков за декаду.

Поскольку, согласно работе [4], в летние месяцы во многих районах Советского Союза сток с сельскохозяйственных полей отсутствует или мал, то в уравнение водного баланса корнеобитаемого слоя эту величину можно не включать. Чтобы не учитывать влияния грунтового подтока использовались только наблюдения на полях с глубоким залеганием грунтовых вод (на песчаных, супесчаных, легкосуглинистых почвах — более 3 м, а на тяжелосуглинистых — более 5—7 м). Такой уровень залегания грунтовых вод в известной мере гарантирует отсутствие грунтового подтока в корнеобитаемый слой [4]. Расчеты выполнены по материалам, относящимся к случаям оптимального увлажнения почвы, т. е. когда запасы продуктивной влаги в слое 0—100 см были выше 70% полевой влагоемкости. Чтобы при расчете биологических коэффициентов исключить влияние на суммарное испарение агро-техникой и других «неметеорологических» факторов, рассматривались только те годы, когда урожайность была выше средней.

Расчеты выполнены по декадам, а затем осреднены по межфазным периодам (табл. 2, 3).

Таблица 2

Биологические коэффициенты K_r для картофеля

Вид культуры	Межфазный период			
	Посев — всходы	Всходы — бутонизация	Бутонизация — цветение	Цветение — начало увядания ботвы
Картофель поздних сортов	0,54	0,61	0,80	0,98
Картофель ранних сортов	0,47	0,50	0,67	0,87

Биологические коэффициенты K_t для зерновых культур

Вид культуры	Межфазный период, K_t								
	Посев — всходы	Всходы — 3-й лист	3-й лист — кущение	Кущение — выход в трубку	Выход в трубку — колошение	Колошение — цветение	Цветение — молочная спелость	Молочная спелость — восковая спелость	Восковая спелость — полная спелость
Яровая пшеница	0,81	0,82	0,83	0,90	0,99	0,99	0,89	0,85	0,78
Озимая рожь	0,69	0,76	0,80	0,81	0,76	0,86	0,97	0,84	0,68
Ячмень	(0,32)	(0,40)	(0,56)	0,76	0,85	0,79	0,73		

Примечание. Коэффициенты, заключенные в скобки, получены по меньшему числу данных.

Сравнение биологических коэффициентов одной и той же культуры, определенных указанным способом, в разных климатических районах Советского Союза позволило сделать вывод о малой их географической изменчивости. Например, величины биологических коэффициентов на Северо-Западе и в Центре ЕТС отличаются не более чем на 10 % как для картофеля, так и для зерновых культур. Приведенные в табл. 2, 3 биологические коэффициенты получены для тех сельскохозяйственных культур, наблюдения за состоянием которых ведутся на большом числе станций.

Чтобы получить биологические коэффициенты других культур, необходимо организовать дополнительные наблюдения за составляющими теплового и водного балансов полей при оптимальной влажности корнеобитаемого слоя почвы.

Суммарное испарение, вычисленное приведенным здесь способом, может быть использовано в качестве характеристики влагопотребности культурных растений при высоком уровне агротехники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алпатьев А. М. Влагооборот культурных растений. Л., Гидрометеоздат, 1954. 273 с.
2. Бройдо А. Г. Некоторые результаты исследования интегрального коэффициента турбулентного перемешивания. — «Метеорология и гидрология», 1957, № 9, с. 27—30.
3. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Л., Гидрометеоздат, 1956. 254 с.
4. Вериго С. А. и Разумова Л. А. Почвенная влага. Л., Гидрометеоздат, 1973, 327 с.
5. Горбунова И. Г. Методика расчета суммарного испарения на орошаемых полях. — «Труды ГГО», 1970, вып. 214, с. 87—96.
6. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоздат, 1970, 340 с.
7. Расчетные значения оросительных норм сельскохозяйственных культур в бассейнах рек Сырдарьи и Амударьи. Ташкент, 1970. 292 с. (Проектно-исследовательский и научно-исследовательский ин-т Средазгипроводхлопок).
8. Серякова Л. П. Определение испаряемости и расчеты норм орошения. — Изв. АН СССР. Сер. геогр., 1957, № 6, с. 112—117.
9. Серякова Л. П. Метеорологические условия и растения. Л., 1971. 77 с. (ЛГМИ).
10. Серякова Л. П. Влияние трансформации воздушных масс в оазисе на испаряемость и нормы орошения сельскохозяйственных культур. — «Труды ЛГМИ», 1974, вып. 50, с. 89—93.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ВЕТРА ПРИ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКАХ

Несмотря на значительные успехи, достигнутые в последние годы в области исследования конвективных движений в атмосфере, приводящих к образованию кучевых и кучево-дождевых облаков, многие детали их эволюции изучены еще не достаточно полно. Наряду с термогигрометрическим состоянием атмосферы [5] на развитие конвекции определенное влияние должно оказывать и ее динамическое состояние. В последнее время значительное внимание уделяется выяснению роли сдвига ветра в развитии конвекции, а также вопросам взаимодействия элементов конвекции с окружающей средой. Проведены исследования в естественных условиях и получены сведения о мезоструктуре ветра в зоне кучево-дождевых облаков [6]. Выполнена серия численных экспериментов [4], на основании которых делаются заключения о влиянии сдвига ветра на развитие или подавление конвекции. К сожалению, экспериментальных данных, подтверждающих выводы расчетов, не имеется, отсутствуют сведения и об особенностях структуры ветра при развитии конвекции.

Для уточнения роли динамического фактора в развитии конвективных облаков представляет интерес изучение ветрового режима атмосферы в дни с развитой конвекцией. При этом целесообразно использовать статистический метод исследования [1, 2, 3], который дает возможность получить статистические характеристики вертикальных профилей скорости и сдвига ветра в дни с кучевыми и кучево-дождевыми облаками.

Действительно, если считать скорость ветра случайной функцией координат и времени $f(x, y, z, t)$, то можно применить метод разложения случайной величины по естественным ортогональным функциям — $\varphi_i(z)$. Это даст возможность представить случайное поле конечным числом членов ряда $f(x, y, z, t) = \sum_i a_i(x, y, t) \varphi_i(z)$,

где a_i — коэффициенты разложения, а число членов разложения определяется особенностью поставленной задачи. Наличие наборов статистических характеристик для разных метеорологических условий позволяет, в частности, восстановить вертикальный профиль скорости ветра при соответствующих условиях.

В данной работе приводятся результаты исследования статистических характеристик вертикальных профилей скорости и сдвига ветра в дни с *Cu cong* и *Cb* и в ясные дни. Рассматриваются вертикальные профили собственных векторов — φ_i ковариационных матриц скорости ветра, собственные значения — λ_i и следы

матриц — $\frac{\sum_1^n \lambda_i}{\sum_1^m \lambda_i}$, где $n < m$.

Работа выполнена на материалах ветрового зондирования атмосферы в районах Киева, Харькова, Ленинграда в июле с 1958 по 1967 г. в ясные дни и дни с сильно развитой конвекцией. При обработке данных находились средние значения скорости ветра \bar{V} для каждого километрового уровня в тропосфере и сдвига ветра β в каждом слое, определялись среднеквадратичные отклонения, рассчитывались автокорреляционные функции для отклонений

скорости $B_{V, V}(z_k, z_l) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n V'_i(z_k) V'_i(z_l)$, где $V' = V - \bar{V}$ и со-

ставлялись матрицы восьмого порядка, для которых на ЭВМ рассчитывались собственные числа и соответствующие им собственные векторы. Объем выборок во всех случаях не менее чем в три раза превосходил минимально допустимый для указанного порядка матрицы.

Обработка данных проводилась по следующим выборкам: 1) адвекция холода АХ, 2) адвекция тепла АТ, 3) отсутствие адвекции АО, отождествляемое с внутримассовыми процессами. Характер адвекции устанавливался по повороту ветра в нижнем пятикилометровом слое.

Перейдем к рассмотрению полученных результатов.

1. В табл. 1 представлены средние значения скорости ветра V м/с в ясные дни и дни с *Cb* и *Cu cong*, среднеквадратичные отклонения σ , средние значения сдвигов ветра $\beta \frac{\text{м/с}}{1 \text{ км}}$ и градиентов тем-

пературы $\gamma/1000$ м. Значения указанных характеристик даны для районов Киева и Харькова при разных условиях адвекции.

Средние значения скорости, сдвига ветра и градиента температуры в тропосфере

Таблица I

Высота, км	Кучево-дождевые облака (Cb), Cu cong									Ясно		
	Адвекция											
	АХ			АТ			АО			АХ	АТ	АО
	$\bar{V} \pm \sigma$	$\bar{\beta}$	$\bar{\gamma}$	$\bar{V} \pm \sigma$	$\bar{\beta}$	$\bar{\gamma}$	$\bar{V} \pm \sigma$	$\bar{\beta}$	$\bar{\gamma}$	$\bar{V} \pm \sigma$	$\bar{V} \pm \sigma$	$\bar{V} \pm \sigma$
Земля	5,1 \pm 1,8			2,9 \pm 1,0			4,4 \pm 2,3			5,0 \pm 1,7	4,2 \pm 2,4	4,7 \pm 1,5
1	6,6	4,1	8,5	5,0	3,5	8,4	5,8	2,7	8,4	5,3	6,0	5,9
2	7,2	2,9	8,2	6,8	3,3	8,4	6,8	2,2	8,5	5,6	6,8	6,3
3	7,6	3,4	6,6	7,4	2,9	7,0	8,8	2,4	6,5	6,2	7,4	7,4
4	8,5	2,6	5,2	8,3	2,6	6,2	10,0	3,3	5,6	6,6	8,4	6,2
5	10,1	3,0	5,8	8,6	3,5	5,0	11,8	3,7	4,8	7,2	8,3	7,4
6	10,4 \pm 5,3	3,2	6,5	9,6 \pm 4,9	3,1	6,2	13,1 \pm 6,0	3,5	6,6	7,6	10,4	9,6
7	10,2	3,9	7,0	10,4	3,0	7,0	14,9	4,7	7,0	8,8 \pm 4,9	10,7 \pm 5,4	10,9 \pm 5,6
8	12,5	3,4	7,4	13,7	3,5	7,4	16,1	4,2	7,7	9,1	11,5	11,2
9	14,2	4,6	7,4	15,8	4,8	7,5	18,9	4,8	7,6	10,5	13,2	12,2
10	13,9	4,5	6,0	14,0	5,1	7,6	20,0	4,8	7,8	10,2	14,5	12,9

Анализ вертикальных профилей скорости ветра показывает, что они различны в ясные и облачные дни и зависят от характера адвекции. Так, при внутримассовых процессах (АО) в слое до трех километров существенных различий в скоростях ветра в ясные и облачные дни не обнаруживается. Выше пограничного слоя для любого уровня в тропосфере при Св и Су cong скорости ветра больше, чем в ясные дни.

При адвекции тепла в облачные дни в слое до двух километров скорости ветра меньше, чем в ясные; в средней тропосфере они мало различаются и лишь в верхней становятся несколько большими в облачные дни в сравнении с ясными. При адвекции холода в дни с развитой конвекцией скорости ветра на всех уровнях больше, чем в ясные.

Таким образом, статистическая обработка данных позволила обнаружить различие вертикальных профилей скорости ветра в ясные и облачные дни, а также особенности распределения скорости, связанные с характером адвекции.

Вертикальные профили сдвигов ветра в облачные дни определяются характером адвекции и в какой-то степени вертикальными градиентами температуры в нижележащем слое. В нижнем слое от поверхности земли сдвиги обычно увеличены по сравнению со сдвигами в следующих слоях. К тропопаузе сдвиги постепенно увеличиваются. На особенности этой общей закономерности влияет характер адвекции. Так, при внутримассовых процессах в нижнем слое сдвиги наименьшие по сравнению со сдвигами, наблюдаемыми в других условиях, при этом минимальный сдвиг обнаруживается в слое 1—2 км, в средней тропосфере сдвиг растет, а в верхней — практически не меняется. При адвекции тепла убывание сдвига наблюдается до высоты 4 км, а выше — его рост. Адвекция холода характеризуется наибольшим сдвигом в нижнем километровом слое, в вышележащих слоях уменьшение сдвига прослеживается до высоты 4 км, после чего сдвиг слабо растет к тропопаузе. Заметим, что во всех случаях при общем увеличении сдвига к тропопаузе в некоторых слоях отмечаются его небольшие уменьшения, вероятно, связанные с уменьшением градиента температуры нижележащего слоя. Такая зависимость проявляется в средней и верхней тропосфере.

2. Для выявления особенностей вертикальной структуры скорости ветра были рассчитаны ковариационные матрицы для разных районов и условий выборки. Эти матрицы приведены в табл. 2. Собственные числа матриц, полученных по разным выборкам λ_i и соответствующие им собственные векторы φ_i , а также значения остаточных дисперсий коэффициентов разложения по собственным векторам D приводятся в табл. 3.

Матрицы скорости ветра

z, км	0	1	2	3	4	5	6	7	Номер выборки *)
0	5,51	3,12	1,55	1,24	2,08	1,94	0,90	0,63	1
	7,63	6,71	3,30	4,05	2,53	1,17	2,35	2,46	2
	4,45	1,99	0,77	-0,40	-0,89	-1,69	-4,06	-3,38	3
	2,93	1,97	1,15	0,71	1,95	1,88	0,88	-0,34	4
	5,68	3,80	2,71	1,20	1,52	0,72	1,62	2,56	5
	4,64	2,88	2,05	0,96	1,40	0,84	0,51	0,48	6
	6,80	4,50	1,70	3,50	4,50	2,90	1,50	2,00	7
	4,80	4,00	4,40	3,80	3,80	3,70	6,90	10,40	8
1		6,33	5,15	2,19	3,90	4,38	3,70	2,18	1
		16,69	12,18	12,31	11,31	5,13	6,13	8,12	2
		4,32	1,42	1,21	-0,83	-2,49	-4,06	-2,99	3
		3,12	2,55	1,22	2,41	2,07	1,62	1,85	4
		6,59	4,29	3,76	4,66	3,16	3,48	3,70	5
		5,47	3,88	3,41	3,86	2,93	3,23	3,15	6
		9,40	11,10	8,03	6,80	6,50	6,70	8,80	7
		9,60	10,00	8,20	7,80	7,50	8,70	14,50	8
2			7,56	5,26	6,86	7,15	7,16	4,19	1
			12,89	10,64	11,16	6,79	8,37	9,14	2
			5,88	4,46	1,46	0,84	0,04	20,91	3
			6,56	4,59	5,20	5,27	4,66	4,60	4
			7,36	5,49	5,22	4,42	5,42	5,86	5
			7,51	6,22	6,68	5,99	6,28	6,01	6
			12,70	12,10	9,60	10,80	9,40	10,70	7
			17,40	14,10	10,80	10,50	7,30	13,90	8
3				10,59	10,26	10,58	10,05	7,56	1
				15,77	13,54	6,33	10,03	11,21	2
				8,04	5,25	4,67	3,83	1,25	3
				11,44	9,43	9,19	9,34	11,27	4
				11,22	10,43	8,81	11,17	9,71	5
				11,82	10,93	9,63	10,97	9,60	6
				24,00	21,30	22,30	18,60	19,20	7
				20,90	17,60	17,10	14,40	17,70	8

z, км	0	1	2	3	4	5	6	7	Номер выборки*)
4					15,96	16,19	16,29	13,89	1
					17,76	11,33	15,57	18,76	2
					8,36	9,12	7,84	5,83	3
					11,74	11,37	11,03	13,25	4
					18,16	14,93	18,63	15,03	5
					17,65	15,26	17,01	13,33	6
					25,70	25,40	20,30	26,70	7
					19,50	20,00	19,40	21,60	8
5					24,71	24,10	22,09	22,09	1
					20,54	17,50	20,26	20,26	2
					17,50	13,86	15,37	15,37	3
					14,94	13,45	13,45	14,65	4
					16,70	18,30	18,30	16,40	5
					17,39	18,45	18,45	15,73	6
					30,90	23,70	27,50	27,50	7
					26,90	25,60	25,60	32,40	8
6							31,34	31,49	1
							23,41	23,19	2
							18,37	17,88	3
							16,16	18,06	4
							25,56	21,80	5
							24,76	20,06	6
							31,70	33,40	7
							40,40	44,30	8
7							39,04	39,04	1
							45,25	45,25	2
							31,19	31,19	3
							23,70	23,70	4
							28,89	28,89	5
							26,62	26,62	6
							48,80	48,80	7
							61,20	61,20	8

*) Примечание.

Киев, Харьков:

1 — облачно АХ;

4 — ясно АХ;

2 — » АТ;

5 — » АТ;

3 — » АО;

6 — » АО;

Ленинград:

7 — облачно АО;

8 — ясно АО.

Собственные числа, остаточные дисперсии и собственные векторы
для отклонений скорости ветра

Номер выборки	Уровни	Ясно					
		λ	$D = \frac{\sum_1^n \lambda_n}{\sum_1^8 \lambda_n}$	φ_1	φ_2	φ_3	φ_4
Адвекция холода (Киев, Харьков)							
4	1	67,96	75,5	0,04	0,38	0,34	-0,39
	2	8,92	85,5	0,07	0,36	0,36	0,23
	3	4,73	90,0	0,17	0,54	0,02	0,68
	4	3,32	94,3	0,34	0,23	-0,79	-0,10
	5	2,52	97,4	0,38	0,27	-0,09	-0,21
	6	1,42	98,7	0,43	0,15	0,22	-0,41
	7	0,76	99,5	0,46	-0,22	0,26	-0,01
	8	0,25	100	0,55	-0,49	0,08	0,32
		$\Sigma = 89,88$					
Адвекция тепла							
5	1	84,86	70,0	0,05	0,41	0,34	-0,49
	2	12,64	80,0	0,11	0,56	0,13	-0,26
	3	9,61	88,5	0,16	0,50	0,13	0,31
	4	5,00	92,5	0,27	0,33	-0,24	0,64
	5	3,01	95,3	0,42	0,13	-0,42	-0,19
	6	2,64	96,8	0,41	-0,12	-0,23	-0,13
	7	1,86	98,4	0,53	0,21	0,18	-0,28
	8	1,53	100	0,51	-0,29	0,73	0,22
		$\Sigma = 121,15$					
Без адвекции							
6	1	81,96	71,4	0,03	0,31	0,34	-0,54
	1	12,38	81,1	0,10	0,38	0,34	0,28
	3	8,15	88,0	0,19	0,42	0,31	0,16
	4	4,93	92,5	0,29	0,38	0,00	0,67
	5	2,62	95,2	0,42	0,30	-0,34	-0,04
	6	2,47	96,5	0,43	0,01	-0,28	-0,20
	7	1,86	98,5	0,52	-0,18	-0,27	-0,29
	8	1,52	100	0,49	-0,56	0,60	0,15
		$\Sigma = 115,89$					
Без адвекции (Ленинград)							
8	1	182,4	77,0	0,04	0,06	-0,08	0,04
	2	24,9	87,5	0,15	0,21	-0,43	0,15
	3	14,05	93,5	0,18	0,49	-0,36	0,18
	4	4,95	95,6	0,29	0,55	0,00	0,29
	5	4,17	97,3	0,36	0,32	0,24	0,36
	6	2,81	98,5	0,39	-0,04	0,48	0,39
	7	2,05	99,4	0,49	-0,18	0,34	0,49
	8	1,49	100	0,588	-0,51	-0,52	0,58
		$\Sigma = 236,8$					

Номер выборки	Уровни	Облачно					
		λ	$D = \sum_1^n \lambda_n / \sum_1^8 \lambda_n$	φ_1	φ_2	φ_3	φ_4

Адвекция холода

1	1	100,10	67,0	0,03	0,20	0,50	0,72
	2	19,71	79,8	0,08	0,31	0,62	0,18
	3	7,96	92,9	0,14	0,39	0,28	0,57
	4	4,41	94,5	0,21	0,39	-0,39	-0,03
	5	4,23	97,5	0,33	0,40	-0,23	-0,14
	6	2,20	98,5	0,46	0,22	-0,16	-0,25
	7	1,58	99,5	0,54	-0,15	0,02	0,20
	8	0,78	100	0,56	-0,57	0,21	-0,02
		$\Sigma = 140,97$					

Адвекция тепла

2	1	102,34	64,3	0,08	0,23	0,22	0,71
	2	30,60	83,2	0,24	0,55	0,11	0,30
	3	9,67	89,5	0,24	0,38	-0,14	-0,05
	4	7,47	94,0	0,28	0,41	0,05	-0,34
	5	4,46	97,0	0,37	0,21	0,09	-0,41
	6	2,58	98,6	0,35	-0,21	-0,75	0,33
	7	1,98	99,4	0,44	0,22	0,14	-0,03
	8	0,75	100	0,59	0,44	0,57	-0,05
		$\Sigma = 159,85$					

Без адвекции

3	1	60,12	62,5	-0,10	0,08	0,32	-0,55
	2	16,44	78,0	-0,10	0,14	0,47	-0,17
	3	8,19	86,5	-0,01	0,39	0,43	0,34
	4	5,55	91,0	0,12	0,58	0,22	0,30
	5	2,77	95,0	0,25	0,42	-0,18	-0,20
	6	2,28	97,0	0,48	0,27	-0,17	-0,56
	7	1,67	99,0	0,51	-0,48	-0,33	0,34
	8	1,07	100,0	0,64	-0,48	0,53	0,05
		$\Sigma = 98,09$					

Без адвекции (Ленинград)

7	1	138,43	69,9	0,05	0,22	0,11	-0,21
	2	22,74	81,4	0,14	0,33	0,58	0,08
	3	13,95	88,4	0,19	0,40	0,49	0,08
	4	10,09	93,6	0,35	0,44	-0,18	0,21
	5	6,58	96,9	0,39	0,20	0,33	-0,27
	6	3,68	98,7	0,43	0,19	-0,43	0,01
	7	1,29	99,9	0,45	-0,38	0,16	0,73
	8	1,21	100,0	0,53	-0,52	0,24	-0,54
		$\Sigma = 197,98$					

Анализ остаточных дисперсий показывает, что для представления случайной функции — скорости ветра — с ошибкой 6—8% необходимо использовать по крайней мере четыре собственных вектора, а для описания профиля ветра с ошибкой 3—5% требуется даже пять векторов. С увеличением порядкового номера естественные составляющие описывают метеорологические процессы, масштаб которых постепенно уменьшается, при этом уменьшается и вклад естественной составляющей в описание суммарной дисперсии метеорологических величин [3]. Анализ особенностей вертикальных профилей собственных векторов, полученных по разным выборкам, показал, что первые векторы φ_a^2 ($a=1 \dots 8$) увеличиваются с высотой, а их численные значения в ясные и облачные дни слабо различаются. В профиле вторых векторов φ_2^2 обнаруживаются слабые различия.

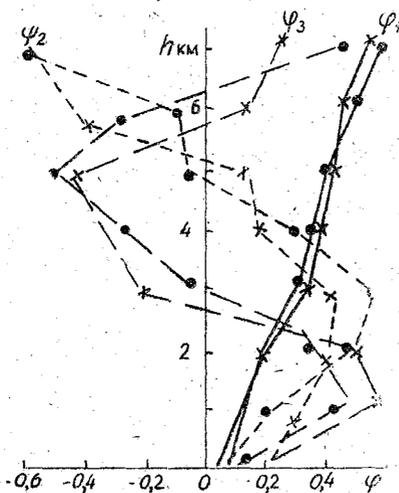


Рис. 1. Вертикальные профили трех первых собственных векторов при внутримассовых процессах в районе Ленинграда:

—.....— ясно,
 —x—x—x облака Сб

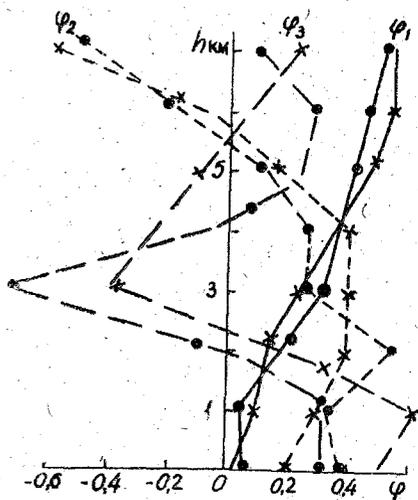


Рис. 2. Вертикальные профили трех первых собственных векторов при адвекции холода в районе Киева:

—.....— ясно,
 —x—x—x облака Сб

Следует отметить, что положение экстремума и высота перехода векторов φ_2 через нулевое значение достаточно хорошо согласуются между собой для районов Ленинграда, Киева, Харькова. Менее устойчивыми являются третьи собственные векторы φ_3 , особенно при адвекции тепла. При внутримассовых ситуациях для рассмотренных районов векторы φ_3 дважды переходят через нулевое значение: первый раз на высоте около 3 км (при Сб в Киеве несколько выше), второй — около 6 км.

Соответственно на высотах около 1 и 4,5 км отмечаются два экстремума. В качестве примера на рис. 1 приведены вертикальные профили трех векторов для внутримассовых ситуаций в районе Ленинграда, а на рис. 2 — при адвекции холода в районе Киева.

3. Для суждения о близости собственных векторов, полученных по разным выборкам φ_i^a и φ_i^b , были рассчитаны значения косинусов углов между этими векторами, которые приведены в табл. 4.

Близость двух векторов тем больше, чем ближе $\text{Cos}(\varphi_i^a \widehat{\varphi}_i^b)$ к единице, где a и b индексы выборок. Числа, представленные в табл. 4, показывают, что для первых двух векторов разных выборок косинусы достаточно близки к единице. Что касается третьих и особенно четвертых векторов, то на их поведенческие условия выборки оказывают существенное влияние. Как указывалось выше, эти векторы и векторы большего порядка отражают процессы более малых масштабов, влияющих на вертикальный профиль ветра. Таким образом, в нижнем пятикилометровом слое при наличии мощной кучевой облачности аппроксимация вертикального профиля скорости ветра с помощью естественных ортогональных функций может быть получена по соотношению

$V(z) = \bar{V}(z) + \sum_{i=1}^n a_i \varphi_i(z)$, где значение $\bar{V}(z)$ и φ_i берутся из табл. 1 и 3 для соответствующих условий.

Таблица 4

Косинусы углов между собственными векторами для разных выборок

Номер выборки *		$\text{Cos}(\varphi_1^a \widehat{\varphi}_1^b)$	$\text{Cos}(\varphi_2^a \widehat{\varphi}_2^b)$	$\text{Cos}(\varphi_3^a \widehat{\varphi}_3^b)$	$\text{Cos}(\varphi_4^a \widehat{\varphi}_4^b)$
Ясно — облачно					
1	4	0,983	0,942	0,865	0,853
2	5	0,974	0,953	0,810	0,638
3	6	0,912	0,840	0,926	0,480
7	8	0,996	0,759	0,796	0,061
Облачно					
1	2	0,965	0,842	0,370	0,390
1	3	0,951	0,852	0,654	0,793
2	3	0,861	0,726	0,565	0,769
3	7	0,850	0,840	0,688	0,534
Ясно					
6	8	0,991	0,932	0,906	-0,195
4	5	0,990	0,909	0,680	0,443
4	6	0,992	0,966	0,190	0,112
5	6	0,985	0,897	0,890	0,866

Примечание.

Киев, Харьков:

Ленинград:

1 — облачно АХ;

4 — ясно АХ;

7 — облачно АО;

2 — » АТ;

5 — » АТ;

8 — ясно АО.

3 — » АО;

6 — » АО.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гандин Л. С., Муталов Р., Руховец Л. В. Об особенностях вертикальной структуры метеорологических элементов в различных широтных зонах. — «Труды ГГО», 1972, вып. 286, с. 55—62.
2. Гарифулин К. К. Изменчивость ветра в свободной атмосфере. Л., Гидрометеониздат, 1961, с. 141.
3. Естественные составляющие метеорологических полей. Л., Гидрометеониздат, 1970, с. 199. А. В. Мещерская, Л. В. Руховец, М. И. Юдин, Н. И. Яковлева.
4. Пастушков Р. С. О влиянии вертикального сдвига ветра на развитие конвективной облачности. — «Физика атмосферы и океана», 1973, т. 9, № 1, с. 12—26.
5. Тверская Н. П. Высота верхней границы конвективных облаков и термогигрометрические характеристики атмосферы. — «Труды ЛГМИ», 1974, вып. 50, с. 51—61.
6. Шметер С. М. Физика конвективных облаков. Л., Гидрометеониздат, 1972, с. 231.

К АНАЛИЗУ ОПЫТОВ ПО ВЫЗЫВАНИЮ ОСАДКОВ ИЗ ПЕРЕОХЛАЖДЕННЫХ СЛОИСТООБРАЗНЫХ ОБЛАКОВ

Искусственное вызывание осадков из облаков, которые не дают осадков в ходе своего естественного развития, является одной из важнейших задач проблемы активного воздействия на погоду и климат.

Успешность опытов по искусственному вызыванию осадков определяется весьма сложной и критичной по своему характеру комбинацией параметров макро- и микроструктурных особенностей облака, подвергаемого воздействию. Опыт показывает, что знание лишь общих параметров еще не является достаточным для суждения о возможности получения дополнительных осадков и для оценки результатов опытов из-за трудности селекции естественного и искусственного процессов осадкообразования. Получение расчетным путем ряда дополнительных характеристик облака и анализ на основе использования аэрологических материалов уже выполненных опытов по искусственному вызыванию осадков позволяет не только более полно проанализировать причины неуспеха части их, но и уточнить критерии для будущих исследований.

В статье рассмотрены метеорологические условия, необходимые для успешного воздействия на переохлажденные слоистообразные облака в целях получения осадков.

В работе нами были использованы данные 82 опытов по воздействию на переохлажденные слоистообразные облака на Экспериментальном метеорологическом полигоне УкрНИГМИ в течение пяти зимних сезонов, материал более кратковременных серий опытов в Казахстане и на северо-западе ЕТС. Эффект воздействия оценивался на основании данных измерений сети осадкомерных постов соответствующих опытных площадок.

Для построения моделей облаков с реальными величинами параметров, необходимыми для расчета роста частиц осадков и испарения их в подоблачном слое, нами были привлечены материалы радиозондирования станций Кривой Рог, Караганда, Воейково за соответствующие дни.

Определение фазового состояния облаков, на которые производилось воздействие в целях вызывания осадков, было проведено на

основании расчета температуры интенсивной кристаллизации, являющейся, как известно, функцией вертикальных скоростей в облаке [1—3].

Из сопоставления данных о температуре интенсивной кристаллизации с температурой верхней границы облаков для каждого случая опытов заключаем, что в 7 случаях из 82 уровень температуры интенсивной кристаллизации был ниже верхней границы облаков. Следовательно, воздействовать на облачность в этих условиях было нецелесообразно, так как наблюдалась естественная кристаллизация облаков. В остальных опытах, согласно теоретическим предпосылкам, облака являлись переохлажденными, капельными.

Результаты расчета показали, что конечные размеры капель на нижней границе облака не превышают 40 мкм при начальном радиусе 10 мкм, даже при мощности облаков 1000 м, т. е., как и следовало ожидать, конденсационно-коагуляционный процесс в тонких водяных облаках не обеспечивает роста капель до размеров капель осадков. Следовательно, в рассматриваемых опытах облака естественным путем развития осадков дать не могли.

Оценим возможный эффект ускорения роста частиц в рассматриваемых облаках после введения в них кристаллизующего реагента (например, CO_2), полагая, что они не были пересыщены.

Предположив, что образующиеся ледяные частицы имеют сферическую форму, конденсационно-коагуляционный рост такой падающей частицы определяется уравнением [3]:

$$\frac{dR}{dz} = - \frac{D_p \Delta E (1 + a \sqrt{Re})}{\rho_n k N T R [V(R) - w]} + \frac{g}{4\rho_n} \times E(R, r). \quad (1)$$

В результате численного интегрирования уравнения (1) были определены размеры сферических ледяных частиц на нижней границе облака, а затем рассчитывалось их испарение в подоблачном слое.

Сравнение результатов воздействия на переохлажденные слоистые и слоисто-кучевые облака с результатами теоретического расчета укрупнения частиц в этих облаках и испарения их в подоблачном слое позволили оценить размеры частиц осадков, дошедших до земли.

Оказалось, что искусственные осадки 0,1 мм и более отмечаются при размерах частиц на нижней границе облака более 90 мкм и на поверхности земли более 80 мкм. Таким образом, критический размер ледяных частиц у поверхности земли, соответствующий заметному количеству искусственных осадков, составляет 80 мкм.

Рис. 1 показывает, что осадки у поверхности земли отмечаются при мощности облаков более 400 м и высоте их нижней границы менее 1000 м.

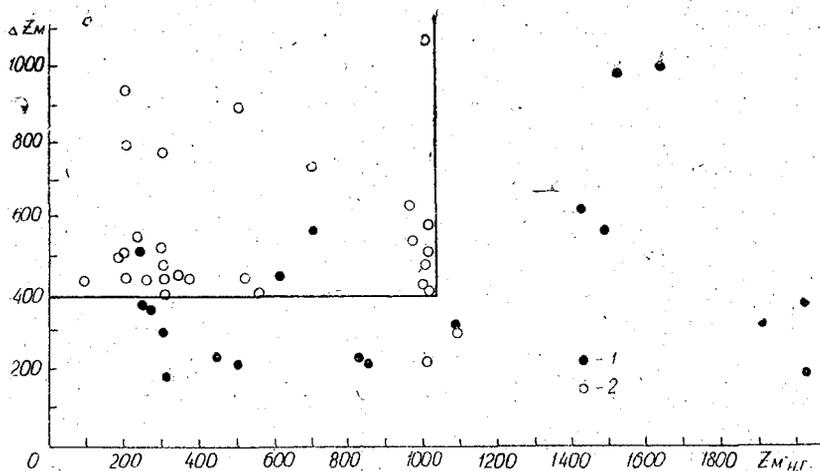


Рис. 1. Связь между осадками у поверхности земли, мощностью облачного слоя и высотой нижней границы слоистообразных облаков:
 1 - $< 0,1$ мм, 2 - $> 0,1$ мм

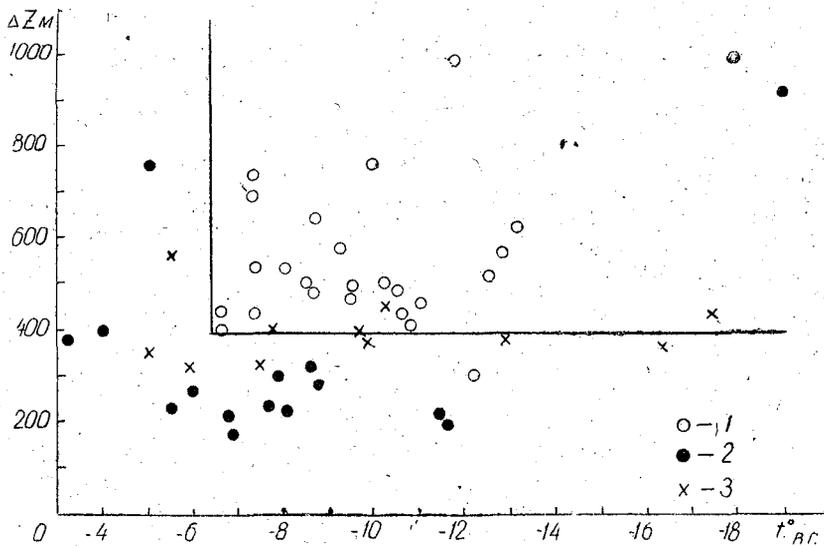


Рис. 2. Зависимость между мощностью облачного слоя, необходимой для образования на нижней границе облака ледяных частиц размером более 100 мкм, и температурой на верхней границе облака:
 1 - > 100 мкм, 2 - < 90 мкм, 3 - 90-100 мкм

На основании теоретических выводов о том, что мощность облака и температура на его верхней границе являются важными параметрами, определяющими процесс осадкообразования, был построен график (рис. 2), устанавливающий зависимость между

мощностью облачного слоя, необходимой для образования на нижней границе облака ледяной частицы радиусом более 100 мкм, и температурой на верхней границе облачного слоя. Из рис. 2 видно, что при температуре на верхней границе облака ниже $-6,5^\circ$ минимальная мощность, при которой ледяные частицы укрупняются до размера более 100 мкм, равна 400 м.

В целях определения влияния характеристик влажности на испарение выпадающих ледяных частиц приведен рис. 3, показывающий размеры ледяных частиц у поверхности земли, которые зависят от высоты нижней границы облаков и средней относительной влажности в подоблачном слое, определенной по материалам радио- и самолетного зондирования.

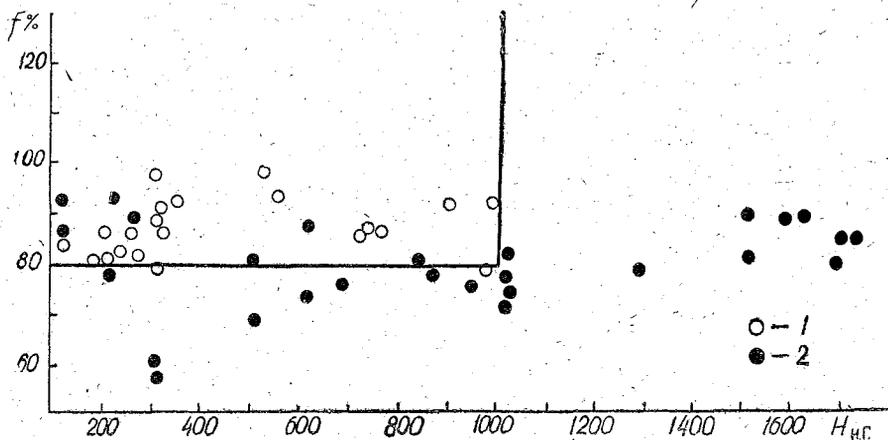


Рис. 3. Зависимость размеров ледяных частиц у поверхности земли от высоты нижней границы облаков и относительной влажности воздуха:
1 — > 80 мкм, 2 — < 80 мкм

Частицы размером менее 80 мкм (что соответствует отсутствию осадков у земли) отмечаются при относительной влажности менее 80%, когда граница облаков ниже 1000 м. При увеличении высоты нижней границы от 1000 до 2000 м даже при относительной влажности более 90% ледяные частицы размером более 80 мкм (что соответствует наличию осадков у земли) никогда не наблюдаются.

Полученные здесь закономерности имеют определенное диагностическое значение: зная мощность облака, температуру на его верхней границе, водность, вертикальные токи, можно оценить вероятность образования на нижней границе облака ледяных частиц размером более 100 мкм. Кроме того, используя данные о высоте нижней границы и относительной влажности воздуха, можно рассчитать для частиц размером более 100 мкм их конечные размеры

у поверхности земли. На основании соотношения между размерами ледяных частиц на нижней границе облака и у поверхности земли можно дать предварительную оценку эффекта искусственного воздействия на переохлажденные слоистообразные облака.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов В. С., Ван Мин-Кан, Половина И. П. Термодинамические условия успешности воздействия на слоистые переохлажденные облака с целью вызывания осадков. — «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1964, № 12, с. 1885—1888.
2. Антонов В. С. Анализ условий выпадения осадков из облаков слоистых форм. — «Труды ЛГМИ», 1962, № 6, с. 59—66.
3. Качурин Л. Г. Образование осадков в облаках с малыми вертикальными точками. — «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1956, № 2, с. 182—189.
4. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л., Гидрометеиздат, 1973. 366 с.

ИССЛЕДОВАНИЯ СВЯЗИ МЕЖДУ ПСЕВДОПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ СМОЧЕННОГО ТЕРМОМЕТРА И ТЕМПЕРАТУРОЙ НА НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕ ПЕРИСТЫХ ОБЛАКОВ

Изучение метеорологических условий образования облаков верхнего яруса имеет большое значение для решения проблемы образования твердой фазы в атмосфере, так как рассматриваемые облака в основном являются кристаллическими.

В настоящее время еще окончательно не установлено, происходит ли первичное образование ледяных частиц в атмосфере на уровне перистых облаков или в атмосфере создаются соответствующие термодинамические условия для образования твердой фазы на любом уровне.

Сведения о температуре, при которой образуется твердая фаза в естественных условиях в облаках и туманах, противоречивы.

О температуре образования кристаллической фазы в облаках обычно судят по температуре верхней границы кристаллических облаков или, чаще всего, по температуре верхней границы дождящих облаков. Последнее, конечно, не отражает реальных условий, при которых образуется твердая фаза в облаках.

Для объяснения большого диапазона температуры, при которой образуются и существуют кристаллические облака верхнего яруса, в настоящей статье нами были рассмотрены связи между температурой на нижней границе облаков и параметрами влажного воздуха, содержащего насыщенный водяной пар при различном термодинамическом состоянии атмосферы.

В работе использовались данные регулярного самолетного зондирования над 20-ю пунктами Советского Союза за период 1952—1964 гг. Всего было рассмотрено 1081 случай наблюдений за нижней границей облаков верхнего яруса, из них было 768 случаев Cs, 268 — Сi, 45 — Сс.

При самолетном зондировании в отдельных случаях определялось агрегатное состояние облаков и отмечалось явление гало, что дало возможность получить некоторое представление о фазовом состоянии облаков верхнего яруса (табл. 1).

Повторяемость различного фазового состояния
перистых облаков

Агрегатное состояние	Температура, °C								Всего случаев
	-12,1 -16,0	-16,1 -20,0	-20,1 -24,0	-24,1 -28,0	-28,1 -32,0	-32,1 -36,0	-36,1 -40,0	< -40,1	
Кристаллическое	5	32	38	74	72	68	36	26	351
Смешанное	4	11	18	20	16	6		1	76
Капельное	3	2	2	1	3				11

Как видно из табл. 1, кристаллические облака наблюдались в большом диапазоне температур. Температура на нижней границе кристаллических облаков верхнего яруса выше -32°C отмечалась значительно чаще, чем ниже -32°C . На нижней границе смешанных облаков только один раз наблюдалась температура ниже -36°C , а на нижней границе капельных облаков температура ниже -32°C не отмечалась ни разу.

Самая высокая температура, при которой наблюдались кристаллические облака (Cs), $-13,3^{\circ}\text{C}$, а самая низкая температура, при которой было обледенение $-46,6^{\circ}\text{C}$.

Чисто капельные облака наблюдались при температурах на их нижней границе $-31,1^{\circ}\text{C}$ и $-29,9^{\circ}\text{C}$. Температуру на нижней границе можно в первом приближении рассматривать как самую высокую температуру, при которой образуются кристаллические облака верхнего яруса.

Конечно, без детального анализа хода развития облака с момента его зарождения и до того, когда оно стало кристаллическим, нельзя дать ответ на вопрос, образовалось ли облако при данной температуре или оно является конечным результатом изменения термодинамических условий его существования, в частности повышения (понижения) температуры облака по сравнению с температурой в момент его образования. Однако можно предположить, что метеорологические условия, приводящие к образованию облаков, по-видимому, должны сохраняться или мало меняться в течение периода, пока облако существует.

Столь широкий диапазон температуры на нижней границе кристаллических облаков верхнего яруса указывает на существование помимо температуры и других факторов, влияющих на образование (или существование) кристаллических облаков верхнего яруса.

В работе П. М. Мушенко [10] было показано, что механизм фазовых переходов воды при отрицательных температурах опре-

деляется не только термодинамическими условиями, но и начальными параметрами водяного пара до его расширения. Чем ниже температура в адиабатической камере до момента расширения влажного воздуха, тем при более низкой температуре осуществляется этот переход. Основываясь на выводах данной работы и ряда других экспериментальных работ [3, 7, 9, 11, 12, 13], нами была принята гипотеза, предполагающая, что условия образования (существования) облаков верхнего яруса определяются параметрами влажного воздуха на уровне, где водяной пар достигает состояния насыщения, и термодинамическим состоянием атмосферы. Параметры влажного воздуха на уровне конденсации определяют состояние частицы воздуха при его адиабатическом подъеме выше уровня конденсации, т. е. выделение скрытой теплоты конденсации и сублимации и, следовательно, скорость охлаждения поднимающегося воздуха. При этом мы считали, что температура на нижней границе облаков определяется состоянием слоев атмосферы, расположенных под их нижней границей.

Для Cs и Ci и определенного термодинамического состояния атмосферы были рассмотрены корреляционные связи между параметрами влажного воздуха на уровне конденсации и температурой нижней границы облаков (табл. 2).

Таблица 2

Коэффициенты корреляции
между температурой и удельной влажностью на уровне конденсации
и температурой на нижней границе Cs и Ci

Форма облаков	Состояние атмосферы	$r_{t_{н.г}, \lg g_{н}}$	$r_{t_{н.г}, t_{к}}$
Cs	θ'_p растет с высотой	0,70	0,69
	θ'_p понижается с высотой	0,74	0,59
Ci	θ'_p растет с высотой	0,70	0,65
	θ'_p понижается с высотой	0,68	0,52

Как видно из табл. 2, более тесные связи имеются между температурой на нижней границе облаков и насыщающей удельной влажностью (коэффициенты корреляции для Cs — 0,70 и 0,74, для Ci — 0,70; 0,68).

Между температурами на нижней границе облаков и на уровне конденсации связи слабее, особенно для Ci при неустойчивой стратификации атмосферы. Состояние влажного воздуха на уровне конденсации также может определяться термодинамическими тем-

пературами. В качестве такой температуры нами была выбрана псевдопотенциальная температура смоченного термометра (θ_p).

Псевдопотенциальная температура смоченного термометра — это температура, которую приобретет воздух, если он адиабатическим путем будет приведен к состоянию насыщения, а затем псевдоадиабатическим путем — к стандартному давлению.

Псевдопотенциальная температура смоченного термометра является температурной характеристикой энтропии влажного воздуха, содержащего насыщенный водяной пар.

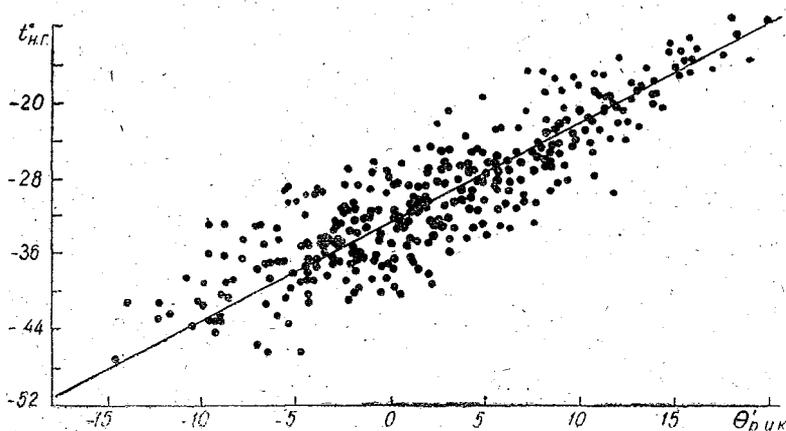


Рис. 1. Корреляционная зависимость между температурой на нижней границе C_s и псевдопотенциальной температурой смоченного термометра на уровне конденсации при устойчивой стратификации атмосферы

Для выяснения зависимости температуры на нижней границе облаков от состояния влажного насыщенного воздуха различных слоев атмосферы были рассмотрены корреляционные связи между температурами на нижней границе облаков различных форм и псевдопотенциальными температурами смоченного термометра нескольких уровней: конденсации, 850, 700, 500 мбар.

Кроме того, были рассмотрены связи между температурами на нижней границе облаков и средней псевдопотенциальной температурой смоченного термометра в слоях P_k — 500 мбар и 850—500 мбар.

Для количественной оценки корреляционной связи были вычислены на ЭВМ коэффициенты корреляции:

О тесноте существующей связи между указанными температурами можно судить для C_s по рисункам 1—3 и табл. 3 для C_i по табл. 4.

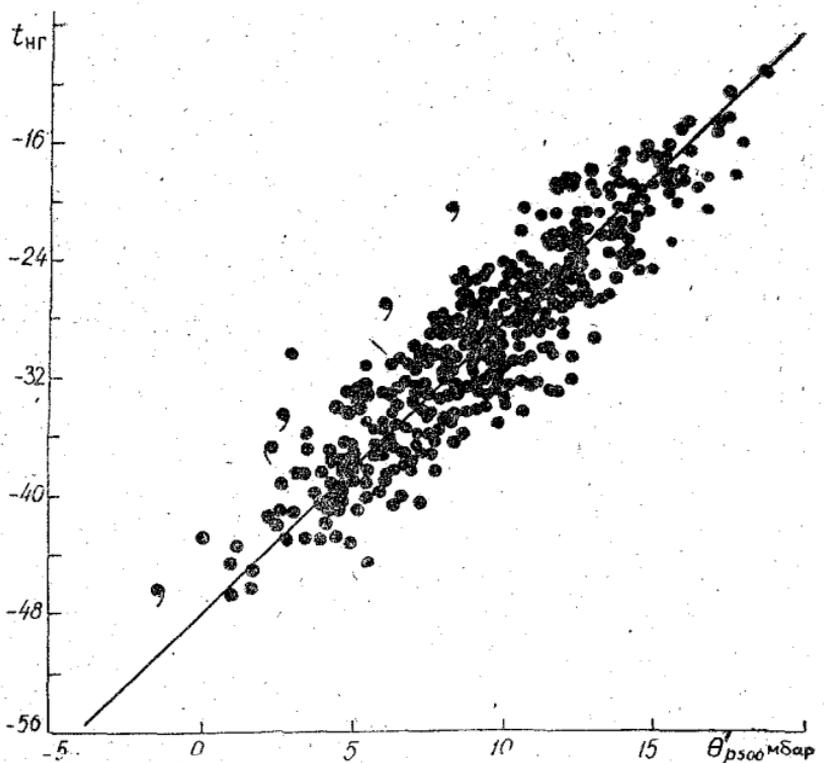


Рис. 2. Корреляционная зависимость между температурой на нижней границе Cs и псевдопотенциальной температурой изобарической поверхности 500 мбар при устойчивой стратификации атмосферы:

● — кристаллические облака, , — капельные

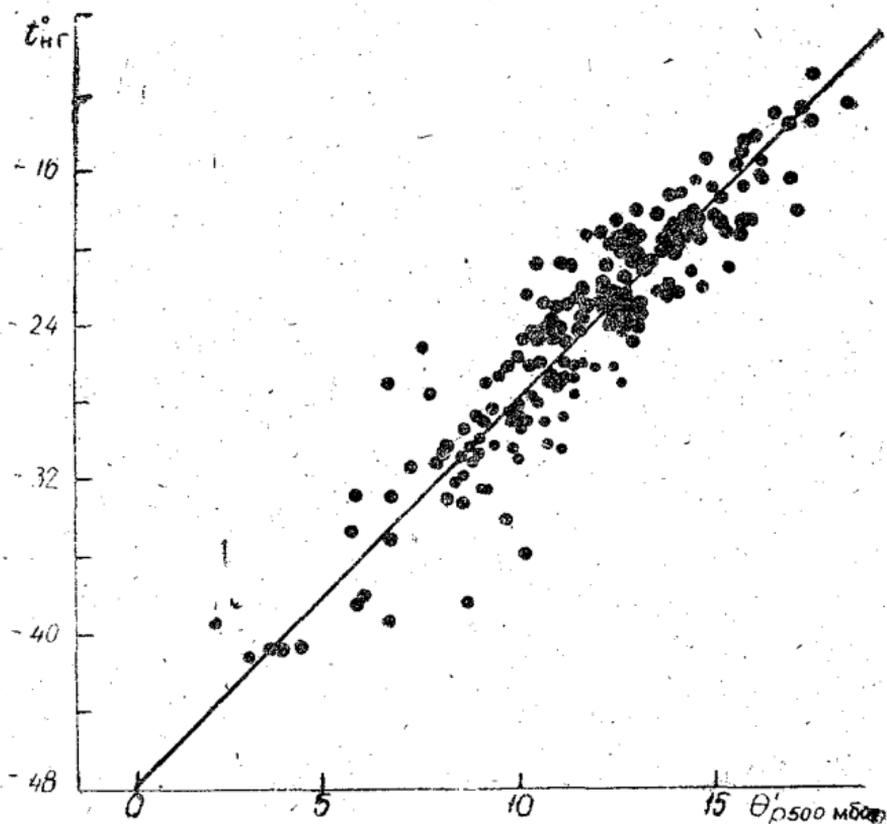


Рис. 3. Корреляционная зависимость между температурой на нижней границе Cs и псевдопотенциальной температурой изобарической поверхности 500 мбар при неустойчивой стратификации атмосферы

Таблица 3

Коэффициент корреляции между температурой на нижней границе Cs и псевдопотенциальной температурой смоченного термометра на разных уровнях

Псевдопотенциальная температура смоченного термометра (Θ'_p)	Θ'_p (у. к)	Θ'_p 850	Θ'_p 700	Θ'_p 500	$\bar{\Theta}'_p$ 500	$\bar{\Theta}'_p$ 500 (у. к)	Всего случаев
$\bar{\Theta}'_p$	1,95	2,98	6,25	9,57	6,25	5,22	
$r_{t \text{ н. г. } \Theta'_p}$	0,82	0,83	0,85	0,89	0,89	0,87	546
$\bar{\Theta}'_p$ °C	12,5	11,4	11,2	12,8	11,8	12,0	
$r_{t \text{ н. г. } \Theta'_p}$	0,88	0,89	0,90	0,93	0,92	0,92	222

Таблица 4

Коэффициент корреляции между температурой на нижней границе и псевдопотенциальной температурой смоченного термометра на разных уровнях

Псевдопотенциальная температура смоченного термометра (Θ'_p)	Θ'_p (у. к)	Θ'_p 850	Θ'_p 700	Θ'_p 500	$\bar{\Theta}'_p$ 500	$\bar{\Theta}'_p$ 500 т. у. к	Всего случаев
$\bar{\Theta}'_p$ °C	5,7	6,0	7,9	10,4	8,1	8,5	
$r_{t \text{ н. г. } \Theta'_p}$	0,80	0,83	0,87	0,94	0,88	0,86	262

Для Cs коэффициенты корреляции были вычислены для двух состояний атмосферы:

а) псевдопотенциальная температура смоченного термометра понижалась с высотой в слое от уровня конденсации до 700 мбар.

б) псевдопотенциальная температура смоченного термометра росла с высотой в слое от уровня конденсации до 500 мбар.

Так как число наблюдений за перистыми облаками было небольшим, то для них коэффициент корреляции вычислялся без учета термодинамического состояния атмосферы.

Как видно из рисунков и таблиц, между температурой на нижней границе облаков (как Cs, так и Ci) и псевдопотенциальной температурой смоченного термометра всех рассматриваемых уровней, а также средней в слое существует довольно тесная связь. Коэффициенты корреляции для всех уровней больше 0,80.

Эта связь увеличивается от уровня конденсации до 500 мбар. Так, между псевдопотенциальной температурой смоченного термометра изобарической поверхности 500 мбар и температурой на нижней границе Cs при устойчивой стратификации атмосферы коэффициент корреляции составляет 0,89, при неустойчивой — 0,93, а для Si — 0,94.

Коэффициенты корреляции для случаев, когда псевдопотенциальная температура смоченного термометра понижалась с высотой, оказались большими, чем когда последняя увеличивалась. Кроме того, следует отметить, что при неустойчивой стратификации атмосферы (см. рис. 3) на нижней границе Cs температура в большинстве случаев была выше -32°C , тогда как при устойчивой стратификации (см. рис. 1, 2) она в основном ниже -24° и очень часто была ниже -32°C .

Таким образом, условия образования (существования) кристаллических облаков верхнего яруса различаются в зависимости от стратификации атмосферы. Последнее, по-видимому, можно объяснить тем, что при неустойчивой стратификации атмосферы воздушная масса содержит большое количество водяного пара и при подъеме выше уровня конденсации воздух охлаждается меньше, чем при устойчивой стратификации.

Аналитический вид зависимости между указанными температурами представлен формулами (1) — (11).

Для Cs при понижении θ'_p с высотой в атмосфере

$$t_{н.г} = 1,39 \quad \theta'_{p \text{ у.к}} - 41,0, \quad (1)$$

$$t_{н.г} = 1,48 \quad \theta'_{p 850} - 42,0, \quad (2)$$

$$t_{н.г} = 1,68 \quad \theta'_{p 700} - 44,1, \quad (3)$$

$$t_{н.г} = 1,97 \quad \theta'_{p 500} - 50,3. \quad (4)$$

Для Cs при росте θ'_p с высотой в атмосфере

$$t_{н.г} = 0,94 \quad \theta'_{p \text{ у.к}} - 31,6, \quad (5)$$

$$t_{н.г} = 0,96 \quad \theta'_{p 850} - 32,6, \quad (6)$$

$$t_{н.г} = 1,24 \quad \theta'_{p 700} - 37,6, \quad (7)$$

$$t_{н.г} = 1,74 \quad \theta'_{p 500} - 46,3. \quad (8)$$

Для Si

$$t_{н.г} = 0,75 \quad \theta'_{p \text{ у.к}} - 34,4, \quad (9)$$

$$t_{н.г} = 0,86 \quad \theta'_{p 850} - 35,1, \quad (10)$$

$$t_{н.г} = 1,17 \quad \theta'_{p 700} - 39,2. \quad (11)$$

Проверка формул произведена для Cs (табл. 5 и 6).

Таблица 5

Интегральная повторяемость (%) отклонений температуры на нижней границе Cs, вычисленных по формулам (1)–(4), от фактически наблюдаемых при понижении θ'_p с высоты

θ'_p различных уровней	$\Delta t_{н.г.}$									Всего случаев
	$\leq \pm 0,5$	$\leq \pm 1,0$	$\leq \pm 1,5$	$\leq \pm 2,0$	$\leq \pm 2,5$	$\leq \pm 3,0$	$\leq \pm 3,5$	$\leq \pm 4,0$	$> 4,0$	
θ'_p у.к	15	27	40	50	62	73	82	85	15	280
θ'_p 850 мбар	22	32	45	55	62	69	78	85	15	
θ'_p 700 мбар	11	28	43	54	66	74	80	84	16	
θ'_p 500 мбар	20	34	52	65	75	83	89	94	6	

Таблица 6

Интегральная повторяемость (%) отклонений температуры на нижней границе Cs, вычисленных по формулам (5)–(8), от фактически наблюдаемых, когда θ'_p растет с высотой

θ'_p раз уровней	$\Delta t_{н.г.}$									Всего случаев
	$\leq \pm 0,5$	$\leq \pm 1,0$	$\leq \pm 1,5$	$\leq \pm 2,0$	$\leq \pm 2,5$	$\leq \pm 3,0$	$\leq \pm 3,5$	$\leq \pm 4,0$	$> 4,0$	
θ'_p t макс	15	26	37	47	56	65	71	76	24	505
θ'_p 850 мбар	13	24	34	45	55	62	71	76	24	
θ'_p 700 мбар	15	28	39	49	58	70	74	84	16	
θ'_p 500 мбар	16	30	40	53	63	72	78	86	14	

Как видно из указанных таблиц, вероятность небольших отклонений вычисленных температур от фактически наблюдаемых больше при неустойчивой стратификации, чем при устойчивой. Особенно незначительные отклонения получаются при определении температуры на нижней границе Cs по данным псевдопотенциальной температуры смоченного термометра изобарической поверхности 500 мбар.

Повторяемость отклонений вычисленной по формулам (4) и (8) температуры от фактически наблюдаемой, равной или меньшей $\pm 3,5^\circ$, при устойчивой стратификации составила 78%, а при неустойчивой — 89%.

Так как вертикальные температурные градиенты на высотах больше 6 км превышают $0,65^\circ$ на 100 м — $0,70^\circ$ на 100 м, то указанные отклонения температуры, равные или меньшие $\pm 3,5^\circ$, будут соответствовать ошибке в определении высот нижней границы облаков верхнего яруса, равной или меньшей ± 500 м. Таким образом, по данным θ_p на уровне 500 мбар можно определить высоту нижней границы облаков с ошибкой, равной или меньшей ± 500 м; при устойчивой и неустойчивой стратификации атмосферы — с вероятностью 78 и 89% соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов А. М. Исследование пространственной структуры облаков в целях метеорологического обеспечения войск. Л., 1962. 424 с. (ЛКВВИА им. А. Ф. Можайского).
2. Физика облаков. Л., Гидрометеиздат, 1961. 458 с. Авт.: А. М. Боровиков, И. И. Гайворонский, Е. Г. Зак и др.
3. Качурин Л. Г., Зайцева Н. А., Ломанова С. И. О температурных границах образования ледяных частиц в пересыщенном водяном паре. — «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1956, № 7, с. 857—861.
4. Качурин Л. Г., Морачевский В. Г. Кинетика фазовых переходов воды в атмосфере. Л., 1965. 143 с. (ЛГУ).
5. Качурин Л. Г. Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л., Гидрометеиздат, 1973. 365 с.
6. Крыстанов Л. Избранные труды по физике облаков. Под ред. акад. Е. К. Федорова. Л., Гидрометеиздат, 1968, с. 213.
7. Малкина А. Д., Зак Е. Г. Механизм замерзания капель жидкости. — «Труды ЦАО», 1952, № 9, с. 61—76.
8. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Перевод с английского под ред. В. Г. Морачевского и Е. С. Селезневой. Л., Гидрометеиздат, 1961, с. 541.
9. Мержанов Н. М. К вопросу о формировании кристаллических частиц в камерах расширения при температурах -40°C . — «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1961, № 12, с. 1852-1861.
10. Мушенко П. М. Фазовое состояние конденсата при отрицательной температуре. Автореф. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Л., 1968 с. 8. (ЛГМИ).
11. Финдайзен В., Шульц Г. Экспериментальные исследования образования ледяных частиц в атмосфере. — В кн.: Физика образования осадков Пер. под ред. Б. В. Дерягина и А. Х. Хргиана. Л., ИЛ, 1951, с. 59—85.
12. Цвиланг В. Сублимация в камере Вильсона. — В кн.: Физика образования осадков. Пер. под ред. Б. В. Дерягина Б. В. и А. Х. Хргиана. Л. ИЛ, 1951, с. 86—93.
13. Чуваев А. П. Данные о температуре кристаллизации вершин мощных кучевых облаков в различных физико-географических районах. — «Труды ГГО», 1960, вып. 104, с. 39—45.

ДАЛЬНЕЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ГРОЗ В ДИАПАЗОНЕ 8 ГЕРЦ

Как показал В. Шуман система земля — ионосфера представляет собой глобальный резонатор с резонансной частотой 8—9 Гц. Электромагнитные колебания этой частоты, а также мод высших порядков распространяются в нем с наименьшим затуханием [3, 1, 6].

Многочисленные наблюдения за характером естественного электромагнитного поля Земли в диапазоне инфразвуковых частот позволяют сделать вывод, что оно создается совокупным воздействием большого количества источников различной интенсивности, случайно распределенных во времени и пространстве. По этой причине мгновенные значения напряженности поля изменяются произвольно. В общем случае вариации напряженности поля имеют сложный импульсно-шумовой характер. Шумовая составляющая поля существует постоянно, а импульсы большой амплитуды возникают сравнительно редко. Однако именно импульсная составляющая определяется отдельными мощными грозовыми разрядами.

Теоретически ввиду малого затухания основной резонансной частоты при достаточно чувствительной аппаратуре и низком уровне местных помех возможно прослеживание грозовых очагов в любой точке земного шара. Однако в настоящей работе преследовалась более скромная цель — изучение возможности обнаружения грозовых очагов на расстояниях от пункта наблюдения более 150—200 км (при меньших расстояниях грозовые очаги уверенно фиксируются грозорегистраторами обычного типа и радиолокаторами метрового дециметрового диапазона).

Обнаружение дальних гроз производилось методом, аналогичным методу геофизической электромагнитной разведки ПЭМП или АФМАГ [4]. Измерительная линия длиной 200 м подключалась на вход селективного микровольтметра через избирательный емкостный фильтр с полосой пропускания около 2 Гц и фильтр-пробку (50 Гц). Выходной сигнал усиливался транзисторным усилителем тока и поступал на вход самопишущего миллиамперметра.

Необходимо упомянуть о выборе места наблюдения. Ввиду того что основным источником помех в низкочастотном диапазоне являются линии передачи тока промышленной частоты, измерения должны производиться на максимально возможном удалении

от них (более 10 км). Рассматриваемые измерения производились в районе северного побережья Ладожского озера.

Результаты наблюдений за грозовой деятельностью представлены на рис. 1 и рис. 2. Нижняя кривая (см. рис. 1) характеризует

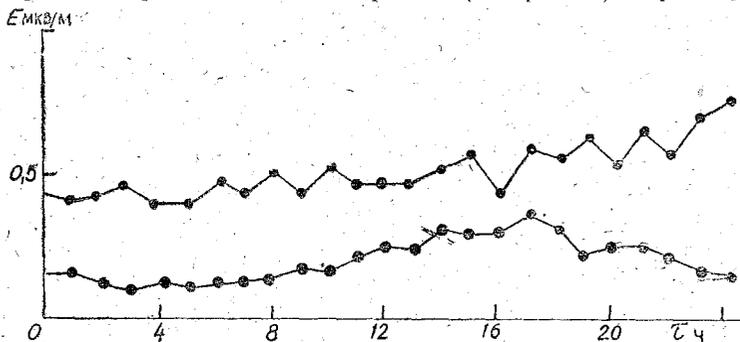


Рис. 1. Суточный ход напряженности поля в диапазоне 8 герц:

внизу — грозовые очаги отсутствуют,
вверху — имеются грозовые очаги в радиусе 200 км

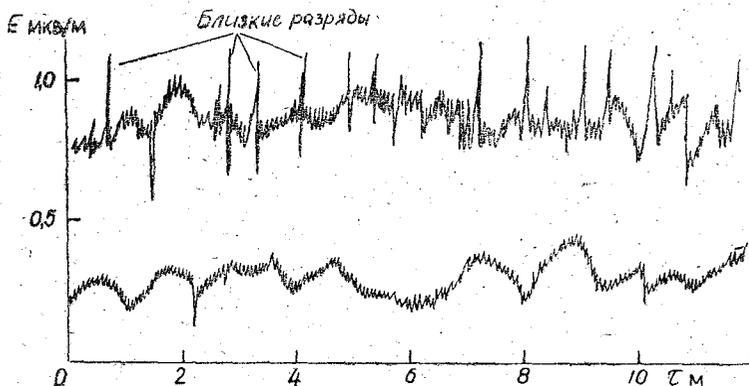


Рис. 2. Образцы записи напряженности:

внизу — грозовые очаги отсутствуют,
вверху — имеются грозовые очаги в радиусе 200 км

напряженность поля в условиях устойчивой ясной погоды при отсутствии грозовых очагов в радиусе не менее 500 км. Видно, что суточный ход электромагнитного поля с частотой 8 Гц хорошо аппроксимируется простой синусоидой. Относительное изменение уровня сигнала между максимумом и минимумом сравнительно невелико и обычно не превышает двукратного.

Картина меняется при приближении циклона с фронтальными грозами к месту наблюдения (верхняя кривая на рис. 1). Видно

что значительно возрастает как общая импульсно-шумовая напряженность поля, так и вариации между отдельными измерениями. На рис. 2 представлен характер сигналов за меньший интервал времени, для случаев хорошей погоды и при приближении грозового фронта на расстояние 200—250 км.

Анализ метеорологической ситуации во время наблюдений свидетельствует, что единичные импульсы, соответствующие мощным разрядам во фронтальных грозах, уверенно регистрируются на расстояниях 300—400 км. Как показывают соответствующие измерения [2, 4], идентичность синхронных импульсов наблюдается на расстояниях в сотни километров. При постановке синхронизированных базисных измерений возможно определение и местоположения очага.

В заключение следует отметить, что простота используемой аппаратуры делает целесообразной разработку соответствующих грозорегистраторов для метеорологических станций и постов, расположенных в местности с малым уровнем сетевых и промышленных помех; для тех случаев, когда имеющаяся на станциях и постах аппаратура не обеспечивает достаточной заблаговременности обнаружения грозовых очагов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л., Гусева Э. Г., Флигель Д. С. Распространение низкочастотных электромагнитных волн в волноводе земля—ионосфера. М., «Наука», 1967. 121 с.
2. Векслер В. И., Спасенных Ю. С., Поддергин Ю. Б. О характере естественного переменного электромагнитного поля. — «Развед. геофизика», 1971, вып. 47, с. 59—61.
3. Владимиров Н. П., Клейменова Н. Г. О структуре естественного электромагнитного поля Земли в диапазоне 0,5—100 герц. — «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1962, № 10, с. 1368—1374.
4. Тарасов Г. А., Сомов Г. М., Елисеев А. А., Антонов Г. К. Метод переменного естественного электрического поля. Л., «Недра», 1973. 126 с.
5. Clerc G. Prospection magneto-tellurique superficielle a partir des variations electromagnetiques de frequences comprises entre 8 Hz et 16 kHz. — Comptes rendus des seances de l'Academie des sciences, 1970, t. 270, ser. B, № 9, p. 645—648.
6. Schumann W. O. Über die Strahlungslosen Eigenschwingungen einer Leiten den Kugel die von einer Luftschicht und einer Ionosphärenhülle umgeben ist. Z. Naturforsch., 1952, Ta, 149 S.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АТМОСФЕРЫ ПРИ ТУМАНАХ

Электрическое поле, проводимость воздуха и плотность объемного заряда в атмосфере при туманах исследовались весьма подробно в различных районах земного шара [1—7].

В подавляющем большинстве этих работ установлено существенное влияние тумана на характеристики атмосферного электричества.

Проводимость воздуха в тумане всегда уменьшается. Основным физическим механизмом, определяющим такое уменьшение проводимости, является адсорбция легких ионов каплями. Изменения подвижности ионов в тумане, как это получено в наблюдениях М. Н. Герасимовой, не происходит [1].

Концентрация легких ионов уменьшается в тумане примерно в два раза [2] и лишь при очень плотном тумане она может уменьшаться в десять раз [2, 3, 4].

Измерения М. Н. Герасимовой в Павловске и на Эльбрусе, Н. В. Красногорской и Л. Р. Цванга на Эльбрусе и данные Л. Г. Махоткина показывают, что проводимость воздуха в тумане уменьшается в среднем в полтора — три раза по сравнению с проводимостью в условиях ясной погоды. При этом полярные проводимости изменяются практически одинаково. Поэтому считается, что селективная адсорбция ионов в тумане если и существует, то имеет очень малое значение [2].

Сведения об изменениях градиента потенциала атмосферно-электрического поля при туманах более разноречивы [2], [3], [5], [6].

Представлялось целесообразным провести дополнительную обработку данных сети пунктов наблюдения атмосферного электричества для того, чтобы на большем статистическом материале изучить влияние тумана на электрические параметры атмосферы, при этом существенно не ограничиваться средними величинами, а исследовать динамику изменения электрических элементов в процессе возникновения и развития тумана. Для этой цели по методу наложения эпох обработаны материалы семилетних наблюдений градиента потенциала на станциях режимной сети СССР. Обработка осуществлялась отдельно для теплого и холодного периодов года.

В таблице показаны основные результаты обработки нормированных значений градиента потенциала и проводимости воздуха (нормировка проводилась по отношению к средним за сутки величинам).

Изменение нормированных величин градиента потенциала электрического поля атмосферы при туманах (%).
Метод наложения эпох. 1964—1970 гг.

Пункт	Период	Часы до появления тумана				Часы после появления тумана									
		-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Мурманск	Теплый период (ТП)	144	106	102	117	105	91	76	96	76	104	118	130	124	125
	Холодный период (ХП)	131	110	99	105	96	104	105	115	111	112	96	92	92	90
Воейково	ТП	147	133	130	142	120	119	127	116	119	136	121	116	116	104
	ХП	116	127	123	116	108	122	108	115	108	112	104	104	123	125
В. Дубрава	ТП	129	153	101	145	146	142	168	156	143	121	136	112	127	110
	ХП	109	116	116	146	137	131	110	116	114	118	112	123	91	95
Иркутск	ТП	103	120	107	118	96	116	123	121	116	124	122	132	122	150
	ХП	140	150	146	147	130	158	155	143	139	142	137	145	152	156
Киев	ТП	106	84	71	99	111	120	109	90	152	128	107	119	111	138
	ХП	140	146	156	134	159	136	143	159	150	162	149	162	157	169
Душети	ТП	122	125	98	102	90	90	105	114	92	112	127	101	101	86
	ХП	98	108	97	112	143	117	133	137	119	114	125	121	118	120
Одесса	ТП	114	119	108	108	119	124	130	128	132	121	116	111	118	115
	ХП	122	122	120	129	124	127	139	132	126	129	125	126	135	136
Б. Елань	ТП	85	96	106	103	123	134	138	117	114	123	125	102	121	104
	ХП	121	109	102	114	123	133	117	118	77	75	102	103	124	128

Весьма большой разброс нормированных значений градиента потенциала (даже при многолетнем осреднении) обуславливается индивидуальными особенностями процесса туманообразования в разных пунктах в различные сезоны. Как уже отмечалось, электрическое поле при тумане изменяется из-за вариаций проводимости воздуха. В стационарном приближении проводимость определится из ионизационно-рекомбинационного уравнения

$$\lambda \cong \frac{f \cdot e \cdot u}{\beta N}, \quad (1)$$

где f — интенсивность ионизации, u , e — подвижность и заряд иона, β — коэффициент прилипания, N — число тяжелых ядер.

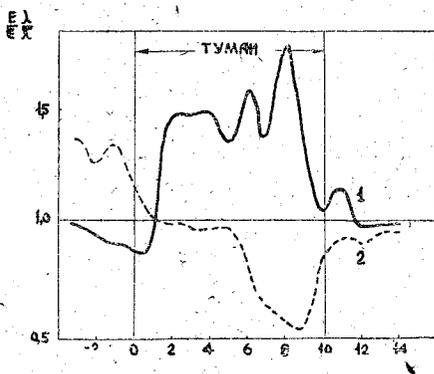


Рис. 1. Изменение средних нормированных величин напряженности электрического поля (1) и электропроводности воздуха (2) при туманах (Иркутск, теплый период)

Даже при неизменных первых трех величинах электропроводность воздуха определяется не только концентрацией ядер (капель или кристаллов тумана), но зависит от эффективности «прилипания» ионов к каплям. Последнее обстоятельство связывает электрические свойства туманов с поверхностными явлениями. При этом в отдельных случаях сильно загрязненного воздуха влияние коэффициента «прилипания», по-видимому, бывает основным [7].

В процессе эволюции тумана электрические параметры атмосферы испытывают несистематические колебания, в которых электропроводность воздуха и напряженность электрического поля не всегда изменяются противофазно.

На рисунке приведен наиболее типичный вариант изменения электрических параметров атмосферы при тумане. Кривые рисунка построены на основании обработки методом наложения эпох данных о градиенте потенциала и полярных проводимостей (и их отношения — коэффициента униполярности) за трехлетний период (1967—1969 гг.) по ст. Иркутск.

Анализ полученного материала показывает, что туман является системой, заметно влияющей на электрические параметры атмосферы. В связи с этим представляется важным оценить собственное электрическое поле тумана как совокупности заряженных капель.

Рассмотрим следующие три вероятные ситуации.

1. *Монодисперсный туман с преобладанием капель одного знака заряда.*

Интегрируя уравнение Пуассона (одномерный случай) для тумана мощностью H , которая не зависит от высоты и концентрации положительно и отрицательно заряженных капель N_+ , N_- , получим напряженность поля

$$E = \frac{(N_+ - N_-) \cdot q \cdot H}{2\epsilon_0}, \quad (2)$$

где q — заряд капли.

По Л. Г. Махоткину [4], заряд капли тумана пропорционален ее радиусу

$$q = c \cdot r.$$

Полагая, что заряженные капли составляют 20% от общего числа частиц тумана и положительно заряженных капель на 10% больше, чем заряженных отрицательно [4], для тумана мощностью 100 м со средней концентрацией капель 400 1/см³ найдем, что $E = 600$ В/м.

2. *Полидисперсный туман с преобладанием капель одного заряда.*

Если принять, как и в предыдущем случае, заряд капли пропорциональным ее радиусу, то напряженность электрического поля определится равенством

$$E = \frac{c}{\epsilon_0} \int_0^H \left[\int_0^\infty r \cdot F(r) dr \right] dz, \quad (3)$$

где $F(r)$ — функция распределения капель по размерам. Для функции распределения можно использовать зависимость, полученную А. Х. Хргианом и И. П. Мазиным.

$$F(r) = A \cdot r^2 \cdot e^{-br}, \quad (4)$$

где A и b — параметры распределения, связанные со средним радиусом капель и водностью тумана (функция распределения по Хргиану — Мазину хорошо описывает вероятности появления капель малого и среднего радиуса в облаках и может быть применима к туманам). В результате интегрирования получим

$$E = \frac{6 \cdot c \cdot ANH}{b^4 \cdot \epsilon_0}. \quad (5)$$

Учитывая связь параметров A и b с водностью w тумана и средним радиусом капли $r_{\text{ср}}$, найдем, что

$$A = \frac{b^6 w}{160 \pi \rho_b}; \quad b = \frac{3}{r_{\text{ср}}}, \quad (6)$$

где ρ_b — плотность воды. Окончательно будем иметь

$$E = \frac{c w H}{9 \varepsilon_0 r_{\text{ср}}^2 \rho_b}. \quad (7)$$

Для тумана со средним радиусом капли 10 мк и водностью 0,2 г/м³ в случае, когда заряженные капли составляют 10% от общего числа капель, напряженность поля будет равна 500 В/м.

3. *Монодисперсный туман с дипольным распределением заряда.*

Напряженность электрического поля слоистой дипольной структуры определится разностью полей положительно и отрицательно заряженных слоев

$$E = \frac{1}{\varepsilon_0} (N_+ q_+ z_+ - N_- q_- z_-), \quad (8)$$

где N_+ , N_- — концентрация капель с зарядами q_+ , q_- ,
 z_+ , z_- — центры расположения униполярных слоев.

При $N_+ = N_- = 20\%$ N и $z_+ - z_- = 100$ м напряженность поля будет равна 20 000 В/м.

Таким образом, как в случае униполярного, так и в случае биполярного тумана его собственное электрическое поле должно в десятки и сотни раз превосходить поле ясной погоды. Наблюдаемые вариации электрического поля составляют в среднем 10—50% от поля ясной погоды. Это свидетельствует об отсутствии (или ничтожно малой роли) процессов униполярного заряжения и разделения зарядов тумана в пространстве. Если учесть сравнительно небольшие площади, занимаемые туманами, и хаотичность их распределения в пространстве, то можно заключить, что роль тумана как локального генератора электричества очень невелика.

ЛИТЕРАТУРА

1. Герасимова М. Н. Наблюдения над атмосферным электричеством на Эльбрусе. — «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1939, № 4—5.
2. Туманы. Сб. статей под ред. М. Е. Берлянда. Л., Гидрометеоздат, 1961: 387 с.
3. Красногорская Н. В. Электричество приземного слоя воздуха. Л., Гидрометеоздат, 1973. 239 с.

4. Махоткин Л. Г., Соловьев В. А. Электрические характеристики атмосферы при туманах. — «Труды ГГО», 1960, вып. 97.
5. Махоткин Л. Г., Сушинский Б. Л. Плотность объемного заряда в Сестрорецке. — «Труды ГГО», 1960, вып. 110.
6. Jaskowska A. Elementy elektryczności atmosferycznej podczas mgły w Szwedze. Mater. prace Zakł. geof. PAN, 1968, Nr. 25, 81—94.
7. Ottevanger W. P. A. G. The atmospheric electric fog effect at De Bilt, PAGEOPH, 1972, III, v. 95.

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУМАНОВ ПРИМОРЬЯ

Туманы в районе Приморья, будучи связанными как с адвекцией воздушных масс в прибрежных районах, так и с суточным ходом метеоэлементов, имеют значительную повторяемость в различные сезоны.

В связи с этим аэроклиматические характеристики туманов, включающие в себя ряд характеристик, таких, как микроструктура и синоптические ситуации (продолжительность существования туманов, площадь, занятая ими), представляют значительный интерес. К настоящему времени существует весьма ограниченная литература по этому вопросу [1, 2, 3].

Нашей задачей являлся анализ материалов наблюдений за туманами по десяти континентальным станциям за двадцатилетний ряд — с 1952 по 1974 гг. (кроме станции Кавалерова, на которой наблюдения ведутся с 1956 г.) и по трем станциям, расположенным на побережье Японского моря, за пятнадцатилетний период — с 1952 по 1966 гг.

Изучался годовой ход повторяемости числа случаев тумана, суточный ход образования и рассеяния туманов, их продолжительность, связь между повторяемостью туманов и основными метеорологическими параметрами в ближайший период времени, предшествующий моменту образования туманов.

За случай тумана принимался туман, если перерыв в нем был менее 30 мин.

1. *Общее число случаев тумана на станциях за рассмотренный период различно.* На континентальных станциях наибольшее число туманов отмечено в Улунге (2889), а наименьшее — в Новосельском (251).

На прибрежных станциях м. Золотой и Терней число случаев тумана почти одинаково (908 и 944 случая соответственно), на станции м. Сосунова наблюдалось 718 случаев тумана.

Четко прослеживается закономерность: наибольшее число случаев тумана отмечено на станциях, расположенных вблизи побережья (чем дальше находится станция от береговой линии, тем меньше число случаев тумана наблюдается на ней в рассмотренный период).

2. *Повторяемость числа случаев туманов в течение года.* На указанных станциях четко выражен годовой ход повторяемости тумана. Наименьшая повторяемость тумана отмечается в холодное полугодие (0,0—3,0%). Максимум повторяемости приходится на

летние месяцы (13—29%). На прибрежных станциях наиболее часто туманы образуются в июле. На континентальных станциях в зависимости от места их расположения, рельефа местности, наличия водных бассейнов максимум повторяемости образования туманов приходится на разные месяцы теплого полугодия. На станциях Кавалерово, Фурманово, Пограничный наибольшее число случаев тумана отмечается в июле. Это объясняется выносом воздушных масс с Японского моря вглубь континента по долинам рек, вблизи которых находятся указанные станции. На станциях Вострецово, Анучино наиболее часты туманы в сентябре, а на остальных континентальных станциях наибольшее число случаев туманов приходится на август.

3. *Суточный ход образования и рассеяния туманов.* Из анализа данных следует, что туманы образуются в любое время суток. На прибрежных станциях и на континентальной станции Улунга наиболее вероятно образование тумана в ночные часы (в 1—4 часа местного декретного времени).

На станциях Вострецово, Малиново, Кавалерово максимум повторяемости образования тумана приходится на период с 4-х до 7 часов местного декретного времени, на станции Пограничный — с 7 до 10 часов, на станциях Дальнереченск, Астраханка, Новосельское, Анучино, Фурманово наиболее часто туманы образуются в период с 10 до 13 часов местного декретного времени.

Такой суточный ход образования туманов связан с охлаждением воздуха над водоемами, находящимися вблизи данных станций. Суточный ход времени рассеяния туманов четко выражен на континентальных станциях. Наиболее вероятно рассеяние туманов в 13—16 часов, когда подстилающая поверхность прогрета и развит интенсивный турбулентный обмен. Можно отметить второй, менее выраженный максимум повторяемости рассеяния туманов с 7 до 10 часов утра.

На прибрежных станциях нет четко выраженного максимума повторяемости рассеяния туманов. Они могут рассеиваться в любое время суток, наибольшие значения повторяемости рассеяния туманов на станции Терней приходятся на 13—16 часов, на станции Сосуново — на 7—10 часов, на станции Золотой — на период с 1 до 4 часов. Минимальные значения повторяемости рассеяния туманов на прибрежных станциях наблюдаются в вечерние часы — с 19 часов до 1 часа ночи.

4. *Продолжительность туманов* (табл. 1). На рассмотренных станциях наибольшую повторяемость имеют туманы продолжительностью от 3 до 6 часов, а на станциях Астраханка, Малиново, Дальнереченск, Терней наиболее часты туманы продолжительностью 1—3 часа. На континентальных станциях очень редко наблюдаются туманы продолжительностью более 15 часов.

5. *Связь между повторяемостью туманов и основными метеорологическими параметрами* (табл. 2, 3, 4, 5). Туманы в Приморье наиболее часто образуются при температурах воздуха 20—10°C.

Повторяемость (в %) туманов различной продолжительности

Таблица 1

Название станции	Продолжительность туманов (в часах)											
	менее 1 часа	1—3	3—6	6—9	9—12	12—15	15—18	18—21	21—24	24—48	48—72	более 72 часов
Улунга	8,0	26,0	27,0	15,0	15,0	14,4	6,3	3,0	0,9	0,6	0,0	0,0
Вострецово	6,8	32,9	37,7	15,9	5,9	0,8	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Дальнереченск	12,4	42,7	30,9	10,9	2,7	0,4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Малиново	9,1	33,8	32,8	16,7	6,3	0,8	0,5	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Астраханка	12,9	43,5	29,2	8,9	5,5	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Новосельское	12,0	22,6	45,0	10,3	7,4	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Кавалерово	8,8	30,2	36,5	15,8	3,0	0,0	0,6	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Анучино	2,1	30,8	40,8	21,8	4,2	0,3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Пограничный	5,8	30,2	37,6	20,6	5,8	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Фурманово	3,9	28,4	33,9	25,1	7,7	0,8	0,1	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0
Терней	13,7	29,8	23,6	12,8	7,9	5,7	3,4	0,7	1,3	1,4	0,4	0,4

Повторяемость туманов (в %) при различных температурах воздуха

Таблица 2

Название станции	Температура воздуха в градусах					
	30—20	20—10	10—0	0—(—10)	(—10)—(—20)	(—20)—(—30)
Улунга	0,7	41,0	35,0	18,6	4,4	1,3
Вострецово	0,8	52,5	35,8	8,9	1,4	0,6
Дальнереченск	10,5	55,4	22,4	6,5	2,9	2,3
Малиново	5,0	56,6	30,2	6,1	2,0	0,1
Астраханка	6,5	56,8	27,9	7,1	1,4	1,3
Новосельское	6,4	48,1	18,8	10,0	10,3	6,6
Кавалерово	2,5	56,1	39,4	4,0	0,0	0,0
Анучино	3,8	65,2	26,9	4,1	0,0	0,0
Пограничный	7,4	72,8	17,5	2,2	0,1	0,0
Фурманово	4,3	63,1	30,7	1,9	0,0	0,0
м. Золотой	0,2	44,5	47,0	8,3	0,0	0,0
м. Сосунова	0,0	42,1	40,4	17,5	0,0	0,0
Терней	0,8	51,0	42,6	5,6	0,0	0,0

Повторяемость туманов (в %) при различных значениях относительной влажности воздуха

Таблица 3

Название станции	Относительная влажность воздуха, %							
	100—95	95—90	90—85	85—80	80—75	75—70	70—65	65—60
Улунга	70,0	12,0	7,0	4,0	3,0	1,5	0,5	2,0
Вострцево	73,8	16,7	6,4	1,5	0,9	0,5	0,2	0,0
Дальнереченск	60,2	20,2	10,1	4,8	3,3	0,8	0,6	0,0
Малиново	87,5	7,4	3,4	0,8	0,6	0,3	0,0	0,0
Астраханка	76,3	14,1	7,3	1,0	1,0	0,3	0,0	0,0
Новосельское	59,7	17,1	12,0	5,3	4,3	1,6	0,0	0,0
Кавалерово	93,0	5,0	1,0	0,0	0,0	0,5	0,5	0,0
Анучино	81,7	11,0	4,8	1,7	0,3	0,0	0,3	0,0
Пограничный	88,8	5,7	4,0	0,6	0,3	0,3	0,3	0,0
Фурманово	71,0	21,0	5,0	1,9	0,3	0,2	0,6	0,0
м. Золотой	88,0	8,7	1,7	0,6	0,4	0,0	0,6	0,0
м. Сосунова	91,0	6,7	1,5	0,6	0,1	0,0	0,1	0,0
Терней	77,5	15,4	4,7	1,7	0,2	0,3	0,2	0,0

Повторяемость тумана при различных скоростях ветра

Таблица 4

Название станции	Скорость ветра, м/с				
	штиль	1—3	3—6	6—12	12
Улунга	22,0	28,0	25,0	14,0	1,1
Вострцево	83,0	16,2	0,8	0,0	0,0
Дальнереченск	34,3	57,1	7,8	0,8	0,0
Малиново	31,5	61,5	7,0	0,0	0,0
Астраханка	23,1	31,3	32,7	12,9	0,0
Новосельское	43,4	47,4	8,3	0,9	0,0
Кавалерово	80,0	19,0	0,5	0,5	0,0
Анучино	43,5	54,2	1,8	0,5	0,0
Пограничный	77,0	22,5	0,5	0,0	0,0
Фурманово	93,1	6,0	0,8	0,1	0,0
м. Золотой	19,0	26,3	32,3	20,1	2,3
м. Сосунова	30,3	35,0	18,8	14,1	1,8
Терней	27,6	47,8	18,6	5,9	0,1

Повторяемость туманов (в %) при различных направлениях ветра

Название станции	Направление ветра, румбы																
	штиль	ССВ	СВ	ВСВ	В	ВЮВ	ЮВ	ЮЮВ	Ю	ЮЮЗ	ЮЗ	ЗЮЗ	З	ЗСЗ	СЗ	ССЗ	С
Улунга	22	0,9	4,5	3,7	18,1	3,3	3,2	0,6	0,6	1,8	5,4	11,0	19,2	3,8	2,4	0,2	0,3
Малиново	31,5	0,9	0,6	0,2	1,3	1,8	28,1	16,6	10,5	3,6	1,1	0,4	0,4	0,6	0,8	0,2	1,5
Дальнереченск	37,2	2,4	1,3	4,9	7,0	1,3	1,7	0,6	2,9	4,9	15,7	7,5	2,9	1,5	1,7	0,8	5,7
Вострцово	83,0	0,3	1,4	0,3	7,4	0,8	0,0	0,0	0,0	0,0	0,8	0,0	2,8	0,4	2,3	0,0	0,5
Астраханка	23,1	2,2	2,2	0,0	0,8	0,6	2,8	2,8	8,6	30,4	19,0	2,4	0,3	0,7	0,0	1,2	2,9
Новосельское	43,4	0,0	2,0	0,4	3,2	1,2	5,8	4,3	9,1	7,2	11,7	1,2	0,4	0,4	1,2	1,6	6,9
Кавалерово	80,0	1,5	1,5	0,0	0,0	1,5	4,5	5,5	1,0	0,0	0,5	0,0	1,5	0,5	2,0	0,0	0,0
Анучино	43,5	0,4	0,6	0,0	0,0	0,2	0,0	0,2	0,3	2,1	12,4	25,4	12,0	2,5	0,4	0,0	0,0
Пограничный	77,0	1,1	1,3	3,4	0,7	1,1	1,0	1,1	0,2	0,7	1,1	1,1	6,1	2,2	0,6	0,5	1,1
Фурманово	93,1	0,0	0,1	0,0	1,7	1,7	0,9	0,4	0,1	0,0	0,6	0,0	0,9	0,4	0,1	0,0	0,1
м. Золотой	19,0	12,6	20,5	1,5	0,7	0,6	0,1	0,1	0,4	2,9	26,5	10,3	1,5	0,6	0,2	0,1	0,4
м. Сосунова	30,3	11,7	7,6	0,1	0,4	0,6	1,0	0,4	16,7	11,7	6,5	1,0	3,7	0,8	0,9	0,1	6,5
Терней	27,6	0,9	3,2	4,3	7,1	4,1	8,7	5,9	19,0	6,7	2,5	1,1	0,9	0,7	5,6	1,9	2,2

На станции Вострецово наибольшая повторяемость тумана при температурах 5—10°C.

На станции Кавалерово вероятность образования тумана при температурах 15 — 10 и 10 — 0° одинакова, на м. Золотом максимум повторяемости образования туманов приходится на диапазон температур 10 — 0°C. Относительная влажность воздуха в период, ближайший к моменту образования тумана, в большинстве случаев составляла 100—95%; однако отмечались случаи образования тумана при меньших значениях влажности (90—96%).

Рассмотрена зависимость между повторяемостью туманов и скоростью ветра.

На станциях Вострецово, Кавалерово, Пограничный, Фурманово наибольшее число случаев тумана отмечено при штиле, в Улунге, Дальнереченске, на станциях Малиново, Новосельское, Анучино, Сосуново, Терней — при скорости ветра 1—3 м/с, на станциях Астраханка, м. Золотой — при скорости ветра 3—6 м/с.

Рассматривая связь между повторяемостью туманов и направлением ветра, можно заметить, что на станциях, за исключением станций Вострецово, Кавалерово, Пограничный, Фурманово, отмечается кроме основного максимума повторяемости туманов при штиле второй максимум при различных для каждой станции направлениях ветра.

На станции Улунга значительное число случаев туманов отмечается при восточных и западных ветрах, на станции Малиново — при юго-западных, Анучино — при западно-юго-западных ветрах, на станции Астраханка наибольшее число случаев тумана отмечается при юго-юго-западных и юго-западных ветрах, на мысе Золотом — при юго-западных и северо-восточных, на станции Сосуново и Терней наиболее часто отмечаются туманы при штиле и ветрах южных направлений.

6. *Интенсивность туманов.* На станциях Улунга, Вострецово, Кавалерово, Пограничный преобладают слабые туманы; на станциях Астраханка, Новосельское, Анучино, Золотой, Сосуново, Терней — умеренные; на станциях Малиново, Фурманово — сильные туманы, с дальностью видимости менее 100 м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ильинский О. К. Низкая облачность в Приморье и на Сахалине. — «Труды ДВНИГМИ», 1959, вып. 5.
2. Архангельский В. Л., Петренко К. В. Туманы как фактор ухудшения видимости в районе аэропорта Владивосток. — «Труды ДВНИГМИ», 1959, вып. 5.
3. Жабунина В. П. Режим синоптических условий появления и рассеяния низкой облачности в аэропорту Владивосток. — «Труды ДВНИГМИ», 1968, вып. 26.

П. П. КУЧЕРЯВЫЙ (Калининградский государственный университет)

МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ЯСНОВСКОГО МАССИВА ПОЛЬДЕРНЫХ ЗЕМЕЛЬ ЗА 1974 год

Ясновский массив осушения-орошения расположен в северо-западной части Калининградской области, в дельтовой низменности Немана. Северной его границей служит русло Немана, а южная проходит по реке Матросовке. С запада массив польдерных земель омывается водами Куршского залива, на востоке он примыкает к долине Немана.

Для сброса избыточных вод здесь сооружены насосные станции, густая сеть мелиоративных каналов, дренирующих земли массива. От затопления водами рек и залива польдерные земли ограждены дамбами. Общая площадь массива — 43 534 га.

В сентябре 1972 г. при кафедре физической географии Калининградского государственного университета была создана Гидро-мелиоративная лаборатория НИС для разработки мероприятий по регулированию водно-воздушного режима почвогрунтов на системах двухстороннего действия в условиях польдерных земель. Для выполнения поставленных задач на территории Славского района Калининградской области было оборудовано 3 гидро-геологических створа с 18 скважинами для наблюдений за уровнями грунтовых вод. Установлено 11 гидрологических постов для наблюдений за уровнем режимом сети мелиоративных каналов и рек массива польдерных земель. В июне 1973 г. открылась метеорологическая станция (МС) «Раздольное» со специальной программой наблюдений.

Ясновский массив польдерных земель отличается преобладанием плоских аллювиально-аккумулятивных и болотных форм рельефа, характеризуется отрицательными отметками поверхности со слабым наклоном к Куршскому заливу.

Почвенный покров польдеров трех уровней представлен в основном комплексом аллювиальных почв на речных дельтовых наносах: торфяно-перегнойными, торфяными почвами, с участками дерново-песчаных, супесчаных и суглинистых почв.

Основным видом растительности массива польдерных земель является луговое разнотравье. Лесные массивы располагаются севернее и южнее польдерных земель.

Климатические особенности Ясновского массива польдерных земель, как и всей территории Калининградской области, отличаются чертами переходного климата от морского к континентальному, с усилением черт континентального по мере удаления от побережья Балтийского моря.

В пределах расположения Ясновского польдерного массива величины суммарной солнечной радиации составляют 82—84 ккал/см² год, а радиационного баланса — 36 ккал/см² год (табл. 1) [4].

Таблица 1

Среднемесячные и годовые величины радиационного баланса (ккал/см² год)

Станция	Месяц												Год
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	
Шилуте	-0,5	-0,1	1,2	5,0	7,0	7,9	7,8	5,1	3,0	0,8	-0,4	-0,8	36,0
Каунас	-0,6	-0,3	1,1	4,5	7,2	8,0	7,6	5,6	3,0	0,7	-0,2	-0,7	35,9

В связи со значительным переувлажнением земель летом здесь достаточно высоки затраты тепла на испарение, свыше 36 ккал/см² год. Дополнительным источником прихода тепла является Атлантика, откуда ежегодно поступает около 75 ккал/см² год, что в два раза превышает величины радиационного баланса области.

Отличительной чертой климата массива, как и Калининградской области в целом, является также вынос морских воздушных масс с Атлантики. Кроме того, территория области находится под влиянием выноса воздушных масс с Евразийского материка.

В холодный период года морские воздушные массы обуславливают частые оттепели и значительно смягчают термический режим зимы (табл. 2) [4].

Таблица 2

Средняя месячная и годовая температура воздуха

Станция	Месяц												Год
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	
Шилуте	-4,1	-0,1	-0,6	5,6	11,2	14,9	17,1	16,1	12,3	6,9	2,1	-1,5	6,4
Советск	-4,2	-3,7	-0,4	5,8	12,0	15,2	17,5	16,3	12,5	7,0	1,9	-1,9	6,5

В теплый период года вторжение морских воздушных масс служит причиной пасмурной, дождливой и прохладной погоды. Вторжение континентальных воздушных масс обычно вызывает резкое

изменение погоды. Зимой арктические и континентальные воздушные массы приносят сильные морозы, весной и осенью — заморозки, а летом вызывают жаркую погоду. Отчетливо выраженное преобладание морских воздушных масс Атлантики сказывается на высокой степени облачности в течение года, что приводит к уменьшению прямой солнечной радиации; в связи с этим небольшая испаряемость, а также влияние рельефа обуславливают меридиональный характер распределения на территории области температуры воздуха, осадков и других климатических элементов.

Зимой западная часть области, в том числе Ясновский массив польдерных земель, оказывается более теплой, чем восточные районы. По агроклиматическим ресурсам области польдерные земли относятся к агроклиматическому подрайону III б [1]. Теплообеспеченность этого подрайона характеризуется суммой положительных температур воздуха в 2700—2750°, вегетативных — 2500—2600° с продолжительностью вегетационного периода 192—196 дней в году. Сумма эффективных температур воздуха составляет 2200—2300°.

Территория Калининградской области, в том числе и Яновского массива польдерных земель, относится к зоне избыточного увлажнения. Избыточное увлажнение земель определяется главным образом величиной выпадающих осадков (табл. 3) и неглубоким залеганием грунтовых вод.

Таблица 3

Среднемесячные, сезонные и годовые величины осадков (мм)

Станция	Месяц														Год
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	XI—III	IV—X	
Шилуте	51	44	33	52	59	81	91	81	73	73	66	59	253	481	734
Тимирязева	43	37	35	41	48	69	82	96	69	62	55	56	226	467	693

Средняя величина осадков для Калининградской области составляет 750 мм; суммарное испарение — 532 мм или 71%, а на поверхностный сток приходится 218 мм [3], т. е. только 23% годовой суммы сбрасывается реками в Куршский залив и Балтийское море.

Погодные условия 1974 г. для Калининградской области в целом и Яновского массива польдерных земель в частности были аномальными по всем показателям. Прежде всего, в годовом ходе осадков наблюдались засушливые периоды (апрель — май) и периоды с обильным выпадением осадков (октябрь) — в 3,5 раза больше нормы. В 1974 г. оказались нарушенными сроки наступле-

ния сезонов года. Весна началась с запозданием на две недели, что сказалось на фазах развития растительности, сроках посева сельскохозяйственных культур. Лето оказалось дождливым, за июнь — июль выпало 193 мм осадков. В течение этих месяцев преобладал циклональный тип погоды, осадки выпадали почти ежедневно. Таким образом, июль 1974 г. был прохладным и дождливым. Синоптические процессы июля отличались усиленной циклонической деятельностью с устойчивой западной циркуляцией. Ветры западных румбов составили 68,1% от общего числа направлений, что сказалось на величине выпадающих осадков и температурном режиме.

1974 г. отличался весьма выраженной аномальностью в ходе метеорологических элементов, особенно в термическом режиме и количестве и режиме выпадения осадков, что ставило перед работниками Славского управления осушительных систем весьма трудные задачи в регулировании влажности почвогрунтов польдерного массива. Сумма осадков теплого времени года составила 307 мм, это на 147 мм меньше нормы, а холодного — 522 мм, что на 289 мм больше нормы, т. е. в 2,5 раза больше нормы. Кроме того, годовая сумма осадков 1974 г. превысила норму на 136 мм. Метеорологические условия 1974 г. сказались на величине суммарного испарения. При норме в 532 мм испарение за 1974 г. составило 516 мм.

Величина поверхностного стока на землях Ясновского польдерного массива за 1974 г. составила 313 мм, что на 95 мм больше среднего многолетнего значения. Откачка воды с польдера низкого уровня станции Прохладное за 1974 г. составила 917 мм или 29 л/с с 1 км², что указывает на хорошую гидравлическую связь почвенных и грунтовых вод торфяников с грунтовыми водами, залегающими в подстилающих породах (пылеватых песках дельтового комплекса). Величина откачки воды насосной станцией низкого польдера в Прохладном за 1974 г. на 88 мм превысила сумму осадков года.

Соотношение величин выпадающих осадков, режим работы насосных станций Ясновского польдерного массива, режим и величины испарения влаги весьма существенно сказывались на уровнях залегания почвенных и грунтовых вод. Грунтовые воды массива в 1974 г. залегали на глубинах 0,3—2,5 м. Высокими были уровни грунтовых вод в осенне-зимний период, и это привело к значительным эксплуатационным затратам (например, откачка излишних грунтовых вод).

Регулирование водно-воздушного режима почвогрунтов массива польдерных земель в летнее время года заключалось в поддержании грунтовых вод на уровне 0,8 м. Для этого было необходимо открывать шлюзы, чтобы исключить разрыв зоны капиллярного поднятия влаги от зеркала грунтовых вод. Естественно, что знание метеорологического режима для регулирования влажности почвогрунтов массива польдерных земель приобретает весьма актуальное значение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Агроклиматические ресурсы Литовской ССР и Калининградской области РСФСР. Л., Гидрометеиздат, 1972. 143 с.
2. Докучаев Н. С. Исследование окислительно-восстановительных условий почв полейдеров Калининградской области в связи с их осушением и окультуриванием. Автореф. дис. на соиск. уч. степени канд. с.-х. наук. Пушкин, 1968. 20 с. (Ленинградский сельскохозяйственный ин-т).
3. Кучерявый П. П. Воды Калининградской области. В кн.: Изученность природных ресурсов Калининградской области. Л., 1972, с. 54—63.
4. Ресурсы поверхностных вод СССР. Т. 4. Прибалтийский район. Вып. 3. Литовская ССР и Калининградская область РСФСР. Л., Гидрометеиздат. 1969. 507 с.

Л. А. ХАНДОЖКО (ЛГМИ)

ЭКОНОМИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОГНОЗОВ ОПАСНЫХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ НА ОЗЕРАХ И КРУПНЫХ ВОДОХРАНИЛИЩАХ

Имеющиеся в настоящее время способы оценки экономической эффективности прогностической информации [1, 2, 3, 5] позволяют в определенной мере установить ее практическую полезность.

В работе [4] был изложен один из общих подходов в решении данной задачи. В качестве критерия полезности прогнозов принимается удельная экономическая эффективность альтернативных прогнозов применительно к конкретным условиям производства, в частности к задачам речного и морского флота.

Многие озера и искусственные водохранилища являются не только базовыми акваториями, но и важными судоходными путями речной системы страны. Особое значение приобретает гидрометеорологическое обеспечение на этих водных трассах речного транспорта и лесосплава. В настоящее время в СССР насчитывается 150 водохранилищ объемом свыше 100 млн. м³ каждое, в том числе 15 крупных водохранилищ с полным объемом более 10 км³ и площадью водного зеркала более 50 км².

Интенсивные внутрибассейновые перевозки, выполняемые речным флотом, транспортировка леса в плотках, а также многочисленные стационарные работы (погрузо-разгрузочные, дноуглубительные, гидротехнические и другие) постоянно требуют прогноза ветра над водной поверхностью.

Влияние погодных условий сильно сказывается, в частности, на буксировке плотов и их состоянии. Достаточно точные рейсовые прогнозы позволяют диспетчерской службе правильно рассчитать наиболее выгодные условия перехода, а заблаговременные штормовые предупреждения — предотвратить значительные потери древесины.

По озерам, водохранилищам и рекам страны транспортируется огромное количество леса в плотках. Сберечь добытую древесину — значит сохранить для народного хозяйства материальные ценности, определяемые суммой средств, израсходованных на лесозаготовительные работы.

С 1960—1965 гг. в некоторых бюро погоды, гидрометбюро (ГМБ) и гидрометобсерваториях (ГМО) предпринимаются попытки экономической оценки гидрометеорологического обеспечения лесосплава. Для этого, например, используется упрощенный способ, который сводится к сравнению потерь лесосплава текущего года (навигации) с потерями первого (реперного) года начала эксплуатации водохранилища и организации гидрометобеспечения. Тогда экономическая эффективность методических прогнозов ветра определяется по приближенной формуле

$$S_m = \frac{C' n(L_0 - L)}{d}, \quad (1)$$

где C' — стоимость 1 м³ древесины в рублях;
 n — число штормовых дней за навигацию;
 L_0 — потери древесины в реперном году, м³;
 L — потери древесины в текущем году, м³;
 d — число организаций, обеспечивающих лесосплав.

На Куйбышевском водохранилище, например, в качестве реперного года принят 1956 г., в котором убытки в штормовый день навигации составили в среднем 6192 м³ древесины.

Основной недостаток формулы (1) состоит в том, что не прослеживается прямая связь S_m с рейсовыми прогнозами и их ошибками.

Все это говорит о необходимости более общего подхода к решению задачи.

1. В соответствии с методикой, изложенной в работе [4], были выполнены расчеты экономической эффективности прогнозов ветра по Горьковскому и Куйбышевскому водохранилищам.

В качестве исходных данных были взяты 12-часовые рейсовые прогнозы, составляемые по Горьковскому водохранилищу Волжской ГМО г. Городец и по Куйбышевскому — ГМО г. Тольятти. Все прогнозы приводились к полным рейсовым прогнозам по всей трассе. Продолжительность рейса на Горьковском водохранилище 48 часов, на Куйбышевском — 144 часа.

Введем следующие обозначения: M — число плоторейсов, n_{ij} — число 12-часовых прогнозов в матрице оправдываемости прогнозов при данном сочетании прогноза (П) и фактической погоды (Ф), N — число 12-часовых прогнозов за месяц, m — число 12-часовых прогнозов в одном рейсе — полных рейсовых прогнозов:

по Горьковскому водохранилищу $m = \frac{48}{12} = 4$, по Куйбышевскому —
 $m = \frac{144}{12} = 12$, $r = \frac{N}{m}$ — число полных рейсовых прогнозов за
 месяц, $K = \frac{M}{r}$ — число плоторейсов, приходящихся на один пол-

ный рейсовый прогноз.

Стоимость одного плоторейса (C) определяется как отношение стоимости всего лесосплава за месяц к числу плоторейсов. Можно записать:

$$C = \frac{SQ}{M},$$

где S — стоимость сплава 1 м^3 леса (табл. 1);

Q — количество древесины (м^3), сплавленной по водохранилищу за месяц.

Стоимость содержания (обслуживания) одного плоторейса (p) представляет собой издержки, приходящиеся на один плоторейс (расход горючего, амортизационные расходы, заработная плата и т. п.), которые определяются главным образом величиной простоя плота в убежище при опасных значениях ветра.

Указанные стоимостные значения по данным, предоставленным нам экономическими отделами сплавных организаций в городах Тольятти и Городец, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Стоимость сплава леса и значения p

Водохранилище	Стоимость 1 м^3 лесосплава, руб.	Стоимость содержания одного плоторейса p , руб.
Горьковское	0,16	1972— } 300 1974 }
Куйбышевское	0,37	1972 470 1973 550

Приведем в качестве примера расчет экономической эффективности прогноза ветра за сентябрь 1973 г. по Куйбышевскому водохранилищу. Для этого используем матрицу стоимости, состоящую из четырех ячеек, подробно рассмотренную в работе [4].

Матрица частот n_{ij} представлена в табл. 2.

Таблица 2

Матрица оправдываемости прогнозов n_{ij}

$\Pi_i \backslash \Phi_j$	Π	$\bar{\Pi}$	Σ_i
Φ	$n_{11} = 8$	$n_{12} = 8$	$n_{10} = 16$
$\bar{\Phi}$	$n_{21} = 0$	$n_{22} = 44$	$n_{20} = 44$
Σ_j	$n_{01} = 8$	$n_{02} = 52$	$N = 60$

В первой ячейке ($\Pi \sim \Phi$) матрицы стоимости лесосплава имеем

$$\rho_{11} = \bar{a}n_{11} - pn_{11}, \quad (2)$$

где \bar{a} — средняя стоимость условной аварийности,

n_{11} — число прогнозов при сочетании ($\Pi \sim \Phi$).

Для определения \bar{a} используется соотношение

$$\bar{a} = \frac{zC^1}{M},$$

где z — потери древесины в штормовый день в данном году,

C^1 — стоимость 1 м³ древесины.

Для последующего расчета имеем: $z=126$ м³ (в 1973 г.),

$C^1=20$ руб., $M=21$, $N=60$, $n_{11}=8$. Отсюда $\bar{a}=120$ руб.

Далее с учетом $K=4,2$ определяем количество плоторейсов, приходящихся на данное число полных рейсовых прогнозов, отмеченных в данной ячейке

$$\tilde{n}_{ij} = K \frac{n_{ij}}{m}.$$

Тогда $\tilde{n}_{11} = 4,2 \cdot \frac{8}{12} = 2,9$.

В итоге $\tilde{\rho}_{11} = \bar{a}\tilde{n}_{11} - pn_{11} = 120 \cdot 2,9 - 550 \cdot 2,9 = -1247$ руб.

Для второй ячейки ($\bar{\Pi} \sim \Phi$) матрицы стоимости лесосплава запишем

$$\tilde{\rho}_{12} = \tilde{C}n_{12} - \bar{a}\tilde{n}_{12}, \quad (3)$$

где C — стоимость одного плоторейса.

Зная, что $S=0,37$ руб., $Q=718500$ м³ (сентябрь), находим $C=12680$ руб. Здесь при $n_{12}=8$ также получаем $\tilde{n}_{12}=2,9$. В итоге $\tilde{\rho}_{12} = 12680 \cdot 2,9 - 120 \cdot 2,9 = 36424$ руб.

Для третьей ячейки ($\Pi \sim \bar{\Phi}$) матрицы стоимости лесосплава имеем

$$\tilde{\rho}_{21} = \tilde{C}n_{21} + p\tilde{n}_{21}. \quad (4)$$

В сентябре ошибочных прогнозов n_{21} не было, следовательно $\tilde{\rho}_{21} = 0$.

Для четвертой ячейки ($\bar{\Pi} \sim \bar{\Phi}$) матрицы стоимости лесосплава запишем

$$\tilde{\rho}_{22} = \tilde{C}n_{22}. \quad (5)$$

Зная $\tilde{n}_{22} = 15,2$, получаем $\tilde{\rho}_{22} = 192736$ руб.

В итоге экономия материальных средств, достигнутая благодаря методическим прогнозам, полученным на основании расчетов по формулам (2 — 5), равна

$$S_m = \tilde{\rho}_{22} + \tilde{\rho}_{11} - \tilde{\rho}_{21} - \tilde{\rho}_{12} = 155065 \text{ руб.}$$

Аналогичные расчеты выполняются для инерционных прогнозов: $S_n = 128932$ руб. Удельная экономическая эффективность прогнозов ветра в итоге в соответствии с формулой

$$P_s = \left(\frac{S_m - S_n - S_0}{S_0} \right) \cdot 100 \quad (6)$$

составляет 1207 руб. Затраты на оперативный отдел ГМО за месяц ($S_0 = 2000$ руб.) в 12 раз меньше получаемой прибыли. Иначе говоря, согласно формуле (6), на каждые 100 руб., затраченные государством на содержание ГМО, народному хозяйству возвращается 1207 руб.

Для Горьковского водохранилища по многолетним данным средняя стоимость условной аварийности равна нулю в течение всей навигации.

Окончательные результаты расчета экономической эффективности прогнозов ветра на рассматриваемых водохранилищах приведены в табл. 3 и 4.

Анализ результатов расчета показывает, что экономическая эффективность метеорологического обеспечения лесосплавных организаций как на Горьковском, так и на Куйбышевском водохранилище колеблется в больших пределах. Максимальное значение P_s на Горьковском водохранилище получено в июле 1973 г. (10,54 : 1), на Куйбышевском — также в июле 1973 г. (18,48 : 1). В это время над центральными районами ЕТС наблюдались сложные погодные условия: частое вторжение циклонов, быстрая смена воздушных масс и фронтальных разделов.

В осенние месяцы, когда сезонный ход циклонической активности возрастает, эффективность прогнозов ветра и гидрометеорологического обеспечения в целом также увеличивается.

В отдельные месяцы, преимущественно летние, когда на ЕТС погода носит устойчивый характер, например, длительно сохраняются антициклональные условия, методические рейсовые прогнозы погоды могут оказаться малоэффективными, а иногда, хотя и редко, вовсе убыточными сравнительно с инерционными. Такое положение отмечено в августе и октябре 1972 г. на Горьковском водохранилище, а также в июле и августе 1972 г. и в августе 1973 г. на Куйбышевском водохранилище.

Указанное обстоятельство дает основание считать, что в летний период целесообразно наряду с рейсовым прогнозом составлять прогноз продолжительности благоприятных для лесосплава условий погоды. Это будет содействовать более успешному планированию интенсификации работ в течение нескольких дней удачно сложившейся для данного потребителя погоды.

Экономическая эффективность (в рублях) рейсовых прогнозов ветра
для сплава плотов на Горьковском водохранилище
в периоды навигации 1972, 1973, 1974 гг.

Год	Месяц	S_M	S_{II}	S_0	P	P_3
1972	V	20 045	11 840	1 300	6 905	532
	VI	28 754	16 442	1 300	11 012	847
	VII	37 460	32 400	1 300	3 760	289
	VIII	21 970	21 707	1 300	-1 037	-80
	IX	5 507	3 013	1 300	1 194	92
	X	6 517	5 184	1 300	33	6
Среднее		20 004	15 097	1 300	3 655	282
1973	V	14 440	5 916	1 300	7 224	556
	VI	43 613	38 656	1 300	3 657	281
	VII	22 069	7 074	1 300	13 713	1 054
	VIII	15 198	8 737	1 300	5 161	397
	IX	6 802	3 247	1 300	2 255	173
	X	3 939	-1 863	1 300	4 502	346
Среднее		17 610	10 298	1 300	6 012	452
1974	V	6 943	1 180	1 700	4 063	239
	VI	20 289	17 542	1 700	1 047	62
	VII	40 330	33 097	1 700	5 533	325
	VIII	16 420	7 670	1 700	7 050	415
	IX, X, XI	17 996	10 830	3 800	3 366	89
Среднее		20 396	14 066	2 120	4 880	230

Примечание. Здесь $P = S_M - S_{II} - S_0$.

2. Рассмотрим далее второй вопрос, касающийся экономического обоснования работы речного и морского флота.

В условиях, граничных к сложной погоде, разрешение на выход в рейс связано с некоторыми оценками экономических потерь в период простоя и перехода судна (плотогонки) по определенному маршруту водоема.

Таблица 4

Экономическая эффективность (в рублях) рейсовых прогнозов ветра для сплава плотов на Куйбышевском водохранилище в периоды навигации 1972—1973 гг.

Год	Месяц	S_M	S_{II}	S_0	P	P_0
1972	V	106 424	99 872	2 000	4 552	277
	VI	324 398	304 538	2 000	17 860	893
	VII	600 030	600 000	2 000	-2 000	-100
	VIII	507 000	507 000	2 000	-2 000	-100
	IX	209 637	184 981	2 000	22 656	1 133
	X	95 590	96 580	2 000	-2 990	-146
Среднее		307 342	298 811	2 000	6 541	327
1973	V	163 731	148 741	2 000	12 990	649
	VI	311 573	315 058	2 000	-5 485	274
	VII	396 054	357 102	2 000	36 952	1 848
	VIII	427 448	427 448	2 000	-2 000	-100
	IX	155 065	128 932	2 000	24 133	1 207
	X	38 038	33 449	2 000	2 589	129
Среднее		248 651	235 625	2 000	13 566	578

Введем обозначения ряда характеристик работы потребителя:

ΔT_s — продолжительность (в часах) плавания по маршруту S при отсутствии опасного явления и благоприятном состоянии поверхности моря;

ΔT_x — время хода (в часах) при опасном явлении (туман, ветер);

ΔT_{II} — время простоя (в часах) в порту из-за опасного явления;

$\tau = \Delta T_x - \Delta T_s$ — потери ходового времени (в часах);

f — часовой расход топлива;

c — стоимость одной тонны топлива;

S_T — стоимость топлива за один час ходового времени;

S_{II} — стоимость одного часа простоя.

Найдем, что величина

$$S_T = cf. \quad (7)$$

Зная S_T и S_{II} , определим убытки, вызванные метеорологическими условиями.

Перерасход топлива за время ΔT_x составит убытки, равные

$$Y_1 = S_T \tau. \quad (8)$$

Убытки (руб.), связанные с простоем судов в порту, вызваны главным образом амортизационными расходами и финансированием обслуживающего персонала

$$Y_2 = S_{\Pi} \Delta T_{\Pi}. \quad (9)$$

Тогда за период потери ходового времени τ суммарные убытки будут равны

$$Y_0 = \tau (S_{\tau} + S_{\Pi}). \quad (10)$$

Предполагается, что аварий (Y_3) за время плавания ΔT_x не было. Учитывая, что $a = \frac{S_{\Pi}}{S_{\tau}}$ есть коэффициент, показывающий, во сколько раз стоимость простоя больше стоимости расхода топлива за один час, приравняем выражения (9) и (10)

$$a\tau(S_{\tau} + S_{\Pi}) = S_{\Pi}\Delta T_{\Pi}. \quad (11)$$

Уравнение (11) характеризует эквивалентные потери в сложных (штормовых) метеорологических условиях, с одной стороны, и в случае простоя в порту — с другой.

Определим теперь, сколько времени необходимо затратить в штормовых метеорологических условиях плавания, чтобы убытки, связанные с этим, были равны убыткам простоя.

В общем виде

$$\Delta T_x = \Delta T_s + \tau. \quad (12)$$

Убытки на маршруте, вызванные расходами, не связанными с топливом, определяются временем, равным времени простоя в порту ($\Delta T_s = \Delta T_{\Pi}$).

Из (11) для ΔT_{Π} получаем соотношение

$$\Delta T_{\Pi} = \frac{a\tau(S_{\tau} + S_{\Pi})}{S_{\Pi}} = \frac{\tau(S_{\tau} + S_{\Pi})}{S_{\tau}} = \tau(1 + a). \quad (13)$$

Произведя замену в равенстве (12), получим окончательно

$$\Delta T_x = \tau(1 + a) + \tau = \tau(2 + a). \quad (14)$$

Из уравнения (14) видно, что затраты времени на переход в сложных метеорологических условиях, необходимые для определения эквивалентных потерь, будут зависеть от стоимости простоя. Чем больше тоннаж простоя, тем больше должно быть ΔT_x для выравнивания потерь. Поэтому для оправдания простоя судов в порту ΔT_x должно быть столь велико, чтобы убытки за время плавания были бы равны или больше убытков простоя. Следует учесть к тому же, что суда, находящиеся в рейсе, выполняют производственные операции, эффект которых уменьшает убытки, вызванные перерасходом ходового времени.

На основании выражения (13) рассмотрим следующие краевые условия.

1. Продолжительность опасного явления погоды (штормовой ветер, туман) на маршруте равна или больше времени, необходимого на переход из одного порта в другой ($\Delta T_x \leq T_2 - T_1$). Здесь T_2 и T_1 — соответственно время начала и окончания опасных условий погоды.

В этом случае $\Delta T_{\text{п}} \geq \Delta T_x$. Иначе, убытки простоя будут гораздо больше затрат, связанных с переходом. Задержка в порту не оправдана, тем более если груз требует срочной доставки.

2. Продолжительность опасного явления погоды (штормовой ветер, туман) на маршруте меньше времени, необходимого на переход из одного порта в другой ($\Delta T_x > T_2 - T_1$). В этом случае $\Delta T_{\text{п}} < \Delta T_x$. Простой в порту может стоить меньше затрат на маршруте.

3. Наконец, при $T_2 - T_1 = 0$ — опасное явление погоды отсутствует, величина $I_2 = 0$, так как суда совершают обычные рейсы при благоприятных метеорологических условиях. В этом случае затраты связаны с переходом на маршруте и определяются временем ΔT_s .

При указанных условиях безопасность судов следует учитывать в первую очередь.

Рассмотренные вопросы оценки экономической эффективности рейсовых прогнозов ветра и экономического обоснования разрешения на переход или задержки в порту при сложных условиях погоды представляют собой необходимые составные части оперативной работы гидрометеорологических подразделений и флота.

Автор выражает искреннюю благодарность начальнику оперативного отдела Волжской гидрометеорологической обсерватории (г. Городец) А. Д. Семиной, взявшей на себя труд оперативного расчета P_s по Горьковскому водохранилищу и любезно предоставившей нам эти материалы, а также Е. Н. Мелешкиной, собравшей сведения и выполнившей аналогичные расчеты по Куйбышевскому водохранилищу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дружинин И. П., Сазонов Б. И., Ягодинский В. Н. Космос — Земля. Прогнозы. М., «Мысль», 1974. 288 с.
2. Елфимов А. А. Экономическая эффективность гидрометеорологического обслуживания. Сборник работ Комсомольской ГМО, 1968, вып. 8, с. 49—52.
3. Левасту Т., Хелу И. Промысловая океанография. Л., Гидрометеониздат, 1974. 295 с.
4. Хандожко Л. А. Оценка экономической эффективности обслуживания рейсовыми прогнозами ветра грузоперевозок на Ладожском озере. В кн.: Эффективность гидрометеорологического обслуживания народного хозяйства. Л., Гидрометеониздат, 1973, с. 69—76.
5. Эффективность гидрометеорологического обслуживания народного хозяйства. Сб. под ред. К. Т. Логвинова. Л., Гидрометеониздат, 1973. 164 с.

К ВОПРОСУ О ПРОТИВОРЕЧИВОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОБЩЕСТВА И ПРИРОДЫ

Уже при первом знакомстве с научной литературой по проблеме взаимодействия общества и природы мы сталкиваемся с рядом особенностей в подходе к ее решению. Во-первых, ученые самых различных отраслей науки признают негармоничное, несистемное воздействие общества на окружающую среду. Освоение природных богатств, как правило, осуществляется пока без учета естественных циклов, сложившихся в процессе становления и развития географической оболочки. Во-вторых, теоретические исследования названной проблемы проводятся также некомплексно, при отсутствии необходимого системного подхода. В частности, это проявляется в том, что науки, участвующие непосредственно в решении проблемы, еще не определили своего специфического объекта изучения, а исследования одних наук слабо пока согласуются с теоретическими изысканиями других. Этим частично объясняется ограниченный характер тех мероприятий, которые предлагаются учеными для практического преодоления развивающегося экологического кризиса. Наконец, в-третьих, в ученом мире возрастает стремление к созданию комплексной науки, отражающей органическое единство биосферы и общества и их экологию, системный характер географических процессов.

В современной буржуазной науке и философии влияние позитивизма препятствует выработке общенаучной методологической базы для решения проблемы взаимодействия общества и природы. Буржуазные ученые рассматривают эту проблему прежде всего как экологический кризис, который, в сущности, является лишь стадией, отдельной стороной этого взаимодействия. Такой ограниченный подход мешает им видеть истинные перспективы развития общества, чем объясняется наличие в буржуазной литературе эмоциональных оценок будущего человечества. В лучшем случае предлагаются различного рода социальные модели, частичные мероприятия из области социальной инженерии, направленные на смягчение и сдерживание развития диспропорций в современной экологической ситуации.

Нет сомнений, что целый ряд из этих достижений буржуазной науки являются полезными, однако ограниченные научные резуль-

таты и рекомендации не могут в принципе удовлетворить требования общественного развития на современном этапе. Классики марксистской философии указывали на то, что решение проблемы взаимодействия общества и природы следует рассматривать в аспекте развития материи со стороны источников ее эволюции и активной роли в ней сознания людей. С этих марксистских позиций мы в данной статье затронем некоторые противоречия между обществом и окружающей средой, лежащие в основе современного экологического кризиса.

Одним из таких противоречий является несоответствие адаптивного способа отношения живых организмов к своей среде и способа, основанного на разумных, опосредствованных действиях человека. Адаптивный способ опирается на эластичность, лабильность биологических видов, на увеличение их числа и на их единство между собой. Темпы биологической адаптации соответствуют скорости процессов неживой природы в разнообразии жизненных условий. Разумный способ взаимосвязи общества со средой основывается на единстве практики с наукой, на знаниях, которые лишь опосредствованно реагируют на воздействия среды. Если знания людей недостаточны, чтобы учесть всю сложность системных отношений среды, то тогда действия людей оказываются менее гибкими, чем того требует биологический компонент окружающей среды. Это обуславливает несистемный подход к биосфере, а так как сами общественные отношения в буржуазном мире и между государствами различных социальных систем носят антагонистический характер, то человечеству пока еще не может стать целостной системой, гибко реагирующей на изменения среды. В. И. Ленин отмечал, что абстрактное мышление огрубляет реальность и только в единстве науки и практики снимается ограниченность человеческого познания. В этом залог гармоничного освоения человеком жизненной среды.

Другое противоречие между обществом и природой связано с тем, что человек взаимодействует со средой посредством орудий труда, изготовленных главным образом из материалов неживой природы. Это привело к тому, что темпы развития биосферы и общества стали существенно различаться. Использование биологических процессов перестало удовлетворять человека во многих отношениях, и он стал в широких масштабах использовать в своей трудовой деятельности процессы неживой природы. В силу этого биосфера не успевает приспособливаться к происходящим изменениям в окружающей среде.

Одновременно человека уже не удовлетворяют объемы вещества, количество энергии и информация, связанная с биологическими процессами. Такая неудовлетворенность вызвана, с одной стороны, необходимостью воздействовать на объекты неживой природы, а с другой — неумением экономно использовать вещество и энергию. Из-за недостаточной развитости науки и практики человек еще не способен широко применять биологические процессы, а так-

же принципы функционирования живых систем, опирающихся в своей жизнедеятельности на высокий КПД и замкнутые циклы. Французский ученый Р. Дажо отмечает, что величина энергии в сравнении с приростом массы живого вещества сокращается по мере развития более совершенного целостного биоценоза [1].

В связи с указанным противоречием между обществом и биосферой следует обратить внимание на отличие их механизмов воздействия на окружающую среду. У общества они более мощны уже сейчас, зато пока менее гибки, не учитывают с необходимой степенью циклического функционирования природных процессов. Так как биосфера входит в структуру экологии общества, то человек самым фактом оперирования большим объемом неорганического вещества, энергетическими мощностями разрушает биологические системы.

Из сказанного выше складывается представление о своеобразной эволюционной картине форм движения материи. Биологическая форма материи и движения возникла на базе предшествующих форм путем приспособления к последним.

С развитием общества биологические организмы оказались в новых условиях эволюции. В ходе своей жизнедеятельности общество включает в производственные процессы ту неорганическую природу, к которой приспособилась органическая жизнь. Однако живые организмы не успевают адаптироваться к изменениям, которые вносятся в неорганическую природу трудовой деятельностью людей. Таким образом, общество не только сверху, но и снизу эволюционной лестницы развития материи пронизывает биосферу. Но сам человек является представителем биологического мира, а потому, образно говоря, чем-то вроде заложника общества у природы — гибель органической жизни грозит гибелью и самому человеку.

Развитие общества ведет к нарушению механизмов самосогласованности форм жизни. Эти механизмы опираются на многообразие и специализацию форм, обеспечивающих через самосогласованность необходимую гибкость, приспособляемость, а следовательно, и активность по отношению к среде. Развитие же общества предполагает в качестве своей важнейшей предпосылки народонаселение, обуславливая тем самым господствующее положение в биологическом мире человеческой популяции. В результате этого биоценозы развиваются односторонне, лишаясь своего естественного многообразия. Развитие биосферы идет за счет упрощения естественной структуры и появления в результате деятельности человека новых форм жизни, соответствующих запросам общества. В настоящее время биологические механизмы используются обществом недостаточно в силу слабой развитости биологической науки и практики. Многие ученые полагают, что век биологии наступит в XXI столетии, а потому задача нынешних поколений состоит в выведении не только новых форм жизни, но и в сохранении существующих.

Большинство противоречий между обществом и природой обусловлены социально-историческими причинами. К. Маркс и Ф. Энгельс отмечали, что «тождество природы и человека обнаруживается также и в том, что ограниченное отношение людей к природе обуславливает их ограниченное отношение друг к другу, а их ограниченное отношение друг к другу — их ограниченное отношение к природе» [2]. Такую ограниченность классики марксистской философии связывали со стихийным разделением труда. Первоначально на характер разделения труда решающее влияние оказала природа. Уже отделение труда промышленного и торгового от труда земледельческого раскололо интересы людей, определило различие городского и сельского образа жизни. В свою очередь, эта противоположность интересов людей привела к разрыву в отношении общества к живой и неживой природе. Связь этих очеловечиваемых областей окружающей среды стала определяться интересами торговли, а не их естественными связями. Более того, возникновение ряда отраслей в сельском хозяйстве привело к такому же разрыву между различными частями биосферы. Скотоводы были заинтересованы в пастбищах, а земледельцы — в пахотных землях: те и другие истребляли леса. Словом, посредством деятельности человека природа как бы восстала против самой себя, против своих естественных связей, установившихся ранее.

Вместе со стихийным разделением труда, писал К. Маркс, каждый из людей приобретает свой определенный, исключительный круг деятельности, из которого он не может выйти [2]. В случае, когда объектом этой обособленной деятельности является природа, тогда и она также подвергается воздействиям со стороны общества, которые разрушают ее как целостную систему. Далее К. Маркс отмечал, что в стихийно развивающемся обществе «собственная деятельность человека становится для него чуждой, противостоящей ему силой, которая угнетает его, вместо того чтобы он господствовал над ней» [2]. Однако стихийный характер развития общества коренным образом отличается от стихийных процессов в биосфере. В первом случае мы имеем новый тип активности, связанный с сознательной деятельностью людей. Поэтому на основе стихийного характера действий законов между природой и обществом не может установиться необходимой гармонии. Это означает, что лишь сознательное регулирование социальными процессами в масштабах всего общества позволит установить необходимое единство человека с природой. Последнее замечание отражает особенность причинной зависимости, в которой активное участие принимает общество. Своею деятельностью оно опосредствует цепи причинности в природе, а потому природные циклы могут нарушаться, искажаться стихийным характером социальных процессов.

Государства с различным социальным строем существуют в единой природной системе Земли, и этот фактор все более приходит в противоречие со стихийным характером социальных процессов. В настоящее время мы наблюдаем, с одной стороны, глобально-си-

стемный характер жизни человечества, а с другой — стихийную и обособленную форму присвоения природных богатств. Это противоречие является пока всеобщим, поскольку его разрешение возможно лишь в условиях господства социалистического строя на всей планете.

Указанные выше противоречия между обществом и природой позволяют нам видеть общечеловеческий характер интересующей нас проблемы. Этот глобальный характер означает, во-первых, что социальная форма движения материи достигла такого уровня развития, на котором она становится однопорядковой в биосфере; во-вторых, стихийный характер процессов воздействия общества на природу должен быть заменен сознательным использованием законов, в этом следует видеть объективную закономерность развития материи; в-третьих, пришло время, когда люди должны рассматривать по крайней мере живую природу не столько как внешнюю среду, а как «свои» очеловеченные жизненные условия; в-четвертых, в настоящее время в обществе появляются необходимые условия для теоретического и практического решения проблемы взаимодействия общества и природы.

Рассматривая противоречия, связанные с данной проблемой, мы должны выявить и другое. Нам следует ответить на вопрос, какие общие закономерности определяют процесс гармонизации человека и природы. У классиков марксистской философии можно найти указания на возможность и необходимость органического единства общества и естественных условий его жизни. Они рассматривали это единство как момент развития материи на высшей ступени совершенства. Методологической основой решения проблемы единства общества и природы является диалектико-материалистическое учение о процессе усложнения форм движения материи, об активном воздействии высших форм на низшие, о содержании и роли основных законов диалектики и т. д.

В нашей философской литературе имеются работы, в которых отмеченные выше методологические положения получают свое развитие применительно к рассмотрению определенных философских и общенаучных проблем. Для решения нашей задачи мы воспользуемся мыслью Б. М. Кедрова о необходимости выделения критериев развития материи. Сам автор выделяет два критерия — генетический и структурный.

Первый из них основывается на определении места явления в ряду усложняющихся процессов [3]. Любая более высокая форма движения материи всегда содержит в себе как в натуральном, так и в «снятом», превзойденном, подчиненном ей виде весь предшествующий ряд форм, из которых она генетически возникла. Это означает, что фундаментальные свойства материи, лежащие в основе ее развития, определяют характер воздействия высшей ступени на низшие, сам тип механизмов этого воздействия. В качестве такого свойства, значениями которого определяется ряд развивающихся явлений, может быть, например, масса тел, простран-

ственные размеры дискретных телесных образований [3]. Таких свойств, естественно, можно назвать много.

Поскольку любая, более высокая ступень в развитии материи своей активностью усваивает активность нижележащих ее ступеней, поскольку при генетическом подходе степень активности можно брать в качестве одного из основных свойств. Например, активность химии неживого вещества на десять порядков меньше активности химии органической материи [4]. Активность человеческого общества наиболее высокая. Если в качестве критерия развития материи взять указанное свойство, то тогда проблема взаимодействия общества и природы выступает в аспекте выявления условий развития активности общества по отношению к окружающей среде. Так как активность выступает как результат интеграции многих других свойств материи, то именно интеграция является важнейшим из условий и механизмом установления наиболее полного единства общества и природы. Само же общество выступает в качестве интегратора, т. е. активной стороной в этом единстве. Но, чтобы выполнять эту роль, ему самому необходимо быть интегрированным, гармонично упорядоченным, цельным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дажо Р. Основы экологии. М., «Прогресс», 1975, с. 287.
2. Маркс К. и Энгельс Ф. Немецкая идеология. Соч., т. 3, с. 29, 31.
3. Кедров Б. М. Энгельс и диалектика естествознания. М., Политиздат, 1970, с. 361—368.
4. Орлов В. В. Материя, развитие, человек. Пермь, 1974, с. 152 (Пермский ун-т).

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
А. С. Гаврилов. К вопросу о строении приземного слоя атмосферы	3
А. М. Попов. Влияние рельефа города на распространение примесей от стационарного точечного источника	15
А. С. Гаврилов, С. М. Пономарева, В. М. Радикевич. Расчет турбулентных характеристик, определяющих ослабление радиоволн	21
Н. В. Кобзева, Э. Г. Палагин. Математическое моделирование условий перезимовки озимых культур	29
Э. Л. Подольская. Реакция атмосферы на малые начальные возмущения различных масштабов	34
Ф. А. Гисина, О. Е. Сальман. Оценка поперечной дисперсии частиц, поступающих в атмосферу из непрерывного высотного точечного источника	45
Д. Л. Лайхтман, И. Л. Левитин. Формирование пароводяного облака в окрестности градирни и его влияние на интенсивность турбулентной диффузии	54
В. А. Красноперец. Сравнение измеренных характеристик пограничного слоя атмосферы с рассчитанными по таблицам универсальных функций	63
Раби Сайед Фули. Расчет загрязнения атмосферы для территории АРЕ	79
Н. В. Балдычева, А. Г. Бройдо. Проверка возможности расширения области применения метода теплового баланса	85
В. Г. Морачевский, А. Г. Попов, А. Н. Потанин, А. В. Цветкова. Термодинамические особенности свойств систем «органические вещества—вода»	90
Л. П. Серякова. Методика расчета суммарного испарения с орошаемых полей	97
Н. П. Тверская. Статистические характеристики вертикального профиля ветра при конвективных облаках	106
Т. В. Ушакова. К анализу опытов по вызыванию осадков из переохлажденных слоистообразных облаков	117
А. В. Курбатова. Исследования связи между псевдопотенциальной температурой смоченного термометра и температурой на нижней границе перистых облаков	122
Н. А. Дубрович, В. Ф. Псаломщиков. Дальнее обнаружение гроз в диапазоне 8 герц	131
А. Х. Филиппов. Электрические характеристики атмосферы при туманах	134
В. А. Мазурова. Некоторые характеристики туманов Приморья	140
П. П. Кучерявый. Метеорологический режим Ясновского массива полдерных земель за 1974 год	146
Л. А. Хандожко. Экономическая эффективность прогнозов опасных метеорологических условий на озерах и крупных водохранилищах	151
В. А. Мальков. К вопросу о противоречивости взаимодействия общества и природы	160

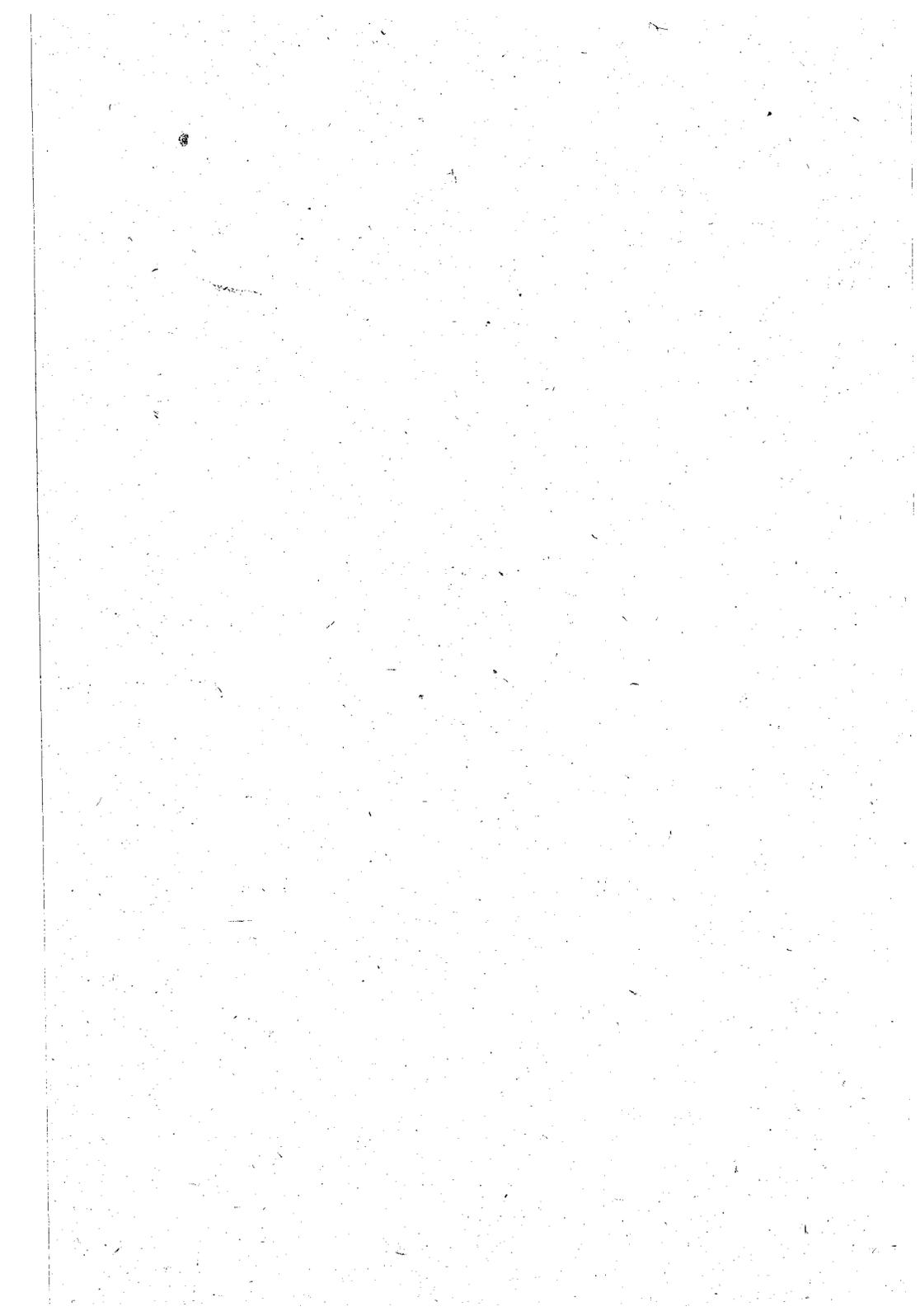
Межвузовский сборник, вып. 62

ФИЗИКА И ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

Редактор *И. Н. Базилезская*

Корректоры: *И. М. Морозова, Л. В. Ломакина*

М-20082 Сдано в набор 29/VII 1976 г. Подписано к печати 25/III 1977 г.
Формат 60×90¹/₁₆ Бумага тип. № 1 Печ. л. 10 Тираж 500 экз. Зак. 398
Типография ВОК ВМФ Темплан, поз. 3307 Цена 1 р. 06 к.
ЛПИ. 195251, Ленинград, Политехническая, 29.



УДК 551.509

К вопросу о строении приземного слоя атмосферы. Гаврилов А. С. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 3—14.

Предлагается модель стратифицированного приземного слоя атмосферы, основанная на использовании уравнений для вторых одноточечных моментов турбулентных пульсаций. Такой подход позволяет обойтись без традиционно вводимых коэффициентов турбулентности для переноса тепла и количества движения. Полученные универсальные функции теории подобия Монина — Обухова удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Ил. 4. Библ. 32.

УДК 551.510.042. : 551.551.8

Влияние рельефа города на распространение примесей от стационарного точечного источника. Попов А. М. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 15—20.

В работе представлены некоторые результаты численного моделирования структуры пограничного слоя атмосферы и атмосферной диффузии в условиях городского рельефа. Показано существенное влияние городской застройки на динамику пограничного слоя и на поле интегральных концентраций пассивной примеси. Рассмотрено распространение неадсорбируемой примеси, поступающей в атмосферу от стационарного точечного источника, расположенного над слоем шероховатости.

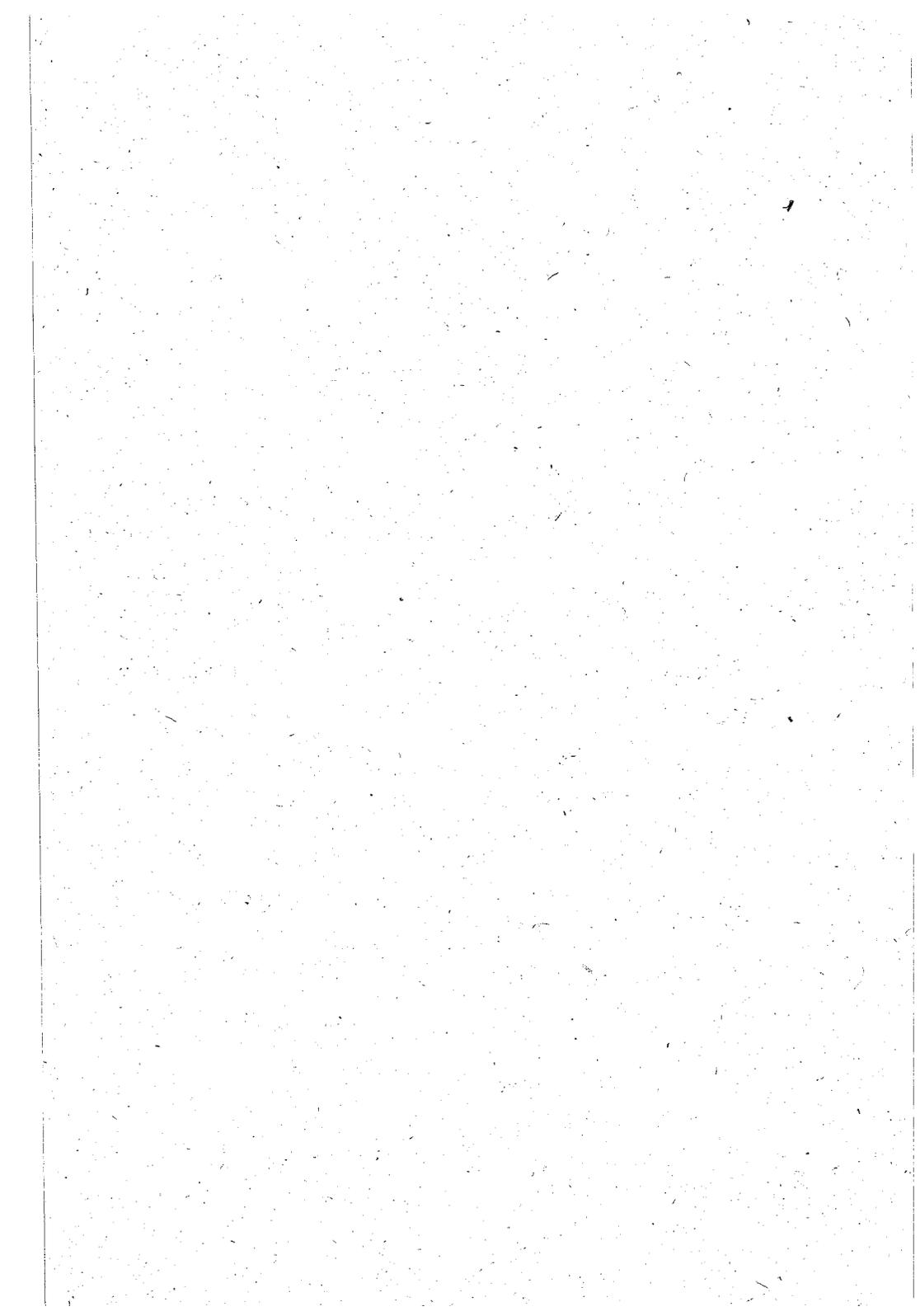
Ил. 3. Библ. 9.

УДК 551.511.6

Расчет турбулентных характеристик, определяющих ослабление радиоволн. Гаврилов А. С., Пономарева С. М., Радикевич В. М. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 21—28.

Предлагается методика расчета профилей дисперсий показателя преломления радиоволн и его структурной характеристики в пограничном слое атмосферы. В качестве основы используется нелинейная модель стационарного и горизонтального однородного пограничного слоя, которая дополняется системой уравнений для расчета дисперсий пульсаций температуры, влажности и взаимной корреляционной функции температуры и влажности. Значения рассчитанных турбулентных характеристик над океаном, полученные на основе предлагаемой модели с использованием стандартной гидрометеорологической информации, сравниваются с фактическими данными.

Ил. 3. Библ. 10.



УДК 551.525

Математическое моделирование условий перезимовки озимых культур. Кобзева Н. В., Палагин Э. Г. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 29—33.

В статье рассматривается метод определения поля температуры и глубины промерзания почвы. Дается краткое описание алгоритма. В прикладном отношении результаты ориентированы на область агрометеорологии. Приводятся примеры расчетов пространственного распределения температуры и изреженности озимых посевов.

Табл. 1. Ил. 2. Библ. 5.

УДК 551.513

Реакция атмосферы на малые начальные возмущения различных масштабов. Подольская Э. Л. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 34—44.

В настоящей работе исследуется реакция неподвижной атмосферы на малые начальные возмущения, локализованные в некоторой ограниченной области. Показано, что при «малых» размерах возмущения (длина волны меньше 50 км) возникает одиночная бегущая акустическая волна, распространяющаяся во всех направлениях без изменения формы импульса. Энергия колебаний убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от центра начального возмущения вследствие эффекта дилуции. В итоге начальное возмущение полностью размывается.

При больших вертикальных размерах начального возмущения бегущая волна разрушается по мере распространения в вертикальном направлении. Начальное возмущение, как и при малых размерах, полностью размывается. В случае больших вертикальных размеров возмущения стационарно могут существовать только двумерные волны, распространяющиеся по горизонтали.

Библ. 6.

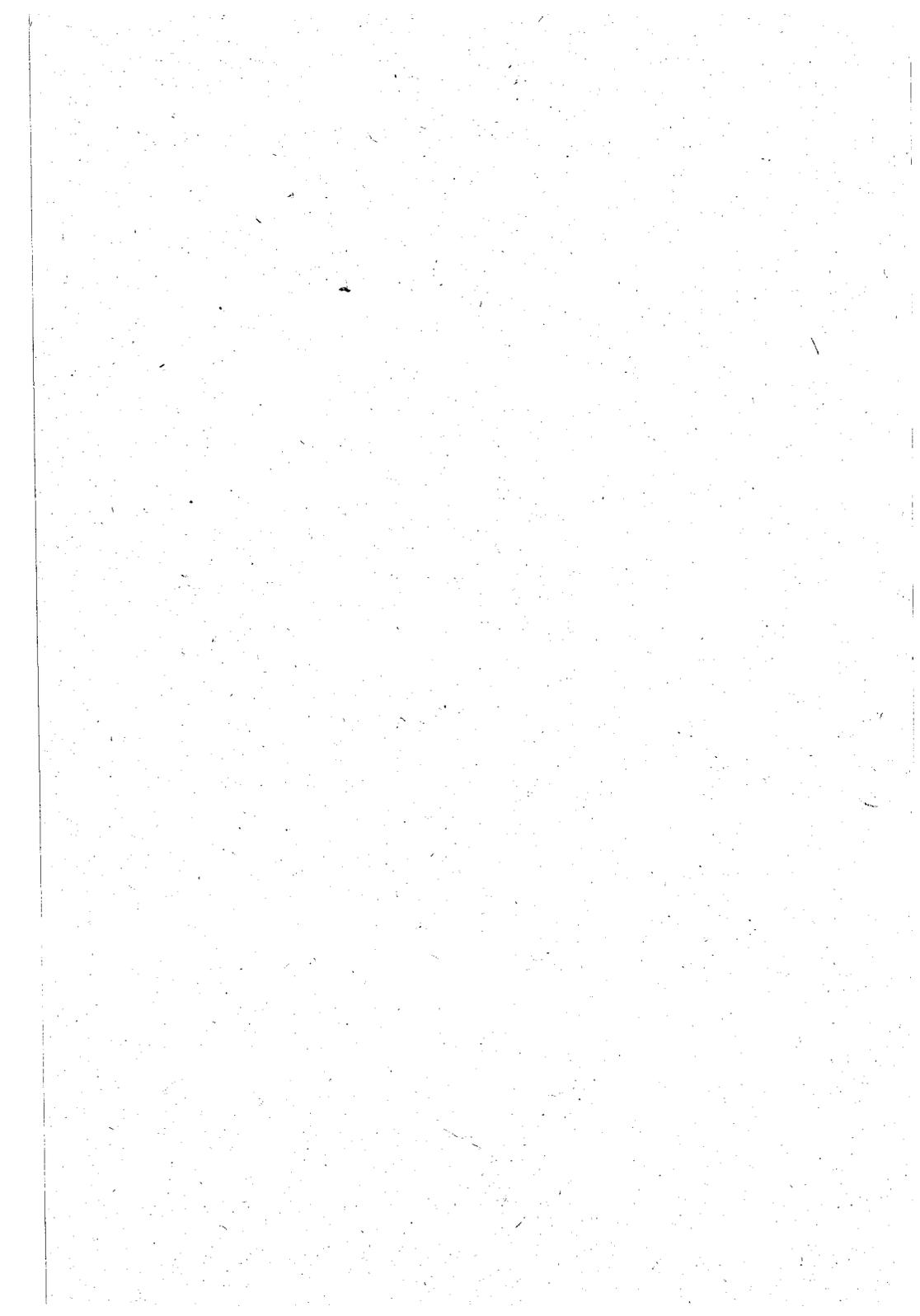
УДК 551.510.42

Оценка поперечной дисперсии частиц, поступающих в атмосферу из непрерывного высотного точечного источника. Гисина Ф. А., Сальман О. Е. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 45—53.

Приводятся результаты расчета поперечных дисперсий частиц, поступающих в атмосферу из промышленных источников, на разных расстояниях от источника в широком диапазоне метеорологических условий. Расчет основан на интерполяционной формуле, предложенной Д. Л. Лайхтманом и Э. К. Бютнер, параметры которой определены из модели строения пограничного слоя атмосферы.

Проанализирована зависимость поперечных дисперсий от стратификации атмосферы, скорости ветра и шероховатости подстилающей поверхности. Проведено сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными.

Ил. 5. Библ. 10.



УДК 551.510.42 : 66.045.53

Формирование пароводяного облака в окрестности градирни и его влияние на интенсивность турбулентной диффузии. Лайхтман Д. Л., Левитин И. Л. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 54—62.

Рассматривается система уравнений, описывающая распространение пароводяной струи от градирни с учетом фазовых переходов. Учтено влияние теплового выброса градирни на интенсивность турбулентной диффузии в связи с локальным изменением стратификации. Уравнения переноса тепла, пара и капель воды решаются совместно с уравнениями для пограничного слоя атмосферы.

Показано, что при наложении струи примеси, поступающей в атмосферу из дымовой или вентиляционной трубы, на факел градирни, приземная концентрация примеси существенно увеличивается вследствие более интенсивной диффузии. Полученные оценки позволяют выбрать более благоприятное взаимное расположение трубы и градирни, а также высоту трубы, что должно способствовать снижению приземных концентраций примеси.

Ил. 4. Библ. 8.

УДК 551.510.522

Сравнение измеренных характеристик пограничного слоя атмосферы с рассчитанными по таблицам универсальных функций. Красноперцев В. А. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 63—78.

На основе наблюдений на АМСГ г. Воркуты проведено сравнение измеренных на различных высотах и рассчитанных по нелинейной модели строения пограничного слоя атмосферы характеристик ветра и температуры воздуха. Результаты сравнений представлены в виде графиков, которые могут быть использованы для оперативных расчетов.

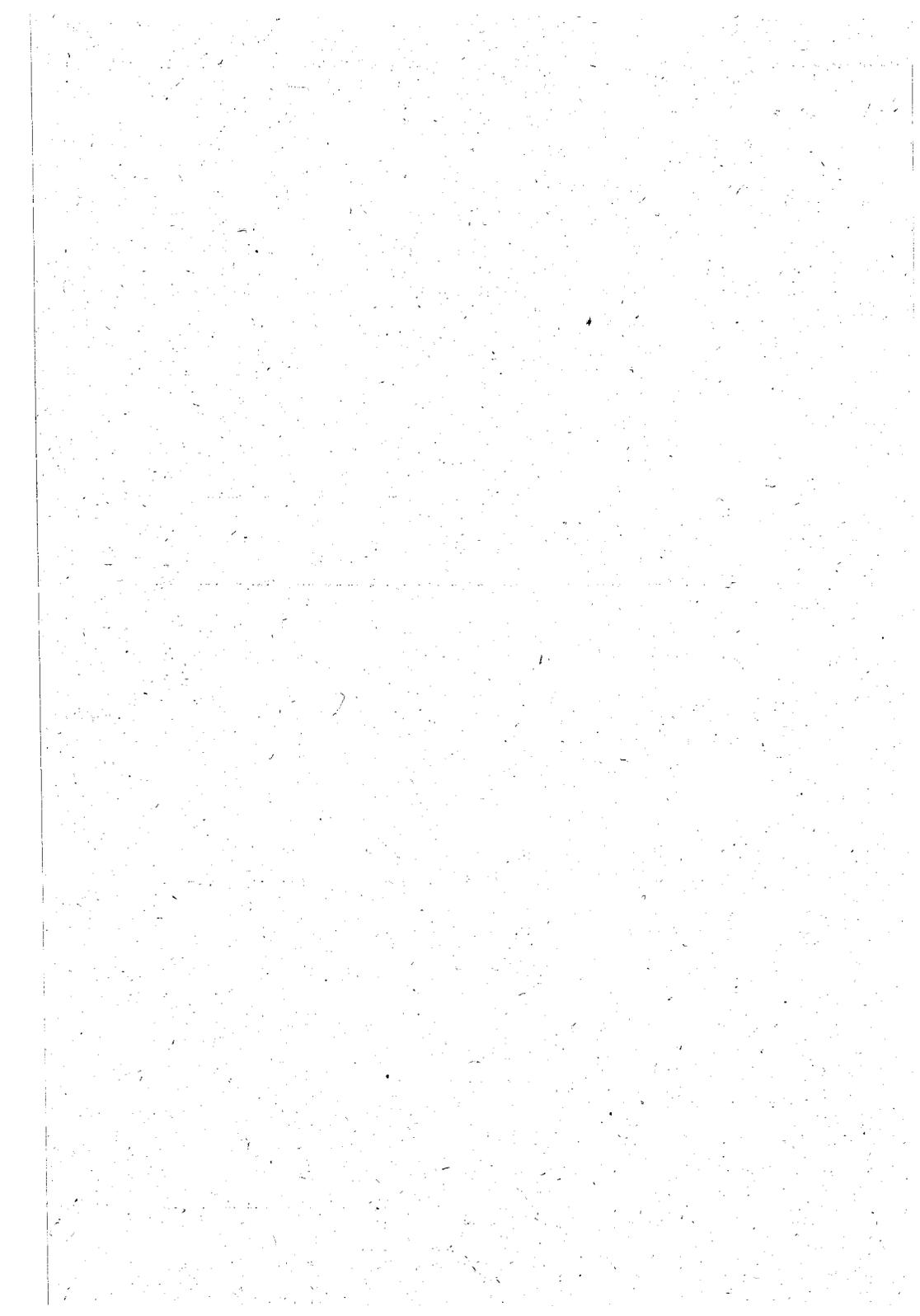
Табл. 4. Ил. 11. Библ. 3.

УДК 551.542

Расчет загрязнения атмосферы для территории АРЕ. Раби Сайед Фули. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 79—84.

В статье изложена методика расчета многолетних концентраций загрязнений атмосферы промышленными выбросами. В качестве примера приведены и анализированы соответствующие расчеты для АРЕ.

Ил. 4. Библ. 4.



УДК 551.576.3.

Проверка возможности расширения области применения метода теплового баланса. Балдычева Н. В., Бройдо А. Г. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 85—89.

В работе показывается на ранее неиспользованном материале станционных градиентных наблюдений, что при существующих ограничительных условиях область применимости метода теплового баланса весьма узка. Проверяется возможность ее расширения путем замены жестких ограничительных условий расчета более мягкими. Доказывается, что при такой замене средняя относительная погрешность вычисляемых элементов теплового баланса возрастает незначительно.

Табл. 3. Библ. 3.

УДК 551.576.509.4

Термодинамические особенности свойств систем «органические вещества — вода». Морачевский В. Г., Попов А. Г., Потанин А. Н., Цветкова А. В. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 90—96.

В наиболее полных обобщениях последних лет по химическому составу аэрозолей промышленного происхождения (работы [1]—[3] и другие) подчеркивается быстрое возрастание концентрации атмосферных аэрозолей органического происхождения — нефтепродуктов, продуктов неполного сгорания топлива, масел, терпенов и т. д. Участие такого рода аэрозолей в процессах фазовых переходов требует нового подхода к определению их активности как центров конденсации. Естественно, что для частиц, заданных (или известных из практики наблюдений) размеров, их активность будет определяться главным образом термодинамическими свойствами водных растворов этих веществ, а также их поверхностными характеристиками.

В предлагаемой статье содержится одна из первых попыток построения термодинамической модели фазовых переходов на органических частицах атмосферных загрязнений, в том числе на поверхностно-активных ядрах.

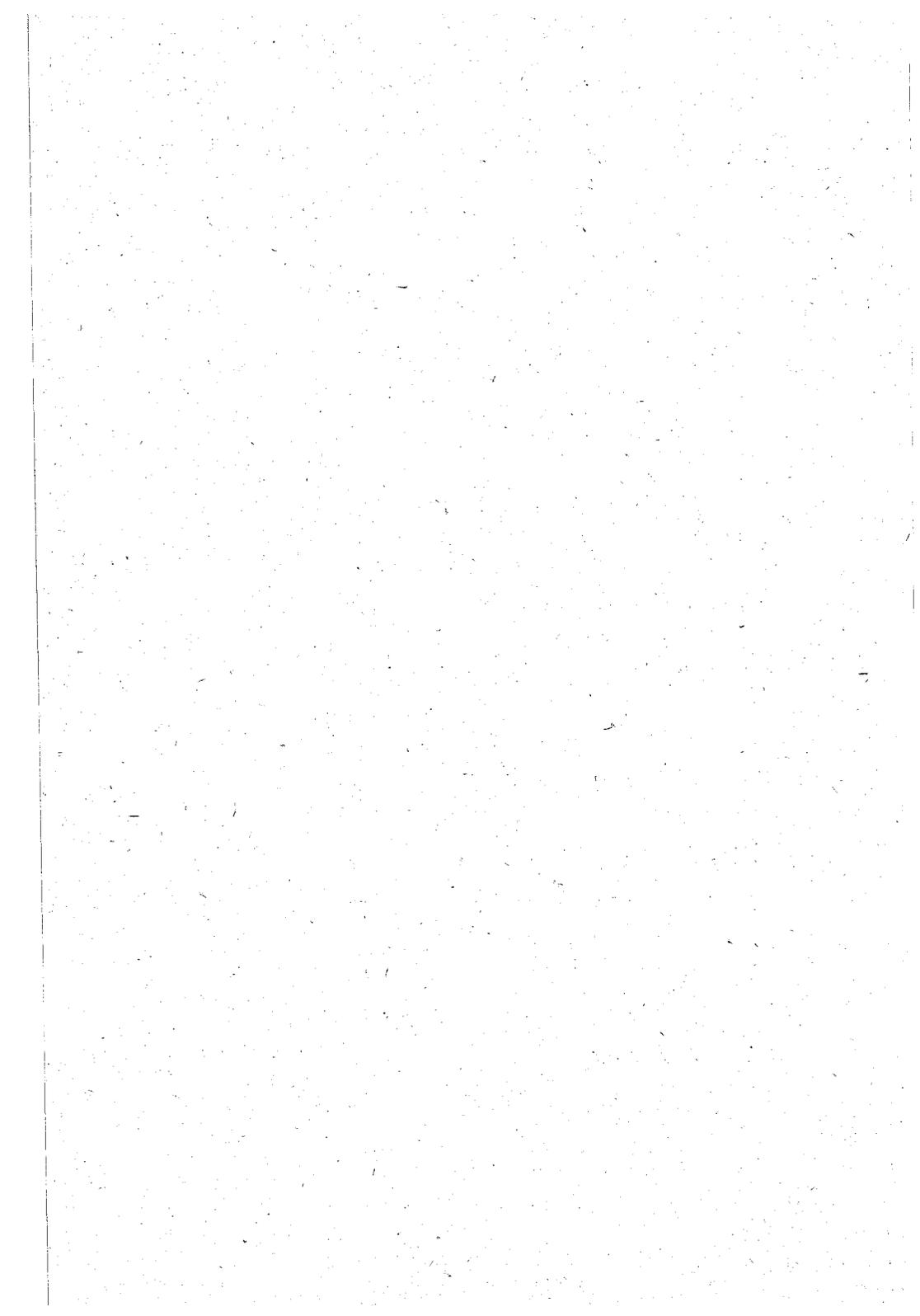
Ил. 6. Библ. 9.

УДК 551.573

Методика расчета суммарного испарения с орошаемых полей. Серякова Л. П. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 97—105.

Излагается методика расчета суммарного испарения с орошаемых полей. Анализируется влияние на суммарное испарение факторов, ранее не учитываемых, а именно: скорости ветра, расстояния от границы орошаемого участка, биологических особенностей и фазы развития растений. Приводятся численные коэффициенты, позволяющие вычислить суммарное испарение с орошенного поля по испаряемости на неорошенном участке.

Табл. 3. Ил. 3. Библ. 10.



УДК 551.576.1 : 551.571.1

Статистические характеристики вертикального профиля ветра при конвективных облаках. Тверская Н. П. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 106—116.

На основании данных ветрового зондирования атмосферы в ясные дни и дни с кучево-дождевыми облаками в районах Ленинграда, Киева, Харькова получены статистические характеристики ветра для разных условий адвекции. Вычислены автокорреляционные функции и матрицы. Получены собственные числа и собственные векторы. Проведен анализ вертикальных профилей указанных характеристик для ясных и облачных дней. Оценена степень близости собственных векторов, полученных при разных метеорологических условиях.

Табл. 4. Ил. 2. Библ. 6.

УДК 551.576.509.6

К анализу опытов по вызыванию осадков из переохлажденных слоистообразных облаков. Ушакова Т. В. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 117—121.

В статье рассмотрены метеорологические условия успешности воздействия на переохлажденные слоистообразные облака в целях получения осадков. Применена теория осадкообразования из неконвективных облаков Л. Г. Качурина к анализу успешности серии опытов по искусственному дождеванию. Показаны условия успешности опытов на основе найденных дополнительных критериев — условий для размеров частиц на нижней границе облака, подвергнутого искусственному воздействию, высоты нижней границы и относительной влажности в подоблачном слое.

Ил. 3. Библ. 4.

УДК 551.576

Исследование связи между псевдопотенциальной температурой смоченного термометра и температурой на нижней границе перистых облаков. Курбатова А. В. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 122—130.

В статье рассмотрены связи между параметрами влажного воздуха, содержащего насыщенный водяной пар, и температурой на нижней границе облаков верхнего яруса при различном термодинамическом состоянии атмосферы.

Приведены коэффициенты корреляции между температурой на нижней границе C_s и C_l и температурой, а также удельной влажностью на уровне конденсации.

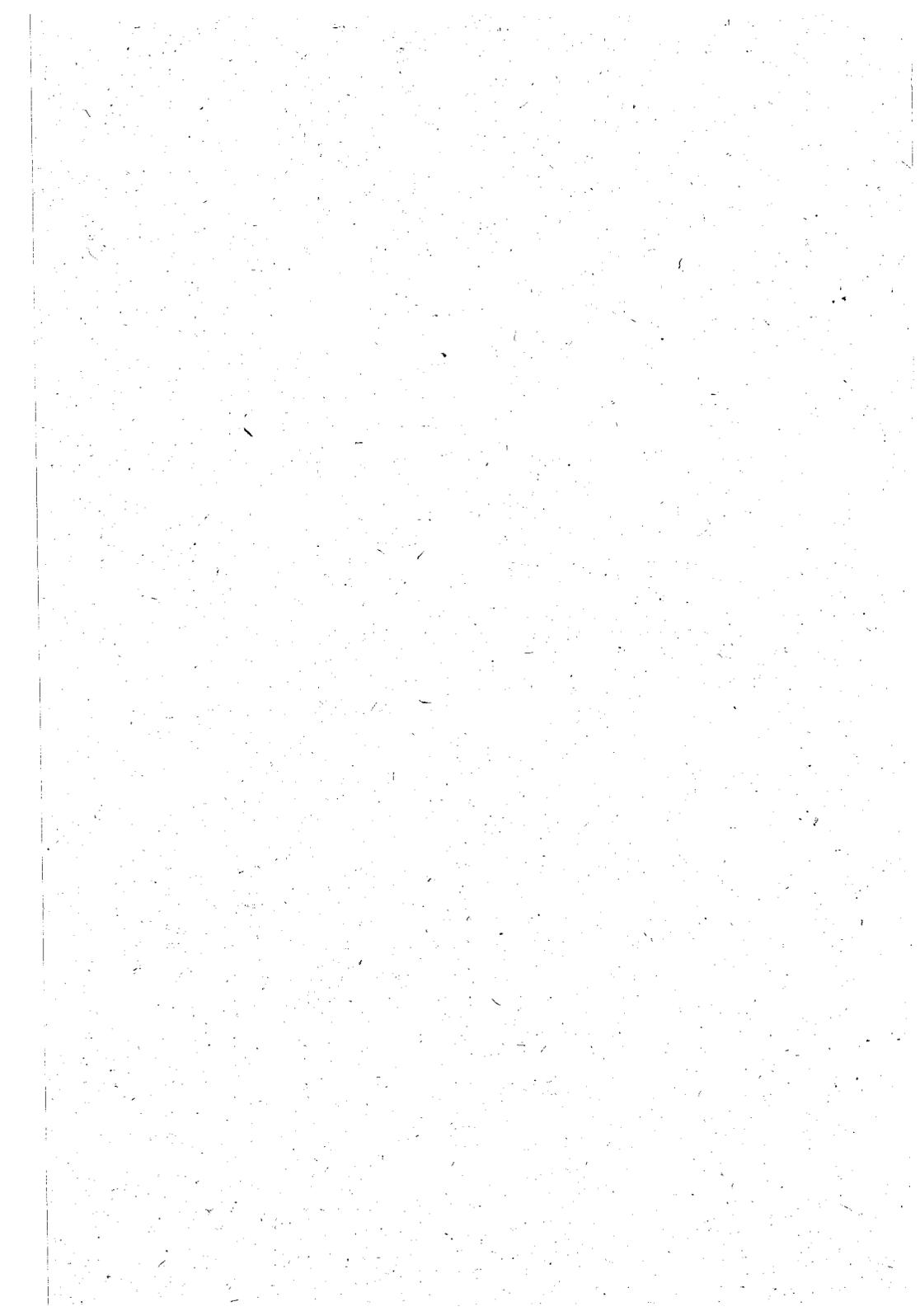
Рассмотрены корреляционные связи между псевдопотенциальной температурой смоченного термометра на основных изобарических поверхностях и температурой на нижней границе облаков.

Приведены формулы для определения температуры на нижней границе облаков по данным псевдопотенциальной температуры смоченного термометра различных изобарических поверхностей.

Дана оценка полученных зависимостей на фактическом материале наблюдений.

Результаты настоящего исследования можно использовать для прогноза температуры на нижней границе облаков по материалам радиозондирования.

Табл. 6. Ил. 3. Библ. 13.



УДК 551.510.42

Дальнее обнаружение гроз в диапазоне 8 герц. Дубрович Н. А., Псаломщиков В. Ф. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 131—133.

В статье рассматриваются результаты экспериментальных наблюдений инфранизкочастотного электромагнитного поля земной атмосферы в диапазоне резонансной, для глобального резонатора, частоты 8 Гц. Обнаружена четкая корреляция между приближением циклонов и возрастанием интенсивности резонансной частоты. Предлагается объяснение явления, связанного, по мнению авторов, с действием акустического инфразвукового поля циклонов, механически возбуждающего резонансную частоту электромагнитного резонатора. Рассматриваются практические возможности нового метода грозопеленгации.

Ил. 2. Библ. 6

УДК 551.594.11

Электрические характеристики атмосферы при туманах. Филиппов А. Х. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 134—139.

Анализируются результаты измерений градиента потенциала и проводимости воздуха на станциях режимной сети СССР при туманах в теплую и холодную половину года отдельно. Используются материалы за период 1964—1970 гг.

Вариации электрического поля при туманах составляют в среднем 10—50% от поля ясной погоды. Это свидетельствует о ничтожно малой роли процессов униполярного заряжения и разделения зарядов тумана в пространстве.

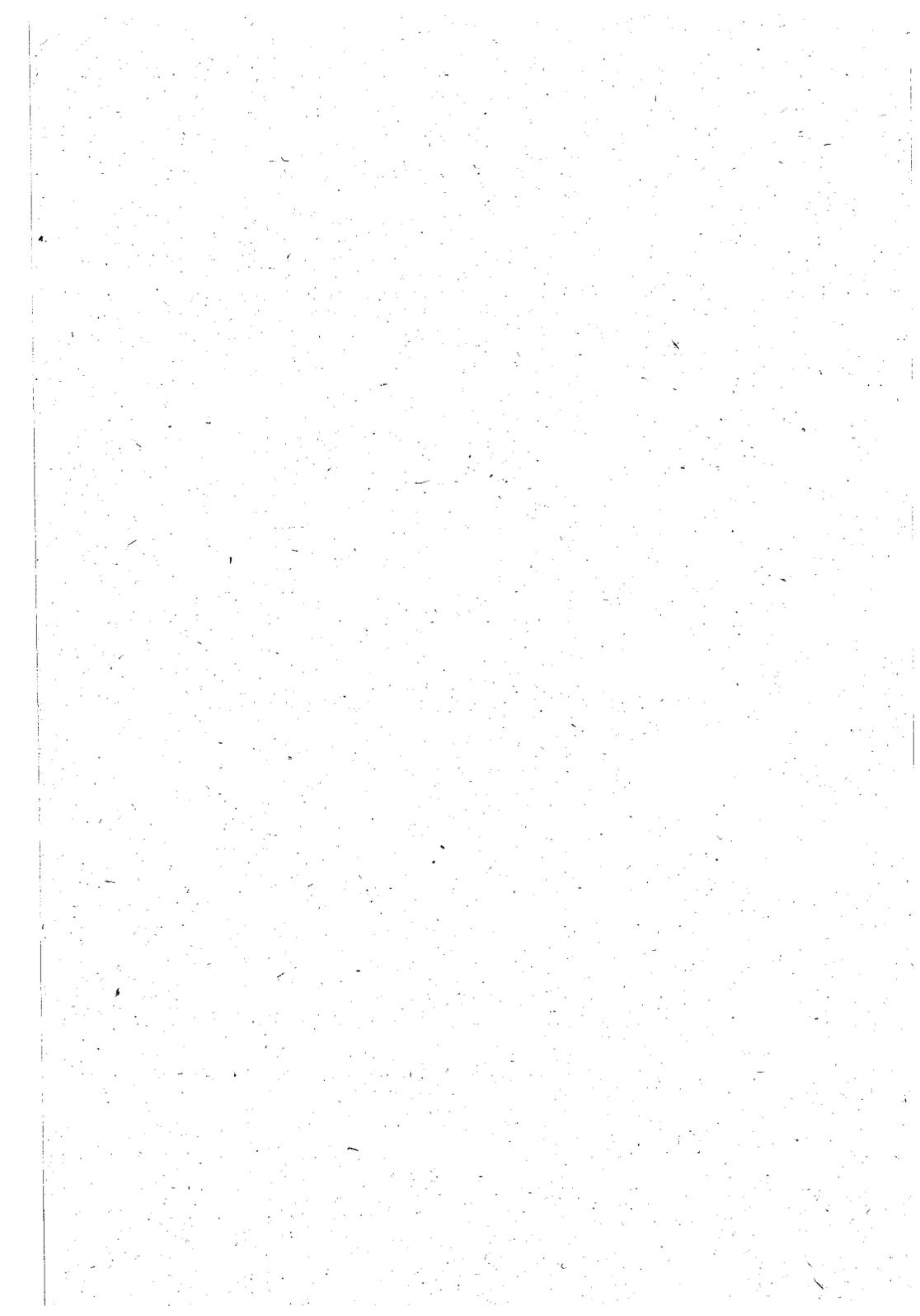
Табл. 1. Ил. 1. Библ. 8.

УДК 551.576.509.6

Некоторые характеристики туманов Приморья. Мазурова В. А. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 140—145.

Рассмотрены ароклиматические характеристики туманов Приморья, подразделенных по принципу удаленности от береговой линии океана. Получены характеристики интенсивности, продолжительности и повторяемости туманов изучаемого региона.

Табл. 5. Библ. 3.



УДК 551.573

Метеорологический режим Яснового массива польдерных земель за 1974 г.
Кучерявый П. П. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 146—150.

Климатические условия польдерных земель Калининградской области отличаются переходными чертами климата от морского к континентальному. 1974 г. отличался весьма выраженной аномальностью в ходе метеорологических элементов, особенно в температурном режиме, количестве и внутригодовом распределении выпадающих осадков. Годовая сумма осадков превысила норму для данного агроклиматического района на 136 мм. Величина поверхностного стока за 1974 г. составила 313 мм, что на 95 мм больше среднего многолетнего значения. Откачка воды насосной станцией низкого польдера (метеорологическая станция Прохладное) составила 917 мм или 29 л/с с 1 км², что на 98 мм больше годовой суммы осадков. Это показатель хорошей гидравлической связи грунтовых вод польдера с водами речной сети и Куршского залива. Регулирование влажности почвогрунтов польдеров в своей основе связано с ходом метеорологических элементов. Для поддержания «нормы осушения» на уровне 0,8 м необходимо в холодное время года откачивать излишки воды, а в летнее время подавать воду на польдеры, что без учета хода метеорологических элементов приводит к значительным экономическим затратам.

Табл. 3. Библ. 4.

УДК 551.509. (322+52)

Экономическая эффективность прогнозов опасных метеорологических условий на озерах и крупных водохранилищах. Хандожко Л. А. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 151—159.

Предлагается способ оценки экономической эффективности прогнозов ветра применительно к задачам речного и морского флота. Рассматривается возможный вариант соотношения потерь в период перехода и простоя судна.

Табл. 4. Библ. 5.

УДК 1М:5

К вопросу о противоречивости взаимодействия общества и природы. Мальков В. А. Межвузовский сборник, 1977, вып. 62, с. 160—165.

В статье рассматриваются противоречия между природой и обществом, лежащие в основе современного экологического кризиса. Одной из важнейших закономерностей установления гармоничного единства природы и общества является превращение общества в активную интегрирующую силу по отношению к природе.

Библ. 4.

