

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ им. А. И. ВОЕЙКОВА

ТРУДЫ

06

178

ВЫПУСК 362

ФИЗИКА
ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ
АТМОСФЕРЫ

Под редакцией
канд. физ.-мат. наук А. С. ДУБОВА

Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА
Л-д 195196 Малсохтинский пр., 98



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ

ЛЕНИНГРАД • 1975

284368

Содержатся статьи по трансформации воздушной массы при переходе на подстилающую поверхность с иными динамическими и тепловыми характеристиками (лесополосы, орошаемые участки и др.). Обсуждаются возможности замыкания системы уравнений пограничного слоя с помощью уравнений для вторых моментов. Излагаются теоретические модели динамики обтекания морской поверхности и переноса тяжелых частиц воздушным потоком. Приводятся результаты обработки наблюдений над распределением основных метеорологических элементов в пограничном слое и структурой порывов ветра над лесом. Оцениваются возможные изменения температуры и влажности под влиянием переброски части стока северных рек в южные районы.

Расчитан на метеорологов, специалистов по атмосферной турбулентности, аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

Papers on transformation of air mass moving over underlying surfaces with different dynamical and thermal characteristics (forest areas, irrigated lands) are presented. Possibility is discussed of closing the system of boundary-layer equations with the help of equations for the second moments. Theoretical models of dynamics of air passing above the sea surface and transfer of heavy particles by air flow, are presented. Processed data of observations on the distribution of main meteorological elements in the boundary layer and the structure of wind gusts over forest areas are given. Estimation is made of possible changes in temperature and humidity due to some portion of northern rivers run-off being returned to the southern regions.

The book is intended for meteorologists, specialists in atmospheric turbulence, post-graduates and senior students specialized in an appropriate field.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ВТОРЫХ МОМЕНТОВ В МОДЕЛЯХ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

В последнее время резко возрос интерес к построению моделей турбулентного течения в пограничном слое, основанных на использовании дифференциальных уравнений для вторых моментов или их модификаций. Одно из таких уравнений — уравнение баланса энергии турбулентности — давно и успешно используется в задачах пограничного слоя. Можно ожидать, что значительную информацию содержат и уравнения для напряжений Рейнольдса, и уравнения для масштаба турбулентности, и аналогичные уравнения для пульсаций температуры или любой другой пассивной примеси. Попытки построения моделей турбулентного течения с использованием одного или нескольких из перечисленных уравнений были сначала предприняты в чисто гидродинамических задачах. Сюда относятся: цикл работ Сполдинга, работы Лаундера с соавторами и др. [6, 7]. В большинстве из этих работ система уравнений пограничного слоя замыкается с помощью дифференциального уравнения для масштаба турбулентности, вывод которого предложен Ротта в 1951 г. Идеи подобного замыкания стали проникать сейчас и в работы, посвященные строению атмосферного пограничного слоя.

С помощью известных преобразований из уравнений Навье—Стокса можно получить уравнения для напряжений Рейнольдса, кинетической энергии и диссипации энергии турбулентности, потоков тепла или любой другой пассивной примеси и т. п. (см., например, [1] и [2]). В этих уравнениях, естественно, получают дополнительные неизвестные, главными из которых являются третьи моменты и члены, содержащие пульсации давления. Разные авторы предлагают разные способы выражения третьих моментов через вторые моменты и характеристики среднего движения. Члены, содержащие пульсации давления, выражают обычно через вторые моменты, исходя из близкой аналогии с соответствующими членами в кинетическом уравнении Больцмана для идеальных газов.

В настоящее время нельзя определенно сказать, какое число уравнений опишет процесс с точностью, достаточной для практических целей, и какая аппроксимация неизвестных членов в уравне-

ниях является наиболее удачной. Поэтому модели, в частности модели атмосферных течений, отличаются и числом уравнений, и способами упрощения этих уравнений применительно к рассматриваемому классу течений.

Коротко остановимся на результатах некоторых последних исследований в этой области.

В работе Меллора [3] предлагается модель термически стратифицированного атмосферного пограничного слоя, в которой использованы дифференциальные уравнения переноса для тензора напряжений Рейнольдса. Модель исследуется в приложении к приземному слою атмосферы — слою постоянства турбулентных потоков. Однако уравнения выписаны в общей форме, так что в принципе могут быть применены и для расчета течений в планетарном пограничном слое. Система уравнений состоит из:

- 1) уравнений движения для u , v — компонентов скорости;
- 2) уравнения статики;
- 3) уравнения неразрывности;
- 4) уравнения переноса для средней потенциальной температуры;
- 5) трех уравнений переноса для одноточечных моментов пульсаций компонент скорости $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ и $\overline{w'^2}$;
- 6) трех уравнений для составляющих потока количества движения $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$ и $\overline{v'w'}$;
- 7) трех уравнений для моментов $\overline{u'\theta'}$, $\overline{v'\theta'}$ и $\overline{w'\theta'}$;
- 8) уравнения для $\overline{\theta'^2}$.

Во всех уравнениях диффузионные слагаемые считаются малыми. При соответствующей аппроксимации неизвестных членов в уравнениях для вторых моментов система уравнений оказывается замкнутой. Для приземного слоя уравнения существенно упрощаются, и для этого случая может быть отыскано аналитическое решение, приведенное в работе [3]. Константы оценены на основании эмпирической информации о свойствах нестратифицированного потока. Результаты сравнения расчетов с экспериментальными данными показали удовлетворительное согласие рассчитанных и измеренных средних профилей величин u и θ . Данные же по составляющим $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ и $\overline{w'^2}$ дают гораздо худшие совпадения с экспериментальными оценками, однако результаты пульсационных измерений нельзя считать достаточно полными.

Аналогичная задача решается и в работе Левеллена и Теска [4], где тоже исследуется турбулентный режим стратифицированного приземного слоя. Используя известные упрощения теории приземного слоя, авторы записывают уравнения для величин $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{w'w'}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{w'T'}$, $\overline{u'T'}$, $\overline{T'^2}$. При выводе уравнений корреляции третьего порядка предполагались пропорциональными градиентам вторых моментов, аналогичная аппроксимация принималась и для членов типа $\overline{p'v'_i}$ (p' — пульсация давления). В простейшем слу-

чае задача сводится к решению четырех обыкновенных дифференциальных уравнений для $\overline{w'^2}$, $b = \overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}$, $\overline{u'T'}$ и $\overline{T'^2}$. Проведя соответствующую нормировку и выбрав масштабы величин кинетической энергии турбулентных пульсаций b в соответствии с теорией подобия Монины—Обухова, авторы статьи [4] получают целый ряд интересных зависимостей турбулентных характеристик (например, $\overline{w'^2/u'w'}$, $\overline{u'T'}/\overline{w'T'}$) от параметра z/L , где z — высота, L — параметр Обухова—Монины.

Весьма обстоятельное исследование вертикальной структуры планетарного пограничного слоя на основе модели турбулентности, включающей уравнения для вторых моментов, выполнено в работе Ширы [5]. Система уравнений, предложенная в этой работе, состоит из уравнений движения для u и v — компонент скорости, уравнений переноса для шести компонент тензора напряжений Рейнольдса, соотношения Колмогорова $k = l \sqrt{b}$ (k — коэффициент турбулентного обмена, l — путь смещения) и динамического уравнения для масштаба турбулентности. Последнее получается из соотношения

$$\frac{dl}{dt} = \frac{3}{2} \frac{l}{b} \frac{db}{dt} - \frac{l}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dt}.$$

Уравнение баланса турбулентной энергии не используется. Система уравнений содержит девять констант. На основе численного решения стационарной задачи оценивается высота пограничного слоя, коэффициент трения, профили разнообразных метеорологических характеристик в пограничном слое.

Перечисленные здесь работы являются только первым шагом на пути использования дифференциальных уравнений для вторых моментов в моделях пограничного слоя атмосферы. Очевидно однако, что полученные результаты позволяют надеяться на достаточную эффективность дальнейшего развития работ этого направления.

Среди описанных в литературе моделей турбулентного течения, использующих уравнения для вторых моментов, наиболее удачной нам представляется модель Джонса и Лаундера [6] или более новая модель Ханьялича и Лаундера [7] — как по сравнительной простоте, так и по устойчивости констант, входящих в уравнение. Это же мнение относительно модели Ханьялича и Лаундера высказывается в обзоре Брэдшоу [15]. Как в той, так и в другой модели для описания течения в пограничном слое привлекается, кроме уравнений движения и баланса энергии турбулентности, дифференциальное уравнение для диссипации энергии. В работе [7] не используется соотношение, связывающее напряжение трения с градиентом средней скорости движения. Вместо этого система уравнений дополняется дифференциальным уравнением для $\tau = -\overline{u'w'}$, что позволяет и в этом случае решать замкнутую задачу.

Остановимся несколько подробнее на уравнении для диссипации турбулентной энергии под действием вязкости: $\varepsilon = \frac{\nu}{2} \sum_{i, k} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} +$

$+\frac{\partial u_k}{\partial x_i})^2$. В общем виде уравнение для диссипации было получено Давыдовым [2] из уравнений Навье—Стокса. При больших числах Рейнольдса уравнение переноса для ε может быть записано в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} = & -2\nu \frac{\overline{\partial u_i}}{\partial x_k} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_l} \frac{\partial u'_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \frac{\partial u'_l}{\partial x_k} \right) - \\ & - 2\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_l} \frac{\partial u'_k}{\partial x_l} - 2 \left[\nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_l} \right]^2 - \\ & - \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_k \varepsilon} - \frac{\nu}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_l} \left(\frac{\partial p}{\partial x_l} \frac{\partial u_i}{\partial x_l} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

В работе [6] предлагается следующая аппроксимация слагаемых в правой части уравнения (1).

1. Первое слагаемое, отражающее влияние генерации энергии турбулентности на процессы диссипации, представляется в виде

$$2\nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_l} \frac{\partial u'_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \frac{\partial u'_l}{\partial x_k} \right) = \left(c_{\varepsilon 1} \frac{\overline{u'_i u'_k}}{b} + \tilde{c}_{\varepsilon 1} \delta_{ik} \right),$$

где $c_{\varepsilon 1}$ и $\tilde{c}_{\varepsilon 1}$ — константы.

2. Второе и третье слагаемые, по предложению Роди [7], могут рассматриваться в сумме, причем предполагается, что сумма этих членов определяется только динамикой каскадного процесса и не зависит от вязкости, поэтому из соображений размерности

$$2 \left\{ \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_l} \frac{\partial u'_k}{\partial x_l} + \nu \left(\frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_l} \right)^2 \right\} = c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{b}.$$

3. В работе [7] показано, что в пограничном слое вблизи стенки диффузионный член может быть представлен в виде

$$\overline{\varepsilon u'_k} = -\frac{c_{\varepsilon} b}{\varepsilon} \overline{u'_k u'_l} \frac{d\varepsilon}{dx_l}.$$

Члены, содержащие пульсации давления, считаются в этом уравнении пренебрежимо малыми.

Таким образом, уравнение для диссипации в пристеночном слое принимает вид

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -c_{\varepsilon 1} \frac{\overline{\varepsilon u'_i u'_k}}{b} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{b} + c_{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u'_k u'_l} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right). \quad (2)$$

В дальнейшем предположим $\overline{u'_k u'_l} \approx 0,5b$, т. е. нормальные напряжения считаются пропорциональными турбулентной энергии.

Попытаемся применить модель Джонса и Лаундера к описанию течений в атмосферном пограничном слое. Целесообразно рассмотреть вначале структуру достаточно хорошо изученного экспериментально и описанного с помощью теории подобия Монина—

Обухова приземного слоя атмосферы, т. е. рассмотреть двумерный, стационарный, квазиоднородный поток со сдвигом, термически стратифицированный. При этом турбулентные потоки тепла и количества движения не изменяются с высотой. Структура такого потока может быть описана, исходя из сказанного выше, следующей системой уравнений:

$$k \frac{du}{dz} = v_*^2 = \text{const}; \quad k \frac{dT}{dz} = \text{const}; \quad (3)$$

$$k \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - \varepsilon - \alpha_T k \frac{g}{T} \frac{dT}{dz} = 0; \quad (4)$$

$$\frac{1}{\sigma_\varepsilon} \frac{d}{dz} k \frac{d\varepsilon}{dz} + c_1 \frac{\varepsilon}{b} k \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - \alpha_T \frac{g}{T} k \frac{dT}{dz} \frac{\varepsilon}{b} - c_2 \frac{\varepsilon^2}{b} = 0; \quad (5)$$

$$\varepsilon = \frac{cb^2}{k}; \quad \sigma_\varepsilon, c_1, c_2, c, \alpha_T = \text{const}. \quad (6)$$

При $dT/dz=0$ имеем нейтрально стратифицированный поток с логарифмическим распределением скорости ветра. Отметим, что предельный случай логарифмического распределения может быть получен из решения системы (3)—(6) лишь при условии сохранения в уравнении (5) диффузионного члена, в отличие от уравнения (2), где диффузионный член при построении простейших моделей движения может быть опущен без ущерба для описания предельных соотношений. При отсутствии диффузионного члена в уравнении (5) оно вырождается в уравнение (4).

Введем безразмерные переменные:

$$\begin{aligned} \tilde{z} &= \frac{z}{L}; \quad \tilde{b} = \frac{b}{v_*^2}; \quad \tilde{k} = \frac{k}{\alpha v_* L}; \quad \tilde{u} = \frac{\alpha u}{v_*}; \\ \tilde{\varepsilon} &= \frac{\alpha L \varepsilon}{v_*^3}; \quad \tilde{T} = \frac{\alpha_T (T - T_0)}{T_*}; \\ T_* &= \frac{v_*^2}{\alpha \beta L}; \quad L = \frac{(\tau/\rho)^{3/2}}{\alpha \beta H/c_{pp}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь H — турбулентный поток тепла, T_0 — температура подстилающей поверхности, $\beta = g/T$. Исходные уравнения тогда принимают вид

$$\tilde{k} \frac{d\tilde{u}}{d\tilde{z}} = 1; \quad \tilde{k} \frac{d\tilde{T}}{d\tilde{z}} = 1; \quad (8)$$

$$\frac{1}{\tilde{k}} = 1 + \tilde{\varepsilon}; \quad \frac{d\tilde{u}}{d\tilde{z}} = 1 + \tilde{\varepsilon}; \quad \tilde{\varepsilon} = c\tilde{b}^2 (1 + \tilde{\varepsilon}); \quad (9)$$

$$\frac{1}{\sigma_\varepsilon} \frac{d}{d\tilde{z}} \tilde{k} \frac{d\tilde{\varepsilon}}{d\tilde{z}} + \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{b}} \left[\frac{c_1}{\tilde{k}} - 1 - c_2 \tilde{\varepsilon} \right] = 0. \quad (10)$$

Граничные условия: при $z=z_0$ $\tilde{u}=0$, $\tilde{T}=0$ и $\tilde{\varepsilon}=\tilde{\varepsilon}_0$; при $\tilde{z} \rightarrow \infty$
 $\frac{d\tilde{\varepsilon}}{d\tilde{z}}=0$.

После соответствующей подстановки и замены переменных уравнение (10) приводится к виду

$$\frac{d^2y}{dz^2}=f(y), \quad (11)$$

где

$$y=\ln(1+\tilde{\varepsilon});$$

$$f(y)=M\sqrt{e^y(e^y-1)}+N(e^y-1)^{3/2}e^{y/2};$$

$$M=\frac{\sigma_\varepsilon \sqrt{c}}{\alpha^2}(1-c_1);$$

$$N=\frac{\sigma_\varepsilon \sqrt{c}}{\alpha^2}(c_2-c_1).$$

Отсюда для ε получается следующее соотношение:

$$\frac{1}{1+\tilde{\varepsilon}} \frac{d\tilde{\varepsilon}}{d\tilde{z}}=f(\tilde{\varepsilon}), \quad (12)$$

где

$$f(\tilde{\varepsilon})=\sqrt{N\sqrt{\varepsilon+1}\varepsilon^{3/2}+2\alpha \ln(\sqrt{\varepsilon+1}+\sqrt{\varepsilon})-2\alpha\sqrt{\varepsilon}\sqrt{\varepsilon+1}}.$$

Проверим асимптотическое поведение функции $d\varepsilon/dz$ для предельных случаев стратификации.

1. $z/L \rightarrow 0$, $L \rightarrow \infty$ — случай нейтральной стратификации, $f(\tilde{\varepsilon}) \rightarrow -\sqrt{N\varepsilon^2} = -\sqrt{N}\varepsilon$, $\frac{d\varepsilon}{dz} \rightarrow -\varepsilon^2 \sqrt{N}$, $\frac{d\varepsilon}{\varepsilon^2} = -\sqrt{N} dz$, что приводит к гиперболической зависимости ε от z и к логарифмическому профилю скорости ветра при подстановке в (9).

2. $z/L \rightarrow -\infty$ — случай термической конвекции, $L \rightarrow 0$, $f(\tilde{\varepsilon}) \rightarrow 0$, $\frac{d\varepsilon}{dz} \rightarrow 0$, т. е. $\tilde{\varepsilon}$ перестает зависеть от высоты.

3. При сильной устойчивости предельное соотношение для $(u|_{z \rightarrow \infty} \rightarrow \tilde{z})$ может получиться только в том случае, если $\tilde{\varepsilon}_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 0$, что и выполняется в решении.

Интегрируя (12), получим зависимость $\varepsilon = \varphi_\varepsilon(z/L)$. Эта зависимость представляется нам наиболее интересным результатом из тех, которые можно получить при решении системы (1) — (4). Из теории подобия не получено никаких достоверных сведений относительно вида и поведения функции $\varphi_\varepsilon(z/L)$. Наибольшие трудности при решении уравнения (12) вызывает задание краевого ус-

ловия для $\tilde{\epsilon}$ при $\tilde{z} \rightarrow \frac{z_0}{L}$. В зависимости от этого условия можно получить разный наклон кривой $\varphi_\epsilon(z/L)$. Избежать этого ограничения можно, решая двуслойную задачу и пользуясь в качестве граничного условия заданием $\tilde{\epsilon}$ на уровне высоты неровностей поверхности [13].

Для проверки правильности результата и выбора более или менее правильного условия при $\tilde{z} = z_0/L$ следует сравнить результат расчетов с имеющимся наибольшим объемом экспериментальных данных. На рис. 1 приведена сводка таких данных, показывающая, какие имеются в настоящий момент сведения о функции $\varphi_\epsilon(z/L)$. Там же приведены теоретические кривые $\varphi_\epsilon(z/L)$, полученные из решения уравнения (10).

Одним из последних экспериментальных исследований по определению пульсационных характеристик турбулентного потока является работа М. З. Холмянского [10]. В ней приводятся вычисленные на основе пульсационных измерений значения ϵ на высоте $z = 13,5$ м при $L = 30$ м в сравнении с величинами ϵ , полученными по разного рода эмпирическим связям. Величина ϵ , вычисленная Холмянским по данным о пульсациях производной скорости, составила $100 \text{ м}^2/\text{с}^3$, из решения уравнения (10) — $160 \text{ м}^2/\text{с}^3$, по интерполяционной формуле Вингардта [16] — $50 \text{ м}^2/\text{с}^3$.

На основе расчетов и из рассмотрения имеющихся экспериментальных данных наименее определенной следует считать функцию $\varphi_\epsilon(z/L)$ в области отрицательных z/L . По-видимому, учет диффузионных членов в уравнении баланса для b поможет в дальнейшем прояснить картину.

Система уравнений (1) — (4) оказывается удобной при обобщении задачи расчета режима пограничного слоя на случай наличия любых других массовых сил, кроме силы плавучести. В частности, аналогичная система уравнений может быть использована для описания структуры турбулентного потока, содержащего взвешенную примесь.

В работах Г. И. Баренблатта и Г. С. Голицына [8, 9] сформулирована задача о расчете турбулентного течения при наличии

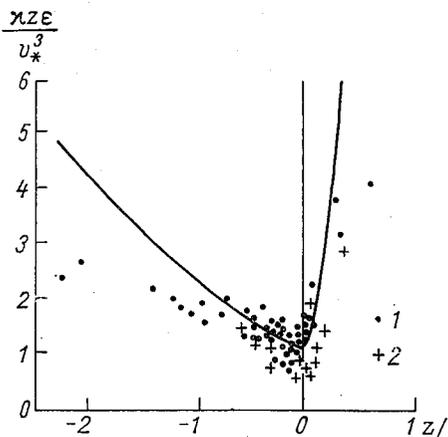


Рис. 1. Зависимость безразмерной функции диссипации от параметра z/L .

1 — экспериментальные данные из работы [16], 2 — из работы [14].

мелких взвешенных частиц в потоке. Для замыкания системы уравнений пограничного слоя Баренблатт и Голицын использовали гипотезу, позволяющую связать масштаб турбулентности с числом Колмогорова (R_K):

$$R_K = - \frac{\sigma g s' \overline{w'}}{k (du/dz)^2}.$$

Число Колмогорова определяет долю затрат энергии на взвешивание частиц от того количества турбулентной энергии, которое генерируется в потоке средним движением.

Откажемся от использования гипотезы подобия для масштаба турбулентности и применим к решению этой задачи систему уравнений типа (1) — (4). Воспользовавшись идеями Г. И. Баренблатта [9], запишем исходную систему уравнений для стационарного однородного турбулентного потока в приземном слое атмосферы в виде

$$k \frac{du}{dz} = v_*^2 = \text{const}, \quad (13)$$

$$k \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - \varepsilon - \sigma g s' \overline{w'} = 0, \quad (13')$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left(\frac{k}{\sigma_\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \right) + c_1 \frac{\varepsilon}{b} k \left(\frac{du}{dz} \right)^2 - \sigma g s' \overline{w'} \frac{\varepsilon}{b} - c_2 \frac{\varepsilon^2}{b} = 0, \\ \varepsilon = c \frac{b^2}{k}. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь $\sigma = \frac{\rho_p - \rho_g}{\rho_g}$ — относительное превышение избыточной плотности частиц над плотностью газа, $s' \overline{w'}$ — вертикальный турбулентный поток примеси. Предполагается, что соотношения Колмогорова остаются неизменными при наличии взвеси.

Введем величину R_K — динамическое число Колмогорова. Тогда система уравнений (11) — (14) приводится к следующему виду:

$$\frac{du}{dz} = \frac{\varepsilon}{v_*^2 (1 - R_K)}; \quad b = \frac{\sqrt{1 - R_K}}{\sqrt{c}} v_*^2; \quad (15)$$

$$k = \frac{v_*^4 (1 - R_K)}{\varepsilon}; \quad (16)$$

$$\frac{d}{dz} k \frac{d\varepsilon}{dz} - A \varepsilon^2 = 0, \quad (17)$$

где

$$A = \frac{\sqrt{c} \sigma_\varepsilon}{v_*^2 \sqrt{1 - R_K}} \left[c_2 - \frac{c_1 - R_K}{1 - R_K} \right]^{1/2}.$$

Можно предположить, как это делается в [8], что существует такой режим пыленесущего течения, когда поток вбирает в себя максимальное количество взвешенных частиц (при неограниченном

источнике частиц на поверхности). Этот режим называется режимом предельного нагружения.

Для режима предельного нагружения, как показано в [8], должно быть $R_K = \text{const}$. В этом случае уравнения (15) — (17) имеют простое аналитическое решение:

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{Az}}; \quad (18)$$

$$u = \frac{v_*}{\alpha} M(R_K) \ln \frac{z}{z_0}, \quad (19)$$

где

$$M(R_K) = \frac{(1 - R_K)^{1/4}}{\left[1 - \frac{R_K(c_2 - 1)}{c_2 - c_1}\right]^{1/2}}.$$

Решение (19) совпадает с логарифмическим распределением скорости, полученным в работе [8] для случая предельно нагруженного потока. В обозначениях [8] выражение (19) записывается таким образом:

$$u = \frac{v_*}{\alpha \Phi(R_K)(1 - R_K)^{1/4}} \ln \frac{z}{z_0}. \quad (20)$$

В нашем случае, в отличие от интерполяционных оценок, полученных в работе [8], мы имеем точную зависимость скорости ветра от числа Колмогорова и очевидное определение функции $\Phi(R_K)$:

$$\Phi(R_K) = \frac{\left[1 - \frac{R_K(c_2 - 1)}{c_2 - c_1}\right]^{1/2}}{[1 - R_K]^{1/2}}. \quad (21)$$

Из анализа выражения (19) следует, что данное решение имеет смысл для $R_K \leq 0,5$, т. е. режим предельного нагружения может поддерживаться лишь в том случае, если меньше половины турбулентной энергии, генерирующейся средним движением, тратится на взвешивание частиц. Эта оценка зависит от значений констант c_1 и c_2 в уравнении (17), однако из [6 и 7] следует, что вариации этих констант незначительны. Для практических целей важно использовать выражение (19) для получения связи динамической скорости на поверхности со значениями скорости ветра на той или иной высоте в приземном слое. Такие связи устанавливаются по экспериментальным данным в работе О. Е. Семенова [11]. Следует отметить, что эксперимент Семенова, проводившийся в условиях песчаной бури, характеризуется сравнительно большими размерами частиц и малым содержанием взвешенной примеси в атмосфере. Поэтому на режим приповерхностного слоя в данном случае основное влияние оказывают процессы сальтации частиц [12]. Последние определяют вид зависимости $z_0 = f(v_*)$, которая получена по экспериментальным данным в [11] и подтверждена теоретически [12].

Воспользовавшись экспериментальной связью $z_0=f(v_*)$, нетрудно по уравнению (19) рассчитать зависимость v_* от скорости ветра на разных высотах. Зависимость v_* от скорости ветра на высоте $z=2$ м приведена на рис. 2 для различных значений R_K . Обработка экспериментальных данных выполнена Семеновым в предположении, что в пыленесущем потоке сохраняется обычный логарифмический профиль — без поправочного множителя $M(R_K)$. Поэтому экспериментальные точки на рисунке 2 сдвинуты влево по отношению к расчетным кривым. Действительно, при песчаных бурях количество взвешенных частиц в атмосфере незначительно.

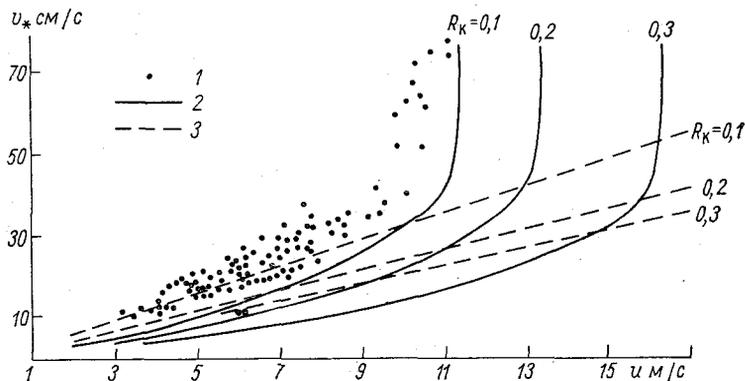


Рис. 2. Зависимость v_* от скорости ветра на высоте 2 м.

1 — экспериментальные данные, 2 — расчетные кривые с учетом зависимости $z_0=f(v_*)$, 3 — расчетные кривые для $z_0=\text{const}$.

Однако учет поправки на взвесь становится существенным для интерпретации экспериментальных данных, полученных в условиях сильно запыленной атмосферы.

На примере расчета течения в пыленесущем потоке удобно перевернуть систему уравнений Ханьялича и Лаундера, предложенную в [7]. Особенности и преимущества этой системы уравнений состоят в отказе от использования соотношения Буссинеска для касательного напряжения. Для нашего случая уравнения записываются таким образом:

$$-2,8 \frac{\varepsilon}{b} \overline{u'w'} - 0,07 \cdot 2,8b \frac{du}{dz} - \gamma \sigma g s' \overline{w'} = 0; \quad (22)$$

$$-\overline{u'w'} \frac{du}{dz} - \varepsilon - \sigma g s' \overline{w'} = 0; \quad (23)$$

$$-c_1 \frac{\varepsilon}{b} \overline{u'w'} \frac{du}{dz} - c_2 \frac{\varepsilon^2}{b} + \frac{0,5}{\sigma_\varepsilon} \frac{d}{dz} \frac{b^2}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} - \sigma g s' \overline{w'} \frac{\varepsilon}{b} = 0. \quad (24)$$

Система уравнений (22)–(24), кроме обсуждавшихся уже уравнений для b и ε , содержит уравнение переноса для напряже-

ния Рейнольдса $-\overline{u'w'}$. Вывод уравнения (без учета взвешенной примеси) приведен, например, в [1].

Моменты третьего порядка и члены с пульсациями давления аппроксимируются аналогично тому, как это сделано выше для уравнения (24). Учет влияния примеси на турбулентный поток количества движения в уравнении (20) выполняется так же, как это делается, например, в [9] для уравнения баланса турбулентной энергии. Система (22)—(24), так же как система (15)—(17), имеет при $R_K = \text{const}$ аналитическое решение. Это решение совпадает внешне с выражениями (18)—(19), отличие решений состоит лишь в более сложной зависимости $M(R_K)$. Количественное различие в значениях $M(R_K)$, полученных из решения уравнений (15)—(17) и из решения системы (22)—(24), изображено на рис. 3. Оценки области применимости решения остаются прежними.

Получение разумных результатов с помощью уравнений (22)—(24) существенно само по себе, так как использование уравнения (22) в задачах планетарного пограничного слоя может быть весьма перспективным.

Приведенные простые модели течений в приземном слое атмосферы, построенные с помощью уравнений для вторых моментов, показывают, что применение этих уравнений дает интересные и новые результаты даже в уже исследованных задачах. Дальнейшее развитие этих моделей может быть направлено на описание нестационарных процессов, в частности, представляет интерес анализ функции диссипации в нестационарных условиях. С использованием этих моделей может быть получено более полное описание процессов при пыльных бурях с учетом наличия взвеси в воздухе и процессов сальтации. Представляет интерес приложение модели Ханьялича и Лаундера к описанию процессов при сильно волнистой — при наличии в воздухе бризг.

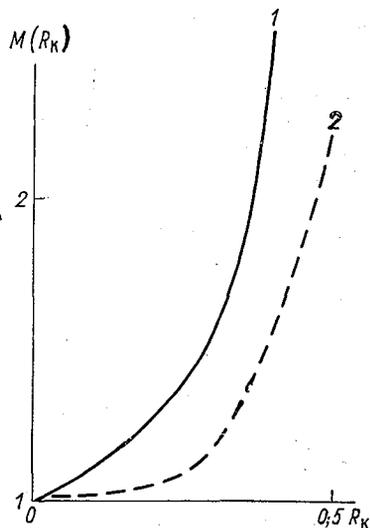


Рис. 3. Расчетные значения параметра $M(R_K)$.

1 — по схеме Джонса—Лаундера,
2 — по схеме Ханьялича—Лаундера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., «Наука», 1965. 720 с.
2. Давыдов Б. И. К статистической динамике несжимаемой турбулентной жидкости.— «ДАН», 1961, т. 136, № 1, с. 47—50.
3. Mellor G. L. Analytic prediction of the properties of stratified planetary surface layers.— «J. Atm. Sci.», 1973, vol. 30, N 6, p. 1061—1069.

4. Lewellen W. S. and Teske M. Prediction of the Monin—Obukhov similarity functions from an invariant model of turbulence.— „J. Atm. Sci.“, 1973, vol. 30, N 7, p. 1340—1345.
5. Shir C. C. A preliminary numerical study of atmospheric turbulent flows in the idealized planetary boundary layer.— „J. Atm. Sci.“, 1973, vol. 30, N 7, p. 1327—1339.
6. Jones W. P. and Launder B. E. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence.— Int. J. Heat Mass Transfer“, 1972, vol. 15, p. 301—314.
7. Hanjalić K. and Launder B. E. A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows.— „J. Fluid. Mech.“, 1972, vol. 52, 4, p. 609—638.
8. Голицын Г. С. Введение в динамику планетных атмосфер. Л., Гидрометеоиздат, 1973. 104 с.
9. Баренблатт Г. И. О движении взвешенных частиц в турбулентном потоке.— «Прикладная математика и механика». 1953, т. 17, с. 261—274.
10. Холмяиский М. З. Измерения микротурбулентных пульсаций производной скорости ветра в приземном слое атмосферы.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1972, т. 8, № 8, с. 819—827.
11. Семенов О. Е. Некоторые физические особенности деятельной поверхности и приземного слоя атмосферы при пыльных бурях и поземках.— Автореф. дисс. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Л., ГГО, 1973. 24 с.
12. Бютнер Э. К. Модель процесса теплообмена с поверхностью, покрытой движущимися неровностями.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 297, с. 29—41.
13. Быкова Л. П. Опыт расчета характеристик пограничного слоя атмосферы по заданным параметрам подслоя шероховатости.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 297, с. 12—19.
14. Garratt J. R. Studies of turbulence in the surface layer over water — „Quart. J.R.M.S.“, 1972, vol. 98, N 417, p. 642—657.
15. Bradshaw P. The understanding and prediction of turbulent flow.— „The aeronautical journal“, 1972, vol. 76, N 739, p. 403—418.
16. Wyngaard J. C. and Coté O. R. The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer.— „J. Atm. Sci.“, 1971, vol. 28, N 2, p. 190—201.

Л. П. БЫКОВА

ХАРАКТЕР ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛЕСНЫХ ПОЛОС НА СТРУКТУРУ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА

В литературе, посвященной влиянию лесных полос на микроклимат, обращается внимание на первостепенную роль эффектов изменения интенсивности турбулентного обмена воздуха под воздействием лесной полосы. Первая попытка количественного учета влияния лесополос на турбулентную структуру воздушного потока предпринята М. И. Юдиным [1]. Основываясь на расчете изменения завихренности единичной массы воздуха, движущегося над полосой, автор указанной работы дает оценку оптимальной ширины лесной полосы. Ряд полуэмпирических соотношений для оценки ветрозащитного влияния лесополосы приведен в монографии А. Р. Константинова и Л. Р. Струзера [2].

В последние годы для решения этой задачи используются более сложные методы, связанные с численным интегрированием нелинейных дифференциальных уравнений [3, 4]. В работе [3] предложена методика расчета характеристик турбулентного режима за непроницаемой лесной полосой, основанная на решении уравнения струи. Успешная разработка теории взаимодействия турбулентного потока с растительным покровом [5] привела к возможности построения более детальной теоретической модели влияния лесополосы на приземный поток воздуха [4]. Несмотря на существенные упрощения, авторам работы [4] удалось получить ряд интересных результатов, относящихся к нижней части расчетной области.

Модель динамической трансформации полей метеорологических элементов во всем пограничном слое атмосферы, учитывающая взаимодействие потока воздуха с растительным покровом, построена в работах [6, 7]. В настоящей статье на основе решения замкнутой системы уравнений, описывающих процесс трансформации, исследуются физические закономерности влияния лесных полос на структуру турбулентного течения.

Исходная система уравнений установившегося движения воздуха внутри растительности и над нею записывается следующим

образом [6, 7]:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z} + f v -$$

$$- \begin{cases} c_a s \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} u, & z \leq h, \\ 0, & z > h; \end{cases} \quad (1)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z} - f(u - G) -$$

$$- \begin{cases} c_a s \sqrt{u^2 + v^2 + w^2} v, & z \leq h, \\ 0, & z > h; \end{cases} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (3)$$

$$u \frac{\partial b}{\partial x} + w \frac{\partial b}{\partial z} = k \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] +$$

$$+ \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z} - \frac{c_0 b^2}{k} + \begin{cases} c_a s (\sqrt{u^2 + v^2 + w^2})^3, & z \leq h, \\ 0, & z > h; \end{cases} \quad (4)$$

$$k = c_0^{1/2} l \sqrt{b}. \quad (5)$$

Здесь u, v, w — составляющие средней скорости ветра по осям x, y, z соответственно; G — скорость геострофического ветра; f — параметр Кориолиса; b — средняя энергия турбулентных пульсаций; k — коэффициент турбулентного обмена по вертикали для количества движения; l — масштаб турбулентности; α_b, c_0, κ — универсальные постоянные. Свойства подстилающей поверхности определяются высотой растительности h , коэффициентом аэродинамического сопротивления элементов растений c_a и удельной поверхностью фитомассы s . Ось x направлена по геострофическому ветру, ось z — по вертикали вверх. Заметим, что здесь рассматривается случай изменения свойств поверхности вдоль линии, перпендикулярной геострофическому ветру, т. е. приземный ветер направлен под некоторым углом к линии раздела поверхностей.

Для замыкания системы принята следующая модель. В слое растительности применяется предложенное в работе [7] соотношение для масштаба турбулентности

$$l = \frac{\kappa z}{1 + 2,5z/h \sqrt{c_a s h}}, \quad z \leq h. \quad (6)$$

Вне растительного покрова используется гипотетическое соотношение для функции $\omega = c_1 \frac{b}{k}$, которая определяется как эффективная частота пульсаций,

$$u \frac{\partial \omega}{\partial x} + w \frac{\partial \omega}{\partial z} = - \frac{0,635 \omega^2}{(1 + \beta z)^2} + \alpha_\omega \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \omega}{\partial z}, \quad z \geq h. \quad (7)$$

Это соотношение является модификацией уравнения А. Н. Колмогорова, предложенного в [8]. Модификация сводится к введению поправки Блэкадара $(1+\beta z)^2$, описывающей эффект ограничения масштаба турбулентности на больших высотах. В уравнении (7) c_1, α_ω — эмпирические постоянные.

Сформулируем граничные условия для системы уравнений (1) — (7).

1. Для компонент скорости ветра выполняются условия прилипания потока на уровне шероховатости почвы под растительным покровом (при $z=z'_0$ $u=v=w=0$) и условие совпадения средней скорости потока со скоростью геострофического ветра на верхней границе расчетной области H ($u=G, v=0$).

2. Для уравнения (4) использовались условия непроницаемости поверхности для потока энергии турбулентности $\left(\alpha_b k \frac{\partial b}{\partial z} = 0\right)$ и затухания турбулентности на уровне $z=H$ ($b=0$).

3. Поскольку соотношение (7) справедливо в области $h \leq z \leq H$, нижнее граничное условие для ω ставится на уровне $z=h$. Значение функции ω на этом уровне находится из решения задачи с использованием уравнения (6). На верхней границе для функции ω принято условие $\alpha_\omega k \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0$.

4. На границе $x=0$ значения турбулентных характеристик находятся из решения системы уравнений (1) — (7) с граничными условиями при отсутствии адвективных членов в уравнениях (1), (2), (4), (7).

5. Предполагается, что на достаточно большой высоте все возмущения метеорологических элементов, вызванные сменой свойств подстилающей поверхности, затухают. Это означает, что на уровне $z=H$ при $x>0$ условия для функций u, v, b остаются те же, что указаны в п. 1 и 2, а для функции ω принимается $\omega(x, H) = \omega(0, H) = \text{const}$.

Общую схему рассматриваемого процесса можно представить таким образом. Поток воздуха, который в течение длительного времени находился над однородной подстилающей поверхностью, встречает на своем пути лесную полосу, проходит через нее и далее снова движется над однородной поверхностью. Наша задача состоит в том, чтобы выяснить, как изменяются характеристики турбулентного течения под влиянием лесных полос различной конструкции.

При расчетах параметры конструкции лесополос изменяются в следующих пределах: L (ширина полосы) = $(8 \div 24)$ м, $s = (1,6 \div 3,3)$ м⁻¹, $c_d = 0,03$, $h = 10$ м. Рассматриваются два типа лесных полос: ажурные полосы (удельная поверхность фитомассы s постоянна по всему профилю) и продуваемые (в этом случае значения параметра s в области стволов ($z \leq h_1$) приняты равными 0,2 от этой величины в кронах).

284368

Характеристики поверхности, с которой набегаёт поток, и поверхности за полосой примерно соответствуют высокой траве (или картофельному полю): $h=0,5$ м, $c_d=0,1$, $s=5$ м⁻¹.

Решение выполнено при значениях постоянных: $f=1,26 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹, $\kappa=0,4$, $c_0=0,046$, $c_1=0,04$, $\alpha_b=\alpha_\omega=0,73$, $z'_0=10^{-3}$ м, $H=700$ м, $\beta=$
 $=\kappa f/0,00027G$.

Система уравнений (1) — (7) с граничными условиями решена численно на ЭВМ М-222. Нелинейные дифференциальные уравнения в частных производных аппроксимировались конечно-разностными уравнениями по неявной шеститочечной схеме. Решение выполнялось методами матричной и простой прогонки совместно с методом последовательных приближений.

Анализ результатов решения

1. Для выяснения механизма влияния лесной полосы на турбулентный обмен рассмотрим характеристики турбулентного состояния воздушного потока, пересекающего лесополосу, в зависимости от ее конструкции. На рис. 1 приведены изолинии значений турбулентной энергии, полученные при расчете обтекания полос с одинаковыми геометрическими характеристиками ($h=10$ м, $L=16$ м), но с различной проницаемостью; $c_d s=0,1$ м⁻¹ — для плотной полосы; $c_d s=0,05$ м⁻¹ — для ажурной полосы.

Очевидно, что по мере движения воздушного потока над лесной полосой профили характеристик турбулентности деформируются, постепенно приспосабливаясь к условиям измененной поверхности и образуя внутренний пограничный слой. Высота внутреннего пограничного слоя (δ) определяется из условия

$$\frac{|\tau(x, z) - \tau(0, z)|}{\tau(0, z)} \leq 0,1,$$

где τ — напряжение турбулентного трения. На рис. 1 величина δ показана пунктиром. Непосредственно за лесной полосой возникает новый пограничный слой, характеристики которого устанавливаются под влиянием новой подстилающей поверхности. Однако поток воздуха долго еще сохраняет «след» пограничного слоя, возникшего над лесом.

Проследим за развитием пограничного слоя над плотной лесной полосой (рис. 1 а). Из рисунка видно, что внутренний пограничный слой над лесополосой очень быстро растет по высоте и при $x=L$ он уже имеет значительную вертикальную мощность. При значениях x , превышающих L , т. е. над подветренным краем полосы и далее, высота пограничного слоя, сформировавшегося над лесной полосой, уменьшается — граница раздела направлена к земной поверхности. Этот слой оказывается неустойчивым и очень скоро размывается. В подобных условиях в полосе и непосредственно за ней наблюдается резко выраженное затишье, однако профили ветра и характе-

ристик турбулентного обмена по мере продвижения вдоль оси x довольно быстро восстанавливаются (рис. 2).

Посмотрим теперь, как ведет себя внутренний пограничный слой при обтекании потоком проницаемой лесной полосы (рис. 1 б). В этом случае слой воздуха, в котором структура потока сохраняет влияние лесной полосы, имеет меньшую вертикальную мощ-

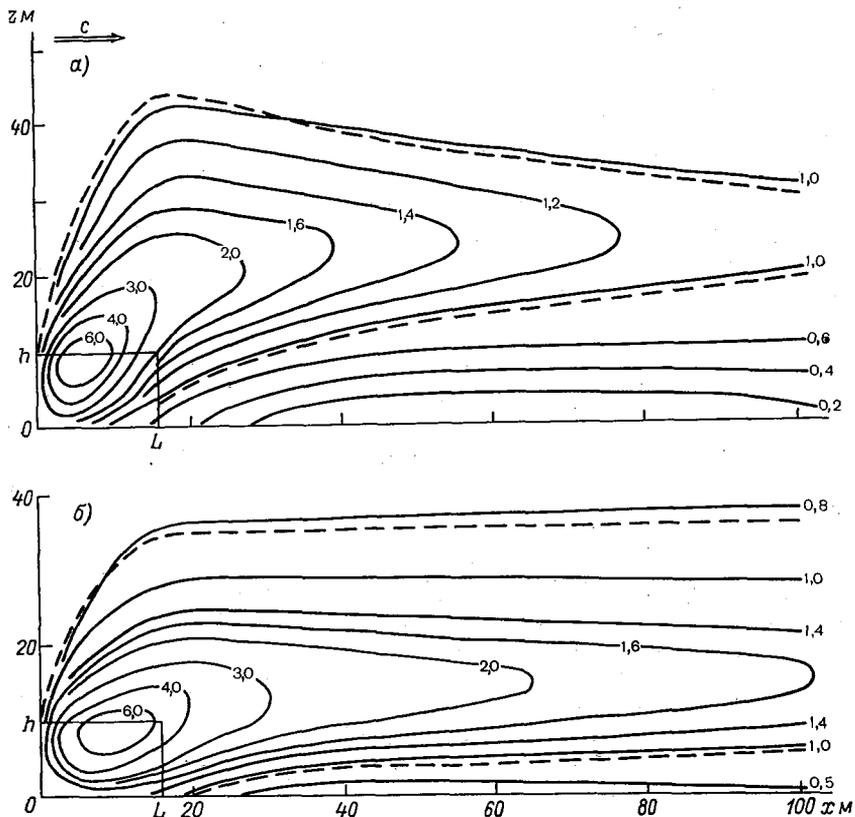


Рис. 1. Изолинии средней энергии турбулентности ($\text{м}^2/\text{с}^2$). Расчет обтекания проводился для плотной (а) и ажурной (б) лесных полос ($L=16$ м).

Пунктирные линии — внутренние пограничные слои. Расчет выполнен при $G=10$ м/с.

ность, но он более устойчив и простирается до значительных расстояний от полосы (в 40—50 раз превосходящих высоту деревьев).

На рис. 3 приведены примеры обтекания потоком лесных полос одной и той же проницаемости ($c_{ds}=0,1 \text{ м}^{-1}$), но различной ширины (24 и 8 м). При анализе результатов расчетов, представленных на рис. 1 и 3, становится очевидным, что сходный характер развития пограничного слоя может быть получен при различных значениях ширины и плотности полосы.

Следует обратить внимание на одну особенность, которая, по-видимому, оказывает решающее влияние на характер изменения

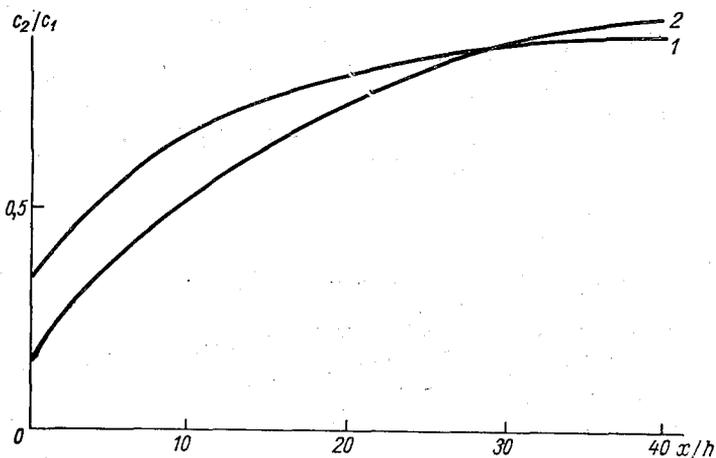


Рис. 2. Относительное ослабление средней скорости ветра на высоте 1 м за лесной полосой ($x' = x - L$) в зависимости от конструкции полосы ($L = 16$ м).

1 — плотная полоса ($c_d s = 0,1 \text{ м}^{-1}$), 2 — ажурная полоса ($c_d s = 0,05 \text{ м}^{-1}$).

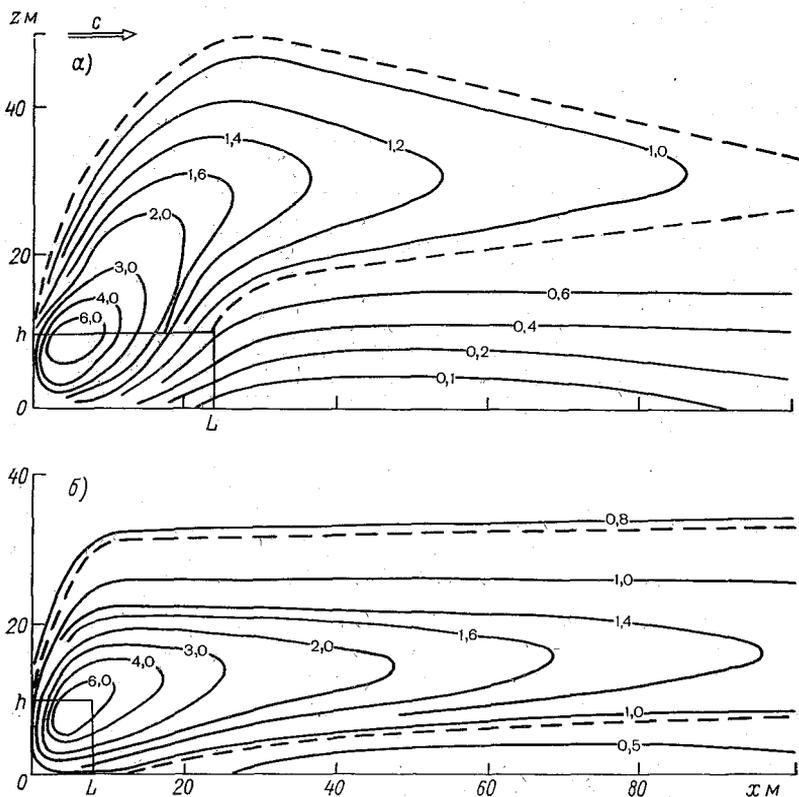


Рис. 3. Изолинии средней энергии турбулентности ($\text{м}^2/\text{с}^2$). Расчет обтекания проводился для лесных полос ($c_d s = 0,1 \text{ м}^{-1}$) различной ширины.

а) $L = 24$ м, б) $L = 8$ м. Пунктирные линии — внутренние пограничные слои.

пограничного слоя за полосой. При натекании потока на лес изменение напряжения трения имеет характер резкого всплеска (точно так же ведет себя и энергия турбулентности). Расчеты показали, что максимальные значения функции τ (или b) приходится на горизонтальное расстояние $x=(5\div 15)$ м. Это расстояние зависит от плотности посадки: чем больше удельная поверхность элементов растений, тем ближе к наветренному краю полосы располагается максимум b .

Расчеты показали, что пограничный слой, сформировавшийся под влиянием лесной полосы, будет достаточно устойчивым в том случае, когда максимум энергии турбулентности близок к подветренному краю полосы (см. рис. 3 б). Исходя из этого можно дать приблизительную оценку оптимальной ширины лесополосы. По нашим расчетам (при значениях параметров c_a и s , близких к реальным), величина L составляет примерно 10 м. Вместе с тем важно, чтобы внутренний пограничный слой при приближении к заветренному краю полосы достиг бы и значительной вертикальной мощности. С учетом этого, по-видимому, следует приведенное выше значение оптимальной ширины лесополосы несколько увеличить.

Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования ветрозащитного влияния лесных полос указывают на то, что турбулентная структура потока в значительной мере обуславливается конструкцией лесополосы. В случае плотных полос воздушный поток не проходит сквозь полосу, а переваливает через нее; структура потока меняется сравнительно мало. Ажурные полосы, действуя подобно гидродинамической решетке, разбивают и размельчают крупные вихри и тем самым способствуют образованию за полосой зоны мелких вихрей. Последняя выполняет роль буфера, который препятствует обмену между верхними и нижними слоями воздуха.

Эти выводы получили наглядное подтверждение на представленных нами графиках. Здесь след пограничного слоя, образовавшегося над лесной полосой, играет роль буферного слоя (или зоны мелких вихрей), который ведет как бы к расслоению атмосферы. При этом турбулентный обмен между различными слоями оказывается ослабленным. Горизонтальная протяженность этой зоны, а следовательно, и эффективность защитного влияния полосы зависят от ее конструкции. Возникновением и развитием над лесной полосой и за нею внутренних пограничных слоев и связанной с этим зоны ослабленного турбулентного обмена, по-видимому, можно объяснить тот факт, что влияние лесных полос распространяется на значительные расстояния.

2. Механизм обтекания лесных полос воздушным потоком, а следовательно, и их ветрозащитное действие в значительной мере зависят от степени продуваемости этих полос. Результат влияния лесных полос различной конструкции на распределение ветра получен Ю. П. Бялловичем [9] на основе обработки большого числа экспериментальных данных. Взятые из рис. 2 этой работы кривые, характеризующие скорость ветра за полосой по отношению

к скорости в открытой степи на высоте 2 м над поверхностью почвы, приведены на рис. 4 а.

Рисунок 4 б иллюстрирует результаты наших расчетов для полос, высота и ширина которых близки к значениям соответствующих величин в указанном выше эксперименте Бялловича, а толщина продуваемого слоя (h_1) изменяется от 0 до $0,7h$. При расчетах значение скорости геострофического ветра принято равным

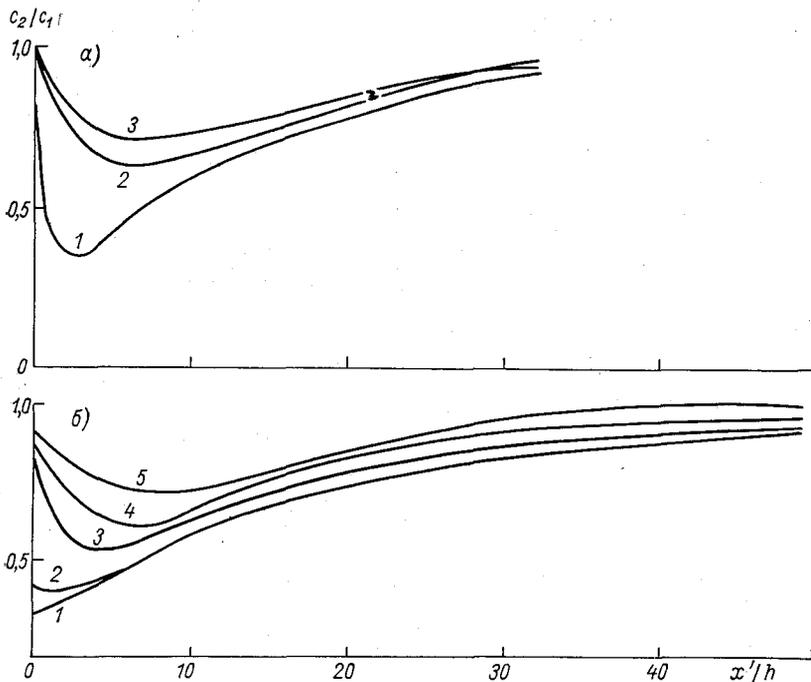


Рис. 4. Ослабление скорости ветра за лесной полосой ($x' = x - L$) по отношению к скорости набегающего потока в зависимости от конструкции лесополосы.

а) экспериментальные данные Бялловича [9]: 1) $h = 7,5$ м, $L = 8$ м, ажурная полоса; 2) $h = 8,7$ м, $L = 9$ м, $h_1 = 3$ м; 3) $h = 8,2$ м, $L = 6,5$ м, $h_1 = 5$ м; б) результаты расчета при $h = 10$ м, $L = 8$ м, $c_{ds} = 0,1$ м⁻¹: 1) $h_1 = 0$ (ажурная полоса); 2) $h_1 = 1,5$ м; 3) $h_1 = 3$ м; 4) $h_1 = 4,5$ м; 5) $h_1 = 7$ м.

10 м/с. Из рисунка видно, что, согласно нашим расчетам, положение минимума скорости для ажурной лесополосы совпадает со значением x , соответствующим концу полосы, а у полос продуваемой конструкции минимум скорости отодвинут от подветренного края на некоторое расстояние. При этом, чем больше продуваемость, тем слабее выражен минимум скорости ветра и тем дальше он расположен от подветренной опушки. Так, положение минимума скорости для продуваемых лесных полос, как показали расчеты, отодвинуто от подветренного края на расстояние, равное при $h_1 = 1$ м двум вы-

сотах полосы, а при $h_1=7$ м — восьми. Полученные нами расчеты в общем хорошо согласуются с результатами натуральных наблюдений, которые показывают, что это расстояние составляет две—семь высот полосы (рис. 4 а).

Профили горизонтальной скорости за лесной полосой постепенно восстанавливают свой первоначальный характер. По нашим расчетам, ослабление скорости ветра на высоте 2 м под воздействием лесных полос прослеживается до расстояний $(40\div 50)h$. Наиболее же эффективно полосы влияют до расстояния, равного $(15\div$

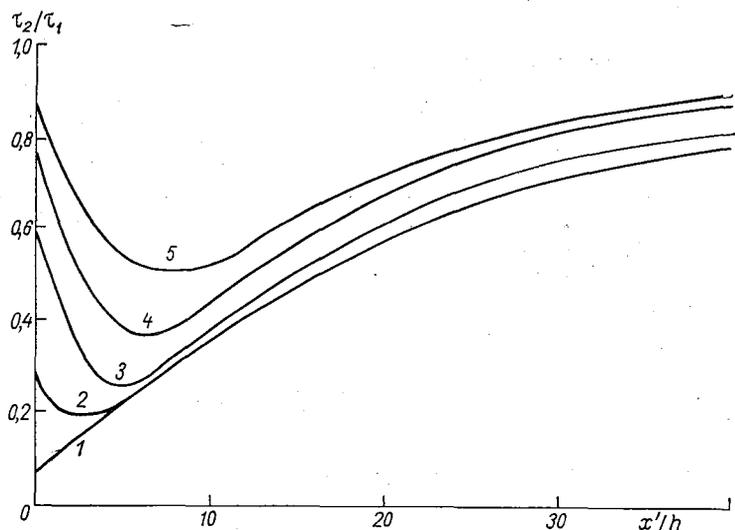


Рис. 5. Изменение поверхностного напряжения трения (τ_2/τ_1) по горизонтали ($x'=x-L$).

Усл. обозначения см. рис. 4 б.

20) h . Из сравнения рис. 4 а и 4 б видно, что эти результаты находятся в удовлетворительном соответствии с экспериментальными данными.

В качестве основного критерия защитного действия лесной полосы принимается ослабление напряжения турбулентного трения за полосой по сравнению с его величиной в набегающем потоке (на той же высоте над поверхностью почвы). График влияния лесных полос на горизонтальное распределение функции τ непосредственно над покровом приведен на рис. 5. Показанные здесь кривые получены на основании тех же расчетов, что и при построении рис. 4 б. Из рис. 4 б и 5 непосредственно следует, что с увеличением высоты продуваемого слоя (в данном примере более 1,5 м) ветрозащитная эффективность лесной полосы снижается.

Хорошее совпадение результатов расчета с экспериментальными данными свидетельствует о том, что принятая схема взаимодействия потока с лесной полосой в целом правильно отражает физику

процесса. Проведенные расчеты показывают возможность использования данной модели для подготовки практических рекомендаций по разработке оптимальной конструкции лесных полос.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юдин М. И. Влияние лесных полос на турбулентный обмен и оптимальная ширина полос.— В кн.: Вопросы гидрометеорологической эффективности полезащитного лесоразведения. Л., Гидрометеоздат, 1950, с. 40—43.
2. Константинов А. Р., Струзер Л. Р. Лесные полосы и урожай. Л., Гидрометеоздат, 1965. 176 с.
3. Надежина Е. Д. Опыт теоретической оценки ветрозащитного влияния лесных полос.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 282, с. 127—132.
4. Циприс И. Б., Менжулин Г. В. Расчет взаимодействия проникаемых полезащитных лесных полос и приземного потока воздуха.— «Метеорология и гидрология», 1972, № 11, с. 82—88.
5. Менжулин Г. В. К методике расчета метеорологического режима в растительном сообществе.— «Метеорология и гидрология», 1970, № 2, с. 92—99.
6. Дубов А. С., Быкова Л. П. Характеристики турбулентного течения в пограничном слое атмосферы над лесом и внутри его.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 297, с. 3—11.
7. Быкова Л. П., Дубов А. С. Влияние лесных полос на распределение концентрации пыли при пыльных бурях.— «Метеорология и гидрология», 1974, № 7, с. 34—41.
8. Колмогоров А. Н. Уравнение турбулентного движения несжимаемой жидкости.— «ДАН СССР. Сер. физ.», 1942, т. 6, № 1—2, с. 56—58.
9. Бяллович Ю. П. Новые данные о влиянии полезащитных полос на скорость ветра.— «Метеорология и гидрология», 1939, № 4, с. 95—103.

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ОЦЕНКИ ВЛИЯНИЯ СУТОЧНОГО ХОДА РАДИАЦИОННОГО БАЛАНСА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАД ОРОШЕННЫМ УЧАСТКОМ

Существующие методы расчета метеорологических характеристик над орошенными землями в пустынных районах [1] обычно не учитывают влияние суточной изменчивости внешних параметров, использующихся при этих расчетах. Однако известно, что амплитуды суточных колебаний радиационного баланса в пустыне весьма значительны, и это обстоятельство может сказываться на оценках изменения метеорологических элементов под влиянием орошения. Разумеется, для корректного описания нестационарного процесса в условиях горизонтальной неоднородности должна быть решена система уравнений, описывающих течение в турбулентном пограничном слое, с учетом нелинейных членов и производных по времени. Однако решение нестационарной, двухмерной нелинейной задачи представляет в настоящий момент большие трудности чисто технического характера. Поэтому можно попытаться провести оценки влияния суточного хода радиационного баланса на расчеты характеристик воздушного потока над орошенным участком по имеющейся модели горизонтально-неоднородного стационарного пограничного слоя. Такая модель подробно описана в [2, 3].

Для выполнения расчетов по этой модели необходимо задать значения следующих внешних параметров: r — относительной влажности на поверхности, $(R - B)$ — разности радиационного баланса на поверхности и потока тепла в почву, z_0 — шероховатости поверхности, H — высота пограничного слоя, v_g , q_H и θ_H — соответственно геострофического ветра, удельной влажности и температуры на верхней границе пограничного слоя.

Предположим, что из всех этих параметров наибольшую изменчивость в суточном ходе имеет величина $(R - B)$. Действительно, из рис. 1, на котором показан суточный ход $(R - B)$ по экспедиционным данным в пустынном районе вблизи ст. Чашкент [5], видно, что амплитуды $(R - B)$ как над неорошенным, так и над орошенным участком весьма велики (0,6 кал/(см²·мин)). Значения r , z_0 ,

v_g , H , q_H и T_H будем считать не изменяющимися в течение суток. Тогда, выбрав несколько значений $(R-B)$ на графике $(R-B) = f(t)$ и рассчитав по этим значениям $(R-B)$ соответствующие характеристики воздушной массы над орошенным участком, получим некоторое представление о суточной изменчивости рассчитанных характеристик. Разумеется, никаких фазовых сдвигов при таких оценках получить не удастся без полного решения нестационарной задачи. Таким образом, выполненные расчеты дают представление только о возможных амплитудных характеристиках получаемых величин.

Приведем примеры расчетов. В качестве исходных данных о суточном ходе радиационного баланса использована эмпирическая

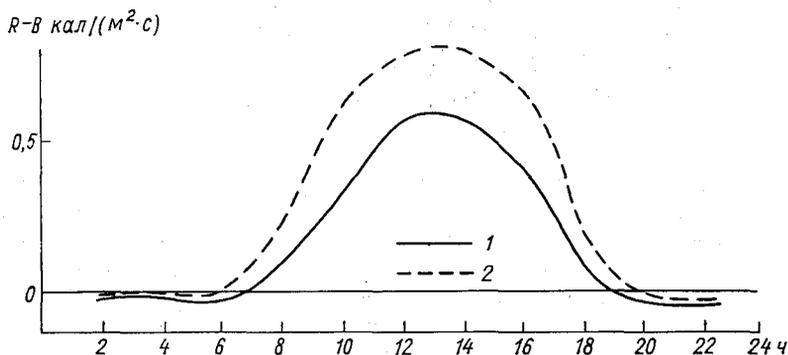


Рис. 1. Суточный ход $(R-B)$ по экспериментальным данным [5].

1 — пустыня, 2 — оазис.

кривая, приведенная на рис. 1. Были рассчитаны профили температуры, влажности, коэффициента и энергии турбулентности, турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения на различных расстояниях от границы раздела орошенного и неорошенного участков для значений $(R-B)$, снятых с графика в моменты $t=4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20$ ч. Профили соответствующих характеристик над неорошенным участком получались по той же схеме методом стационарирования — так, как это описано в [3]. Для сравнения были сосчитаны все указанные величины при среднесуточном значении $(R-B)$. Относительная влажность поверхности неорошенного участка принималась равной 30 и 10%, орошенного участка — 70%. Шероховатость поверхности была принята равной 1 см. Влияние изменения шероховатости при смене поверхностей не учитывалось. Были использованы постоянные значения $H=2$ км и $v_g=10$ м/с. Значения q_H и T_H варьировались. Уравнение баланса энергии турбулентности решалось с учетом стратификации влажности [4]. Последнее обстоятельство существенно при выполнении расчетов над орошенными участками, где градиенты влажности могут быть очень велики.

В результате расчетов по численной схеме получаем безразмерные характеристики, нормированные таким образом:

$$\tau = \frac{\theta - \theta_H}{\theta_H}, \quad \tilde{q} = \frac{q}{q_m(\theta_H)}, \quad \tilde{k} = \frac{k}{v_g H}, \quad \tilde{b} = \frac{b}{v_g^2}.$$

Здесь $q_m(\theta_H)$ — насыщающая влажность при температуре θ_H , k — коэффициент турбулентного обмена, b — кинетическая энергия турбулентности. При этом рассчитываемые характеристики полностью определяются значениями следующих безразмерных параметров:

$$M = \frac{R - B - 4\sigma\theta_H^4}{\rho c_p v_g \theta_H}, \quad P = \frac{q_m(\theta_H) L}{c_p \theta_H}, \quad \tilde{z}_0 = \frac{z_0}{H},$$

$$m = \frac{2\omega_z H \sin \varphi}{v_g}, \quad n = \frac{4\sigma\theta_H^3}{\rho c_p v_g}$$

и значениями коэффициентов $\alpha_b = \frac{k}{k_b}$, $\alpha_q = k/k_q$, $\alpha_T = k/k_T$ и $c = 0,046$. Изменчивость значений $(R - B)$ определяет изменчивость параметра M . Таким образом, практически расчет ведется по экспериментально определенным значениям параметра M в различные моменты времени.

Результаты выполненных оценок для значений температуры на различных уровнях над земной поверхностью были представлены отклонениями температуры на данном уровне от значений температуры, вычисленных по среднесуточному значению $(R - B)$ для того же уровня. Эти отклонения максимальны в дневные часы и составляют примерно 85% среднесуточного значения в 14 ч на уровне шероховатости. По мере удаления от поверхности суточная амплитуда колебаний убывает, и отклонения величин, полученных по часовым значениям $(R - B)$, от величин, рассчитанных с использованием среднесуточного значения $(R - B)$, становятся незначительными. Начиная с высот $\sim 0,4H$, эти отклонения составляют около 10% среднесуточного значения температуры на этом уровне. Поэтому для высот, больших $0,4H$, оценки изменения температуры под влиянием орошения вполне можно проводить по среднесуточным данным. На рис. 2 (кривая 4) показаны безразмерные отклонения температур от среднесуточного значения на уровне $z=2$ м, полученные по экспедиционным данным на орошенном участке вблизи ст. Чашкент. Экспериментальные максимальные значения амплитуды отклонений составляют примерно 38% среднесуточного значения. Кривая 3 изображает суточный ход рассчитанных для соответствующих условий отклонений экспериментального среднесуточного значения от фактического $\left(\frac{\theta - \theta_{ф. ср}}{\theta_H}\right)$. Удовлетворительное согласование экспериментальных и рассчитанных по схеме величин позволяет надеяться на правдоподобность проведенных оценок.

Кривые 1 и 2 на рис. 2 показывают суточную изменчивость отклонений удельной влажности на уровне $z=2$ м от ее среднесуточного значения и отклонений турбулентного потока влаги на уровне земной поверхности от соответствующего среднесуточного значения

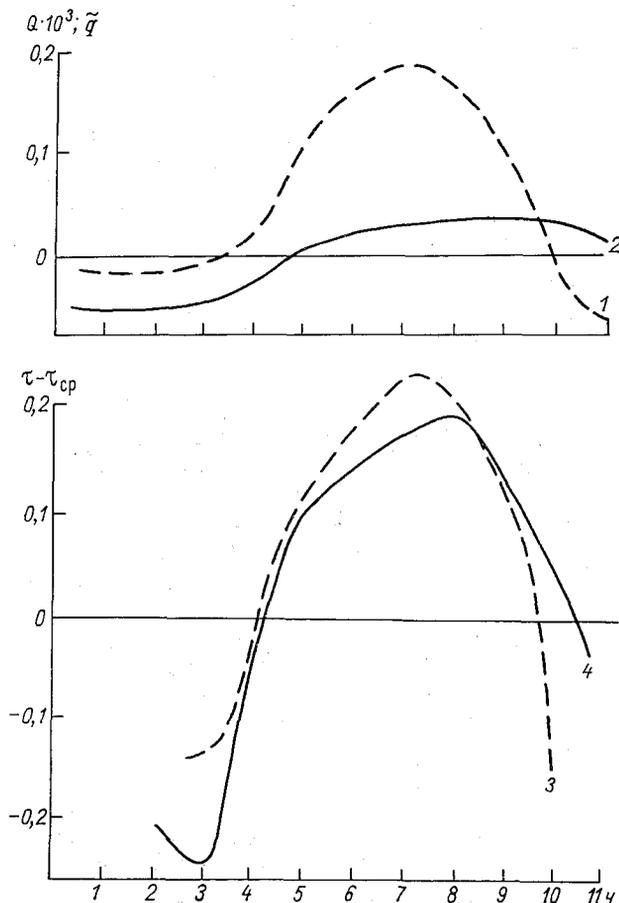


Рис. 2. Суточный ход безразмерных отклонений удельной влажности (1) и турбулентного потока влаги (2) от соответствующих величин, рассчитанных по среднесуточному значению ($R-B$). Сравнение экспериментальной (4) и теоретической (3) кривых отклонений температуры от среднесуточного значения.

$$1, 3, 4) z=2 \text{ м}; 2) z=z_0; Q=[k \partial q / \partial z - (k \partial q / \partial z)_{\text{ср}}].$$

ния. Изменчивость удельной влажности на всех высотах очень невелика, максимальное отклонение от среднесуточного значения составляет не более 15% среднесуточной величины. Изменчивость потока влаги гораздо больше. Так, например, в 14 ч на уровне земной

поверхности амплитуда отклонений равна примерно 65—70% среднесуточного значения.

Как указывалось выше, этот расчет не дает возможности получить фазовые смещения в суточном ходе различных характеристик. Однако для орошенного участка суточный ход с максимумом удельной влажности и испарения в дневные часы является вполне правдоподобным (см. [6]).

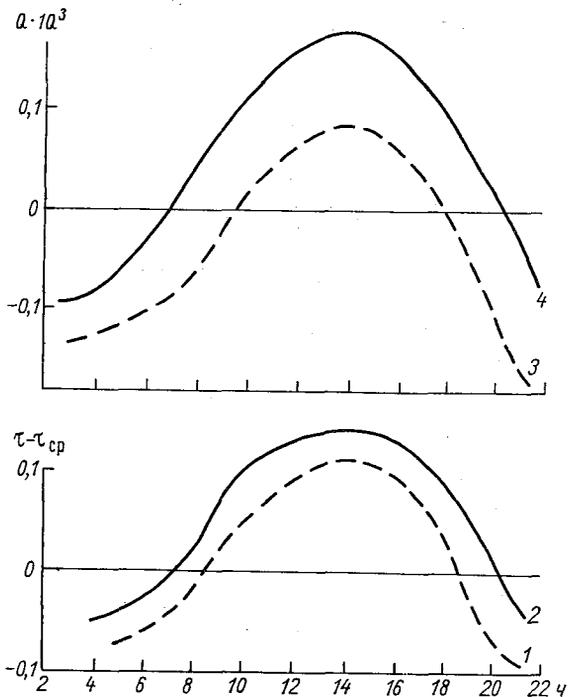


Рис. 3. Суточный ход отклонений температуры и испарения с учетом (2, 4) и без учета (1, 3) изменения $(R - B)$.

Сравнение амплитуд отклонений $(\theta - \theta_{\text{ср. сут}})$ для разных горизонтальных удалений от границы раздела орошенного и неорошенного участков показало, что с изменением x амплитуда отклонений изменяется ничтожно мало.

Сравнивая кривые 1 и 2 на рис. 1, замечаем, что при полной аналогии во временном распределении абсолютные значения величин $(R - B)$ на орошенном и пустынном участках заметно различаются, особенно в дневные часы. В среднем это различие составляет около 35—38%. Представляет интерес проверить, какое влияние оказывает на рассматриваемые характеристики учет изменчивости параметра M под влиянием орошения. Для этого рассчитывались профили метеорологических элементов над орошенным участком в заданные моменты времени для двух случаев: 1) в предположении,

что величина ($R - B$) не изменяется при смене поверхностей; 2) по экспериментальным значениям ($R - B$) на орошенном участке.

Сравнение результатов расчетов для этих двух случаев показано на рис. 3. Задание фактических значений ($R - B$) над орошенным участком увеличивает амплитуду температурных отклонений на всех горизонтальных расстояниях от границы раздела поверхностей (кривые 1 и 2). Максимальное отклонение температуры достигает 90% среднесуточного значения. Тот же эффект наблюдается и при расчете испарения (кривые 3 и 4).

Таким образом, выполненные оценки позволяют составить некоторое представление о возможных отклонениях в рассчитываемых изменениях метеорологических характеристик под влиянием орошения, возникающих за счет наличия суточного хода радиационного баланса. Эти оценки могут быть полезны при расчетах эффективности проектируемых мелиоративных сооружений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горбунова И. Г., Утина З. М. Влияние метеорологических факторов на нормы орошения. — «Тр. ГГО», 1968, вып. 226, с. 17—25.

2. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Численные эксперименты по расчету горизонтально-неоднородного планетарного пограничного слоя. — «Тр. ГГО», 1975, вып. 326, с. 11—19.

3. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Изменение режима планетарного пограничного слоя под влиянием изменения влажности поверхности. — «Тр. ГГО», 1973, вып. 297, с. 165—172.

4. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1970, 291 с.

5. Курпакова Т. А. Расчет турбулентных потоков тепла и влаги в условиях Средней Азии. — См. настоящий сб.

6. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1970. 341 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА СУТОЧНЫЙ ХОД ТЕМПЕРАТУРЫ В ТЕПЛОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

В последние годы уделяется большое внимание вопросу о строении нестационарного пограничного слоя атмосферы [1—5]. В ряде работ [1, 2] коэффициент турбулентности определяется непосредственно из замкнутой системы уравнений, а в других [3—5] для его нахождения используются полуэмпирические формулы. Наиболее полно термический режим (с учетом радиационного теплообмена) рассмотрен в работах [3—5], причем в [3, 4] решается задача с начальными условиями, а в [5] — периодическая задача. В работе [5] впервые рассмотрено влияние вертикального профиля среднесуточной температуры на ее суточный ход. В то же время радиационный теплообмен представлен слишком упрощенно, без учета его зависимости от влагосодержания воздуха.

Прежде чем переходить к изложению данной работы, нам кажется целесообразным отметить следующие обстоятельства. Во-первых, при решении задачи о тепловом режиме пограничного слоя с учетом радиации часто упускают из вида тот факт, что при наличии радиационного теплообмена тепловой пограничный слой распространяется значительно выше турбулентного. Его верхняя граница располагается на высоте 2—3 км, а иногда и выше, значительно превышая турбулентный пограничный слой. Следовательно, система уравнений, описывающая строение пограничного слоя, должна автоматически переходить в систему уравнений для свободной атмосферы. Попутно отметим, что выше турбулентного пограничного слоя имеется суточный ход температуры, обусловленный радиацией. Поэтому условие равенства нулю отклонений температуры от ее среднего значения на верхней границе пограничного слоя, принимаемое в некоторых работах, вообще говоря, некорректно. Во-вторых, попытке моделирования суточного хода температуры с учетом всех обратных связей должен предшествовать анализ влияния на решение уравнения теплопроводности различных его членов. Модели с обратными связями безусловно правильнее отображают реальную картину, но удовлетворительное

от времени суточные колебания температуры оказываются зависящими от профиля среднесуточной температуры. Следовательно, надо решать задачу об определении $\bar{\theta}(z, t)$ и $\bar{T}(z)$ совместно. Однако получить уравнение для средней температуры в этом случае принципиально невозможно. Остается один путь решения — метод последовательных приближений. Задавая произвольно $\bar{T}_0(z)$, входим с ним в уравнение (1) и вычисляем $\bar{\theta}_0(z, t)$. Интегрируя найденные отклонения температуры за сутки, находим среднее $\bar{\theta}_0(z)$ и новый профиль средней температуры $\bar{T}_1(z, t) = \bar{T}_0(z) + \bar{\theta}_0(z)$. Этот процесс повторяем до тех пор, пока не получим совпадения рассчитанного таким образом среднего профиля с предыдущим.

Прежде чем переходить к анализу вклада различных процессов теплообмена в суточный ход температуры, отметим следующее важное обстоятельство. При постоянстве коэффициента турбулентности по высоте в уравнениях (1) — (4) исчезают члены с $\partial k / \partial z$. Отсюда следует, что моделью для коэффициента турбулентности, в которой он принимается постоянным по высоте, например так называемой «моделью с изломом», при исследовании суточного хода метеоэлементов пользоваться нежелательно. Учет зависимости коэффициента турбулентности от времени приводит к появлению в уравнениях для отклонений температуры и влажности от их среднесуточных значений дополнительных источников, которые в (1) и (3) обозначены через $\Phi(z, t)$ и $F(z, t)$ соответственно.

Как видно из формул (2) и (4), наряду с периодическими источниками имеются и аperiodические. Ясно, что для получения периодического решения уравнений (1) и (3) влияние непериодических источников должно скомпенсироваться. Рассмотрим следующий пример.

Вертикальная скорость не зависит от времени и линейно возрастает по абсолютной величине от уровня земной поверхности до верхней границы рассматриваемого слоя ($z=H$) по закону $w(z) = w_H \frac{z}{H}$. Для антициклонических условий, при которых обычно наблюдается продолжительная безоблачная погода, в работе [10] приводится значение $w_H = -0,5$ см/с. Средняя температура убывает по высоте с постоянным градиентом, равным $0,36^\circ \text{C}/100 \text{ м}$ [11]. Среднесуточное распределение влажности подчиняется экспоненциальному закону ($\bar{q}(z) \sim e^{-\alpha z}$, $\alpha = 0,4 \text{ км}^{-1}$). Значения безразмерных параметров в формуле (5) такие: $\beta = 2,22$, $c = -10$, $\nu = 0,8$, что соответствует размерным постоянным $\beta = 0,134 \text{ м/с}$, $c = 3,33 \text{ км}^{-1}$. Это дает изменение коэффициента турбулентности на высоте ($\approx 300 \text{ м}$), где он принимает максимальное значение, в течение суток от 4 до 25 $\text{м}^2/\text{с}$. (Расчеты, проведенные с разными наборами параметров β , c , ν , показали, что их численные значения влияют лишь на скорость распространения волны и ее амплитуду, не изменяя характера общей картины.) Остальные внешние параметры

для 60° с. ш. следующие: $H=3000$ м, $\bar{T}=300$ К, $\rho c_p=300$ кал/(м³×°С), $\gamma_p=0,6^\circ\text{C}/100$ м, $\alpha_r=\alpha_b=1$. Решение уравнений (1) и (3) проводилось методом прогонки при шаге по времени, равном 30 мин, и неравномерной сетке по высоте (234 точки).

Попытка получить корректный профиль влажности из уравнения (3) привела нас к выводу о заметной роли равновесного градиента δ_p . Поскольку мы не обнаружили в литературе достоверного численного значения этого параметра, то предпочли при реше-

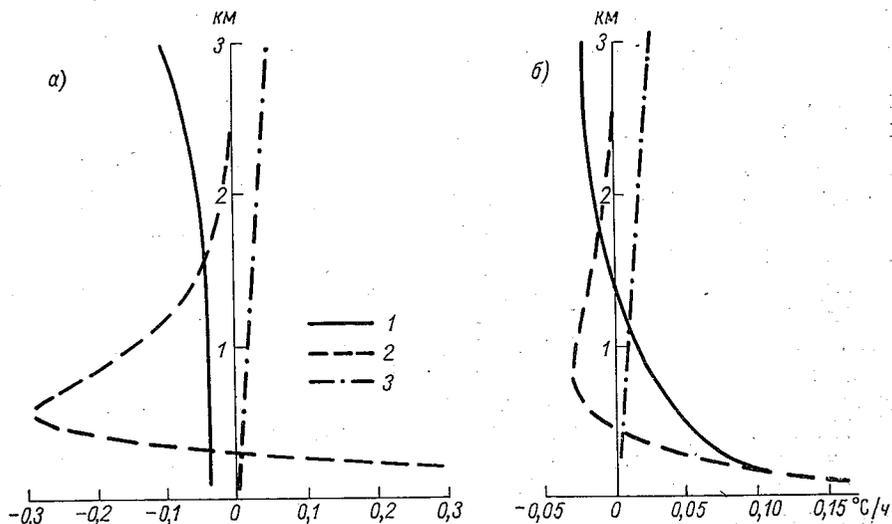


Рис. 1. Составляющие $\Phi(z, t)$ в момент максимума температуры на уровне земной поверхности (а) и в момент минимума (б).

1 — обусловленные радиационным теплообменом, 2 — турбулентным обменом, 3 — вертикальным переносом воздушных масс.

нии уравнения (1) задать распределение плотности водяного пара априорной формулой

$$\rho_b(z, t) = e^{-\alpha z} [1 + \nu(1 - z) \cos(t - \tau(z))]. \quad (6)$$

Величина сдвига фазы $\tau(z)$ задается в виде $\tau = 10z$, что является аппроксимацией решения (3).

Уже первое приближение дало распределение средней температуры, отличающееся от исходного (линейного) максимумом на $0,3^\circ\text{C}$. Такую точность можно считать удовлетворительной, и следовательно, на этом примере мы вправе рассмотреть влияние отдельных факторов на формирование суточного хода температуры.

Прежде всего остановимся на отдельных составляющих выражения (2), которые представлены на рис. 1 в моменты времени, соответствующие максимуму и минимуму температуры на поверхности (здесь и в дальнейшем на всех рисунках все результаты будут приведены в размерных переменных). В моменты времени,

когда $\vartheta(z, t)$ близко к нулю, качественная картина такая же, как в максимуме.

Первые три члена описывают радиационные эффекты, причем член с $\partial k_p / \partial z$ больше двух остальных. Результирующий радиационный приток тепла, связанный со среднесуточным профилем температуры, оказался положительным в области инверсии водяного пара и отрицательным там, где влажность убывает с высотой.

Следующие два члена — это часть турбулентного притока тепла, обусловленная отличием профиля среднесуточной температуры от линейного с равновесным градиентом. При $\gamma=1$ и $\gamma'=0$ эти члены обращаются в нуль. Из рис. 1 видно, что при принятой модели для $k(z, t)$ указанная часть турбулентного притока тепла при устойчивой стратификации среднего фона положительна от поверхности до высоты максимума коэффициента турбулентности, а выше — отрицательна. При неустойчивой стратификации фона ($\bar{\gamma} + \bar{\gamma}' > \gamma_p$) знаки меняются на обратные. В области максимума коэффициента турбулентности имеется узкая полоса, где существен только радиационный теплообмен.

Последний член в (2) характеризует эффект упорядоченного вертикального переноса воздушных масс, связанный со средним фоном. Отсутствующие в (2) члены, выражающие потоки тепла от диссипации кинетической энергии турбулентности и локального градиента давления, намного меньше рассмотренных выше.

На рис. 2 приведены перестройка температурной стратификации в течение суток и вертикальный профиль среднесуточной температуры. Качественно картина совпадает с реально наблюдаемой в атмосфере.

Как происходит формирование суточного хода температуры под влиянием различных факторов, хорошо видно из рис. 3.

Наличие суточного хода коэффициента турбулентности приводит к появлению асимметрии в температурной волне: крутой подъем и пологий спуск (кривая 1). Асимметрия увеличивается с высотой и одновременно возрастает среднесуточное отклонение. Это явление есть результат того, что ночью турбулентный обмен значительно слабее, чем днем, и он не в состоянии полностью ликвидировать нагрев воздуха, вызванный хорошо развитой турбулентностью. Этим же объясняется большее запаздывание по фазе минимума температуры по сравнению с максимумом. Положительное среднесуточное отклонение начинает уменьшаться там, где турбулентный обмен становится слабым уже и днем.

Кривая суточного хода температуры, обусловленного одним радиационным теплообменом, претерпевает несколько превращений. Она также асимметрична, но в нижнем километре у нее, наоборот, пологий подъем и крутой спад (кривая 2). Асимметрия увеличивается с высотой и появляется все возрастающее с высотой отрицательное среднесуточное отклонение. Такой характер деформации температурной волны легко объясняется с помощью полученных в работе [12] результатов. К моменту, когда на уровне земной

поверхности температура минимальна, в атмосфере формируется мощная инверсия. В ней и еще несколько выше ее верхней границы имеет место сильное радиационное охлаждение. По мере прогрева поверхности и разрушения инверсии это охлаждение ослабевает и сменяется постепенно увеличивающимся нагреванием.

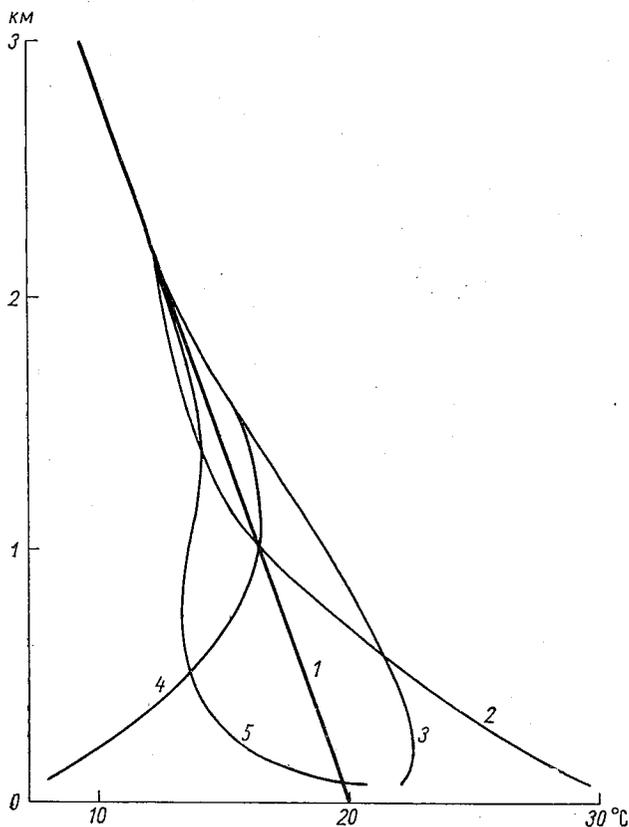


Рис. 2. Распределение температуры по высоте.

1 — профиль среднесуточной температуры, 2 — в момент максимума на уровне земной поверхности, 3 — вблизи захода Солнца, 4 — в момент минимума, 5 — вблизи восхода.

Радиационный нагрев воздуха становится наибольшим и достигает максимальной высоты в момент максимума температуры на уровне земной поверхности. Некоторое время, пока поверхность еще достаточно нагрета, продолжается незначительный прогрев воздуха. Как только начинается формирование инверсии, этот прогрев сменяется охлаждением, которое возрастает и распространяется все выше по мере углубления инверсии. Однако при глубокой инверсии над ней снова появляется слой незначительного нагрева, который приводит к некоторому увеличению запаздывания минимума.

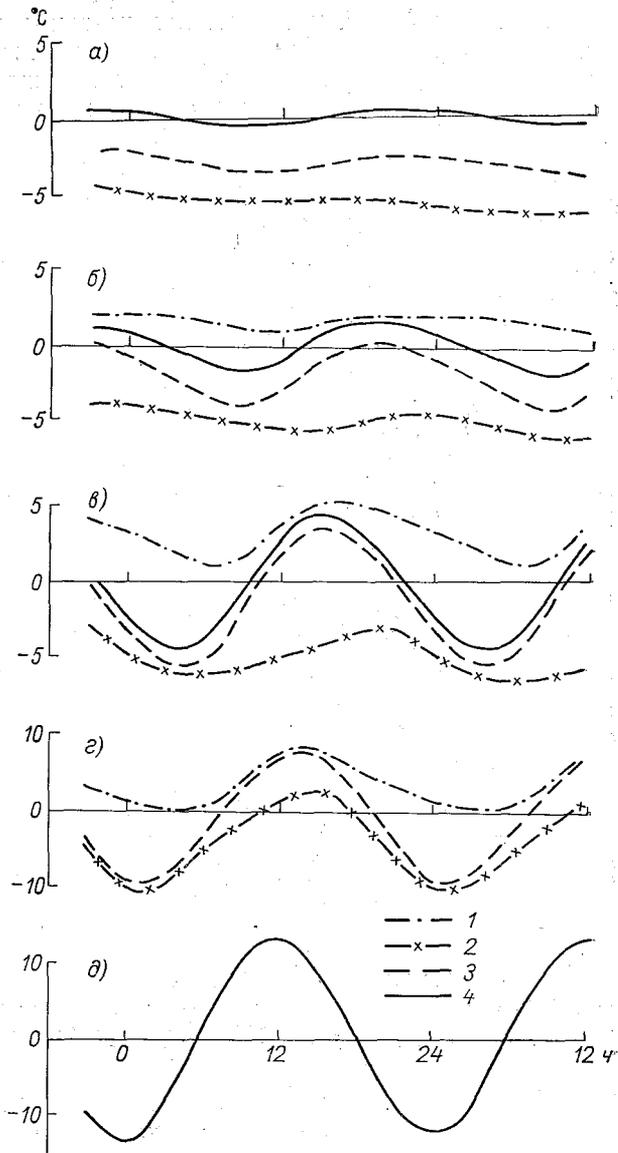


Рис. 3. Распространение суточной температурной волны.

1 — при одном турбулентном теплообмене, 2 — при одном радиационном теплообмене, 3 — при их совместном действии, 4 — при одновременном воздействии обоих видов теплообмена и вертикального переноса.

а) $z=1900$ м, б) $z=1300$ м, в) $z=700$ м, г) $z=200$ м, д) $z=0$.

Описанный процесс имеет место лишь до высоты распространения дневного нагрева, которая в рассматриваемом случае равна примерно 1 км. На этой высоте днем происходит охлаждение воздуха, однако ночной нагрев над слоем инверсии еще сохраняется, что и создает картину противофазы. На еще больших высотах радиационный обмен приводит к незначительному, приблизительно одинаковому в течение всех суток охлаждению воздуха, и мы вновь наблюдаем смену фаз уже за счет поглощения солнечной радиации.

Суточный ход температуры, получающийся при одновременном действии турбулентного и радиационного теплообмена (кривая 3), имеет минимумы, близкие к минимумам в суточном ходе, обусловленном одним радиационным теплообменом, а максимумы — одним турбулентным. Такой характер суточного хода температуры находится в согласии с известным положением о преобладающей роли турбулентного теплообмена днем, а радиационного ночью [11]. Однако с приближением к границе турбулентного пограничного слоя кривая 3 все более приобретает черты, присущие суточному ходу температуры, обусловленному одним радиационным теплообменом.

На рис. 3 четко выступает увеличивающаяся с высотой непериодичность суточного хода температуры, получающегося при одном радиационном теплообмене (кривая 2). Эта непериодичность несколько уменьшается при одновременном воздействии радиационного и турбулентного теплообмена, но исчезает только при учете в уравнении (1) также и членов с вертикальной скоростью.

Полученная в рассмотренном примере картина формирования суточного хода температуры относится к некоторому определенному состоянию воздушных масс. Однако даже частный анализ позволяет сделать некоторые общие выводы.

1. В условиях безоблачной горизонтально-однородной атмосферы бывают такие ситуации, когда устойчивая среднесуточная стратификация температуры с постоянным градиентом может сформироваться лишь при одновременном воздействии турбулентного и радиационного теплообмена на фоне нисходящего упорядоченного движения воздуха.

2. Характер изменения с высотой коэффициента турбулентности имеет существенное значение во взаимодействии турбулентного и радиационного теплообмена, а следовательно, и в формировании суточного хода температуры. На это обстоятельство для приземного слоя указывал еще Меллер [13].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагер Б. Г., Зилитинкевич С. С. Теоретическая модель суточных колебаний метеорологических полей.— «Метеорология и гидрология», 1968, № 7, с. 3—19.
2. Лыкосов В. Н. Нестационарная задача о планетарном пограничном слое атмосферы Земли.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1972, т. 8, № 2, с. 142—155.
3. Sasamori T. A numerical study of atmospheric and soil boundary layers.— „J. Atm. Sci.“, 1970, vol. 27, N 8, p. 1122—1137.

4. Kondo J. Effect of radiative heat transfer on profiles of wind, temperature and water vapor in the atmospheric boundary layer.— „J. Met. Soc. Jap.“, 1971, vol. 49, N 2, p. 75—94.
5. Kuo H. L. The thermal interaction between the atmosphere and earth and propagation of diurnal temperature waves.— „J. Atm. Sci.“, 1968, vol. 25, N 5, p. 682—706.
6. Гутман Л. Н. Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов Л., Гидрометеиздат, 1969. 295 с.
7. Вагер Б. Г., Шехтер Ф. Н. К вопросу о влиянии радиации на суточный ход температуры воздуха в пограничном слое атмосферы.— «Тр. ЛИСИ», 1974, вып. 93, с. 48—57.
8. Зилитинкевич С. С., Лайхтман Д. Л. Теплопроводность и влагообмен в турбулентной атмосфере при наличии фазовых переходов влаги.— «ДАН СССР», 1964, т. 156, № 5, с. 1079—1082.
9. Шехтер Ф. Н. Приближенная формула диффузионного типа для потока длинноволновой радиации.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 257, с. 90—100.
10. Ковалева Е. Д., Орленко Л. Р., Честная И. И. К расчету фрикционных вертикальных токов на верхней границе пограничного слоя.— «Тр. ГГО», 1967, вып. 205, с. 7—12.
11. Курс метеорологии. Под ред. П. Н. Тверского. Л., Гидрометеиздат, 1951. 888 с.
12. Каждан Р. М., Шехтер Ф. Н. Некоторые результаты расчета радиационного изменения температуры в пограничном слое атмосферы.— «Тр. ГГО», 1962, вып. 127, с. 26—34.
13. Möller F. Strahlungsvorgänge in Bodennähe.— „Z. Met.“, 1955, Bd 9, N. 2, S. 47—54.

О ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ПРОЦЕССОВ В ПЛАНЕТАРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПРИ ЧИСЛЕННОМ ПРОГНОЗЕ ПОГОДЫ

Принципиальная необходимость учета процессов в планетарном пограничном слое при построении численных схем прогноза погоды указывалась еще в работе основоположника этой проблемы И. А. Кибеля [1]. Первые количественные оценки влияния включения диссипативных сил турбулентной вязкости в этом слое на прогноз наземного давления [2] показали определенную значимость этих процессов. С высотой этот эффект быстро затухал и уже на уровне 700 мб прослеживался весьма слабо.

Влияние притоков тепла при прогнозе на 1—2 суток сказалось совсем слабо. Работы по включению неадиабатических эффектов [3, 4] показали, что это влияние делается существенным для за-благовременного прогноза, свыше 3—4 дней. В какой-то степени этот вывод был обусловлен несовершенством методики расчета притоков тепла, но главным образом отражал известный факт о решающем влиянии притоков и стоков энергии на формирование метеорологического режима за длительные сроки (порядка месяца и более.)

С этой точки зрения вполне естественным представляется интерес к проблеме корректного описания притоков и стоков энергии в задачах численного моделирования общей циркуляции атмосферы.

В известных работах Дж. Смагоринского и его группы (Манабэ и др.) [5, 6] турбулентные потоки тепла (H) и количества движения (τ) в пограничном слое описывались с использованием модели для пути смешения по Россби—Монтгомери. На уровне подстилающей поверхности они рассчитывались по известным формулам:

$$\frac{\tau}{\rho} = c_D(h) |\mathbf{v}(h)| \mathbf{v}(h), \quad (1)$$

$$\frac{H}{c_p \rho} = c_D(h) |\mathbf{v}(h)| [T_0 - T(h)], \quad (2)$$

где ρ и c_p — плотность и теплоемкость воздуха; $v(h)$ и $T(h)$ — вектор скорости ветра и температура, измеренные на высоте h ; T_0 — температура подстилающей поверхности. Коэффициент сопротивления c_D рассчитывался в соответствии с логарифмическим профилем скорости ветра, значение шероховатости принималось равным 1 см, ближайший к подстилающей поверхности уровень, на котором на каждом шаге рассчитывались скорость ветра и температура, располагался на высоте $h = 75$ м.

Сопоставление различных способов параметризации процессов в пограничном слое было выполнено в работе [7] применительно к модели Смагоринского и др. [5]. Так как один из уровней модели располагался на высоте 75 м, то его можно было принять за верхнюю границу слоя постоянных турбулентных потоков и использовать различные стилизации для описания процессов обмена в приземном и приводном слоях. Испытывались три варианта: а) коэффициент сопротивления c_D (он же коэффициент тепло- и влагообмена) на верхней границе приземного слоя принимался всюду постоянным; б) учитывались различия между морем и сушей (над морем коэффициент сопротивления был примерно в 3—5 раз меньше); в) использовался подход к оценке турбулентных потоков, развитый Мониным—Обуховым, с аналитическими выражениями квазиуниверсальных функций. Выполненные расчеты показали, что, во-первых, ощутимые различия между названными подходами (3°C в температуре) появляются только через сроки порядка недели, и, во-вторых, что наиболее существенное влияние оказывают различия значений c_D над океаном и материком. В частности, в случае, когда коэффициент сопротивления над океаном был взят меньше, чем над сушей, циклоны и антициклоны развивались над океаном более интенсивно.

Исследовались также различные полуэмпирические теории пограничного слоя с априорно задаваемым путем смещения (постоянная величина и зависимость от высоты по Блакадару). Состоятельность того или иного подхода проверялась, в частности, по точным ходам метеоэлементов (например, по наличию ночного максимума ветра). Различия в подходах проявлялись здесь также через интервал времени порядка недели.

В ряде отечественных работ по краткосрочному прогнозу также учитывалась специфика процессов в пограничном слое атмосферы. В диссертации В. И. Воробьева [8] использовалась полуэмпирическая модель турбулентного обмена, предполагающая заданный профиль турбулентного потока тепла. Разработки В. И. Воробьева были приложены к общей прогностической схеме, недостаточно устойчивой (относительные ошибки прогноза превышали единицу), поэтому введенное им влияние диссипативных сил оказалось сильно преувеличенным (в адиабатическом приближении введение приземного трения увеличило оправдываемость на 23% и, что уже совсем странно, привело к более успешному прогнозу цикло- и антициклогенеза). Как нам представляется, увеличение оправдываемости в этом случае было обусловлено скорее улучшением чисто мате-

матической стороны задачи (с введением вязкости схема стала более устойчивой), чем более аккуратным описанием физики процесса.

В. М. Кадышников [10] при расчете вертикальных скоростей, необходимых ему для прогноза обложных осадков, использовал для определения вертикальной скорости на верхней границе пограничного слоя не формулу Дюбуяка, а полуэмпирическую теорию, развитую в работах С. С. Зилитинкевича [11]. В. М. Кадышников (так же как и В. И. Воробьев), учел, в частности, изменчивость характеристик турбулентности по горизонтали. Количественное влияние последнего эффекта в названных работах не приводится.

Учет процессов пограничного слоя был выполнен также группой сотрудников Гидрометцентра СССР под руководством М. С. Фукс-Рабиновича [12, 13]. Расчеты турбулентных притоков тепла и количества движения в приземном слое были выполнены на основе рекомендаций, изложенных в [11]. Значения температуры и скорости ветра на верхней границе приземного слоя определялись экстраполяцией значений этих метеоэлементов с уровня 850 мб, условно принимаемого за верхнюю границу планетарного пограничного слоя. По оценкам этих авторов, вклад турбулентных членов в уравнениях движения в адиабатическом случае составляет 10%, а в уравнении притока тепла — 20%. Результаты расчетов по северному полушарию на срок 1—3 суток показали, что учет пограничного слоя почти не сказывается на характеристиках движения в средней тропосфере. У земли ослабление кинетической энергии для зонального потока и длинных волн составляет 4—5%, а для более мелких возмущений 8—9%. Средняя величина геострофического коэффициента трения составила для умеренных широт 0,032, угол поворота ветра в пограничном слое $\alpha = 19^\circ$.

Помимо подхода к оценке эффектов пограничного слоя при помощи интерполяционных формул, основанных, как правило, на тех или иных полуэмпирических теориях, существует «интегральный» метод расчетов турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения у подстилающей поверхности, использующий информацию о значениях соответствующих метеоэлементов на границах планетарного пограничного слоя. Теория подобия, позволяющая установить общий характер такого ряда зависимостей, была разработана С. С. Зилитинкевичем [11]. Аналогичный, чисто эмпирический подход, не реализованный в какой-либо конкретной численной схеме, был развит А. С. Дубовым и Л. Р. Орленко [14]. Согласно [11], турбулентные потоки у подстилающей поверхности выражаются через значения соответствующих метеоэлементов на границах планетарного пограничного слоя и квазиуниверсальные эмпирические функции:

$$\ln \frac{u_*}{fz_0} = B(\mu) + \sqrt{\left(\frac{xVg}{u_*}\right)^2 - A^2(\mu)}; \quad (3)$$

$$\vartheta_h - \vartheta_0 = -\frac{Q}{\kappa u_*} \left[\ln \frac{u_*}{fz_0} - C(\mu) \right]. \quad (4)$$

Здесь u_* — динамическая скорость; f — параметр Кориолиса; z_0 — шероховатость подстилающей поверхности; V_g — модуль скорости геострофического ветра; $\kappa = 0,40$ — постоянная Кармана; ϑ_h и ϑ_0 — значения потенциальной температуры на верхней и нижней границах планетарного пограничного слоя соответственно; $Q = \frac{H}{c_p \rho}$; $A(\mu)$, $B(\mu)$ и $C(\mu)$ — квазиуниверсальные, эмпирически определяемые функции параметра устойчивости $\mu = -\frac{\kappa^2 g}{f T u_*^2} Q$; где g —

ускорение силы тяжести, \bar{T} — средняя температура слоя.

Определению вида функций A , B , C посвящены работы С. С. Зилитинкевича (по наблюдениям в О'Нейле, США) [11], Кларка (пустыни Австралии) [15], А. С. Дубова и Н. В. Кучерова (Тихий океан) [16], Г. Н. Соловьева (Обнинск) [17]. Полученные эмпирические данные С. С. Зилитинкевич аппроксимировал следующими аналитическими выражениями:

а) устойчивая стратификация ($\mu > 0$)

$$A = 4\sqrt{\mu}; \quad B = \ln \mu - 4\sqrt{\mu}; \quad C = \ln \mu - 6\sqrt{\mu}; \quad (5)$$

б) неустойчивая стратификация ($\mu < 0$)

$$A = 10|\mu|^{-1/2}; \quad B = \ln \frac{|\mu|}{x} - 1; \quad C = \ln \frac{|\mu|}{x} - 0,1. \quad (6)$$

Записанные выше соотношения справедливы только для $\mu \neq 0$. При нейтральных условиях функция $C(\mu)$ должна обращаться в нуль. Аналитические представления (5) и (6) этого не обеспечивают, но поскольку в расчетное выражение (4) входит произведение $QC(\mu)$, причем при приближении к нейтральным условиям $C(\mu)$ стремится к бесконечности по логарифмике, а Q — линейно, обращение в нуль разности $\vartheta_h - \vartheta_0$ при этом обеспечиваются.

Сводка значений $A(0)$ и $B(0)$, полученных различными авторами в теоретических моделях, приводится в [19]. Экспериментальные оценки этих величин могут быть получены с помощью данных о зависимостях $A(\mu)$ и $B(\mu)$, построенных по материалам специальных наблюдений, сводка которых имеется в [17]. Нами были приняты следующие значения констант: $A = 5,7$, $B = 2,0$. Отметим, что такое же значение постоянной B принято в работе Лонга [18]. Выбранное значение A обеспечивает правильные величины угла поворота ветра в планетарном пограничном слое.

С учетом всего вышесказанного аналитические выражения (5) и (6) переписутся теперь в следующем виде:

а) устойчивая стратификация ($\mu > 0$)

$$\begin{aligned} A &= 5,7 + 4\sqrt{\mu}; \\ B &= \ln(7,4 + \mu) - 4\sqrt{\mu}; \\ C &= \ln \mu - 6\sqrt{\mu}. \end{aligned} \quad (7)$$

б) неустойчивая стратификация ($\mu < 0$)

$$A = \frac{10}{\sqrt{3,1 + |\mu|}};$$

$$B = \ln \left(20,2 + \frac{|\mu|}{\alpha} \right) - 1;$$

$$C = \ln \frac{|\mu|}{\alpha} - 0,1. \quad (8)$$

Подставляя (7) и (8) в (3) и (4), получим соотношения, связывающие турбулентные потоки тепла и количества движения с геострофическим ветром и вертикальным перепадом потенциальной температуры в пограничном слое, при заданном параметре шероховатости z_0 . Для условий суши этот параметр является независимым внешним фактором, величина которого определяется высотой, плотностью распределения и аэродинамическим сопротивлением элементов неровностей подстилающей поверхности [20].

Для условий океана шероховатость перестает быть чисто внешним фактором и является функцией динамической скорости. В соответствии с простейшей моделью Чарнока [21] примем, что

$$z_0 = 0,035 \frac{u_*^2}{g}. \quad (9)$$

Тогда после подстановки (9) в (3) и (4) и использования аналитических представлений для $A(\mu)$, $B(\mu)$ и $C(\mu)$ и численных значений мало меняющихся параметров ($\alpha = 0,4$, $g = 9,81$ м/с; $\bar{T} = 270^\circ \text{C}$) получим следующие уравнения:

а) устойчивая стратификация ($\mu > 0$)

$$V_g = \frac{u_*}{0,4} \sqrt{\left(\ln 4,88 \cdot 10^4 \frac{u_*}{|Q|} \frac{1}{1 + 0,161 \frac{u_*^2}{|Q|}} + \right.}$$

$$\left. + 27,0 \frac{\sqrt{|Q|}}{u_*} \right)^2 + \left(5,7 + 27,0 \frac{\sqrt{|Q|}}{u_*} \right)^2};$$

$$\vartheta_h - \vartheta_0 = + \frac{|Q|}{\alpha u_*} \left[\ln 4,82 \cdot 10^4 \frac{u_*}{|Q|} + 41,1 \frac{\sqrt{|Q|}}{u_*} \right]; \quad (10)$$

б) неустойчивая стратификация ($\mu < 0$)

$$V_g = \frac{u_*}{0,4} \sqrt{\left(\ln 1,9 \cdot 10^4 \frac{u_*}{Q} \frac{1}{1 + 0,176 \frac{u_*^2}{Q}} + 1 \right)^2 +}$$

$$+ 2,18 \frac{u_*^2}{Q} \frac{1}{1 + 0,067 \frac{u_*^2}{Q}},$$

$$\vartheta_h - \vartheta_0 = - \frac{Q}{0,4 u_*} \left(0,1 + \ln 1,92 \cdot 10^4 \frac{u_*}{Q} \right). \quad (11)$$

Здесь Q в м/(с·°С), u в м/с.

Формулы (10) и (11) удобны для расчетов геострофического ветра и перепада температур в пограничном слое по данным о турбулентных потоках тепла и количества движения. Нас интересует обратная задача, поэтому были построены специальные номограммы, позволяющие находить турбулентные потоки по данным о внешних факторах (рис. 1 и 2). Для нейтральной стратификации была рассчитана специальная номограмма (рис. 3). Функция, изо-

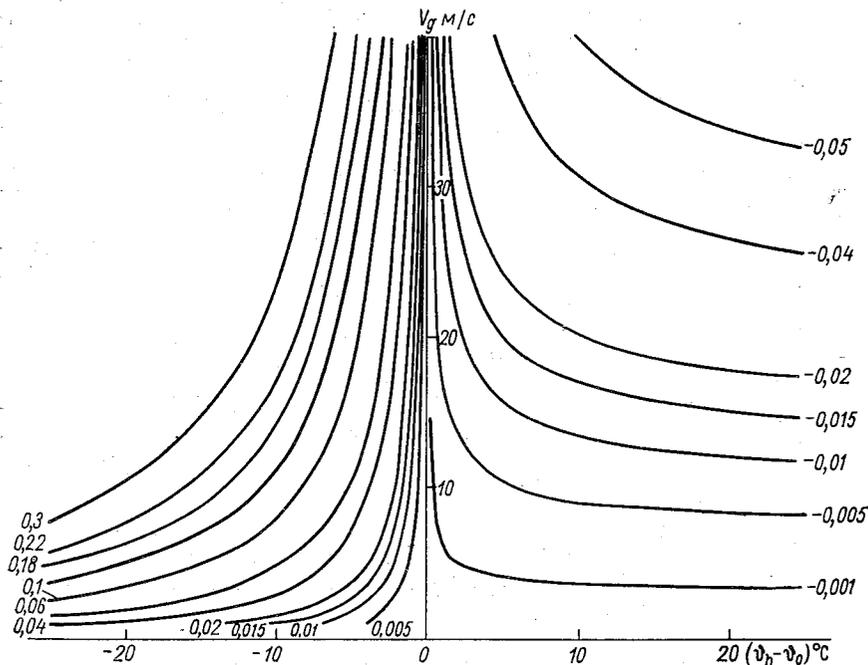


Рис. 1. Зависимость турбулентного потока тепла, деленного на удельную теплоемкость ($Q = H/c_p \rho$ °C/(м·с)) у поверхности раздела океан — атмосфера от перепада потенциальной температуры в пограничном слое ($\vartheta_h - \vartheta_0$) и скорости геострофического ветра (V_g).

браженная на этом рисунке, представляет собой решение системы двух уравнений. Одно из них — известное соотношение Монина—Казанского [9]

$$\ln \frac{u_*}{fz_0} = 2,0 + \sqrt{\left(\frac{xV_g}{u_*}\right)^2 - 32,6}, \quad (12)$$

а второе — соотношение Чарнока (9).

Для суши задача усложняется в силу того, что появляется дополнительный независимый параметр — величина шероховатости. Следует отметить и другую сложность построения неадиабатических схем прогноза для суши — необходимость предвычислить

температуру подстилающей поверхности. Обычно это делают с помощью уравнения теплового баланса подстилающей поверхности, куда входят поглощенная коротковолновая радиация и эффективное излучение, сильно зависящие от облачности. При численном моделировании общей циркуляции облачность задается ее климатологическими характеристиками. При краткосрочном прогнозе изменения облачности нужно предвычислять, а поскольку этого сей-

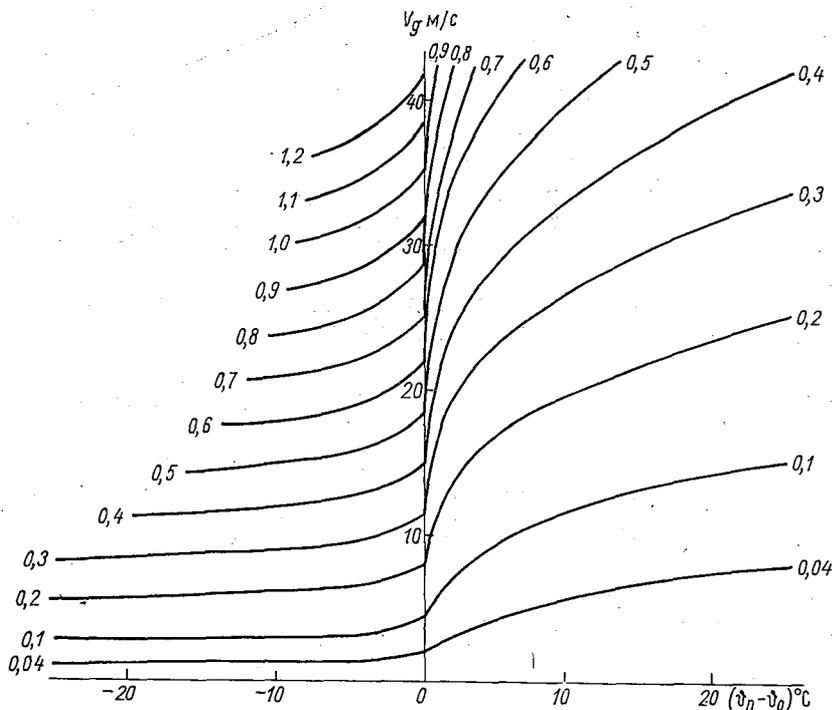


Рис. 2. Зависимость динамической скорости (u_* м/с) у поверхности раздела океан—атмосфера от перепада потенциальной температуры в пограничном слое $(\theta_n - \theta_0)$ и скорости геострофического ветра (V_g).

час делать надежно еще не умеют, вопрос о прогнозе температуры подстилающей поверхности остается открытым, в силу чего мы ограничимся для материковых областей использованием только адиабатической модели пограничного слоя. Тогда, полагая $\mu = 0$, мы получим вместо (10) и (11) уравнения Монина—Казанского (12).

Таким образом, расчеты касательного напряжения для суши выполняются следующим образом. По заранее определенным величинам параметра Кориолиса, шероховатости подстилающей поверхности и значениям геострофического ветра на уровне 850 мб в точках регулярной сетки с помощью графика (рис. 4) определяется

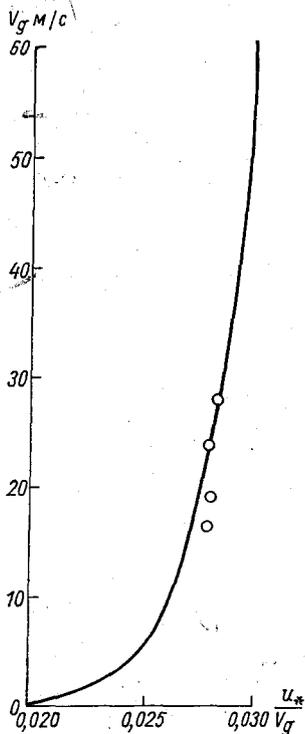


Рис. 3. Зависимость коэффициента геострофического трения (u_*/V_g) у поверхности раздела океан—атмосфера от скорости геострофического ветра при нейтральной стратификации.

Кружки — данные наблюдений в Северной Атлантике.

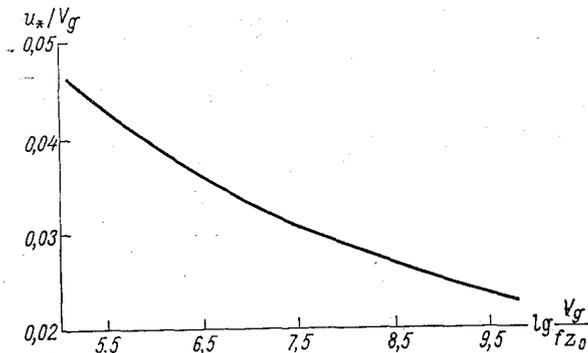


Рис. 4. Зависимость геострофического коэффициента трения от числа Россби по Казанскому—Монину со значениями констант $A=5,7$, $B=2,0$.

модуль динамической скорости. Затем по известному соотношению теории подобия [11]

$$\sin \alpha = A(0) \frac{u_*}{z V_g}.$$

находится угол между направлениями геострофического и наземного ветра, после чего определяются проекции напряжения трения на горизонтальные оси координат. Эти величины непосредственно содержатся в исходных прогностических уравнениях.

Для условий океана величина u_* находится с помощью графиков (рис. 2). Параметр шероховатости здесь явно не присутствует, поскольку он является функцией скорости ветра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кибель И. А. Введение в гидродинамические методы краткосрочного прогноза погоды. М., Гостехиздат, 1957. 389 с.
2. Дубов А. С. Об учете приземного трения при прогнозе поля давления у земли.— «Тр. ГГО», 1957, вып. 71, с. 66—71.
3. Швец М. Е., Шнееров Б. М. К учету результатов радиационных измерений со спутников в неадиабатической модели атмосферных движений.— «ДАН СССР», 1963 т. 152, № 3, с. 598—601.
4. Мелешко В. П. К вопросу о численном прогнозе облачности и осадков с учетом трансформации воздушной массы.— «Тр. ГГО», 1964, вып. 151, с. 32—40.
5. Смагоринский Дж., Манабе С., Холлоуей Дж. Л. Результаты численных опытов с девятиуровневой моделью общей циркуляции атмосферы.— В кн.: Теория климата. Л., Гидрометеонздат, 1967, с. 117—184.

6. Манабе С., Смагоринский Дж., Стриклер Р. Ф. Численное моделирование средней картины общей циркуляции с учетом процессов влагообмена.— В кн.: Теория климата. Л., Гидрометеиздат, 1967, с. 185—227.

7. Delsol F., Miyakoda K., Clarke R. H. Parameterized processes in the surface boundary layer of an atmospheric circulation model.— QIRMS, 1971, vol. 97, N 412, p. 181—208.

8. Воробьев В. И. Учет пограничного слоя в численном прогнозе погоды. Автореф. дисс. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Л., ЛГМИ, 1969. 23 с.

9. Казанский А. Б., Монин А. С. О динамическом взаимодействии между атмосферой и поверхностью земли.— «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1961, № 5, с. 786—788.

10. Кадышников В. М. К учету структуры планетарного пограничного слоя при прогнозе обложных осадков.— «Метеорология и гидрология», 1971, № 11, с. 3—11.

11. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя. Л., Гидрометеиздат, 1970. 292 с.

12. Беркович Л. В. и др. Учет планетарного пограничного слоя в численной прогностической модели атмосферы.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1974, т. 10, № 6, с. 670—673.

13. Беркович Л. В., Катаев В. В., Фукс-Рабинович М. С. Об учете стратифицированного пограничного слоя атмосферы в схемах численного прогноза метеорологических элементов.— «Тр. ГМЦ», 1972, вып. 103, с. 42—51.

14. Дубов А. С., Орленко Л. Р. Об учете процессов в пограничном слое при численном моделировании общей циркуляции атмосферы.— «Тр. ГГО», вып. 256, 1970, с. 45—56.

15. Clarke R. H. Observational studies in the atmospheric boundary layer.— QIRMS, vol. 96, № 407, с. 91—114.

16. Дубов А. С., Кучеров Н. В. К вопросу определения потоков тепла и количества движения над океаном.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 282, с. 175—186.

17. Соловьев Г. Н. Определение некоторых универсальных зависимостей в пограничном слое атмосферы.— «Метеорология и гидрология», 1973, № 12, с. 59—64.

18. Лонг Р. Р. Теория нейтрально стратифицированного планетарного пограничного слоя.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1974, т. 10, № 16, с. 675—676.

19. Зилитинкевич С. С., Лайхтман Д. Л., Монин А. С. Динамика пограничного слоя атмосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т. 3, № 3, с. 297—333.

20. Дубов А. С., Быкова Л. П. О турбулентном режиме в лесных массивах.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1974, № 6, с. 650—652.

21. Charnok H. Wind stress on a water surface.— QIRMS, 1955, N 350, p. 639—640.

ДИНАМИКА ОБТЕКАНИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ РАЗВИТОМ ВОЛНЕНИИ

Для описания течения воздуха вблизи поверхности, представляющей собой упрощенную схему взволнованной поверхности моря, служит система уравнений движения и баланса турбулентной энергии:

$$\frac{d}{dz} \left(K_{II} \frac{du}{dz} \right) = \frac{\gamma}{\lambda} (u - c) |u - c|,$$

$$K_{II} \left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \frac{\gamma}{\lambda} |u - c|^3 + \alpha_b \frac{d}{dz} \left(K_{II} \frac{db}{dz} \right) - c_1 \frac{b^2}{K_{II}} = 0, \quad (1)$$

$$\gamma = 0 \text{ при } z > h.$$

Здесь u — скорость ветра; b — энергия турбулентности; z — координата, отсчитываемая от подошв волн; h — высота волн; λ — расстояние между волнами; γ — безразмерный коэффициент аэродинамического сопротивления волны; c — скорость движения волн; K_{II} — коэффициент турбулентного обмена импульсом.

Эта система описывает турбулентное движение воздуха у поверхности, покрытой двумерными препятствиями одинаковой высоты h , движущимися с одной скоростью c и имеющими одинаковую форму, коэффициент аэродинамического сопротивления которой равен γ . Все препятствия находятся на равном расстоянии λ друг от друга.

Верхние граничные условия для этой системы уравнений ставятся на высоте 10 м от поверхности и отражают тот факт, что влияние препятствий на такой высоте уже пренебрежимо мало. Другими словами, поток импульса и турбулентная энергия вихрей здесь выходят на постоянную величину, что обычно наблюдается в так называемой логарифмической области турбулентных течений:

$$\frac{du}{dz} \Big|_{z=10 \text{ м}} = \frac{v_*}{\kappa z}; \quad b \Big|_{z=10 \text{ м}} = c_1^{-1/2} v_*^2. \quad (2)$$

Нижнее граничное условие должно быть написано для границы, которая отделяет турбулентное ядро течения от вязкобуферного

слоя, непосредственно примыкающего к подстилающей поверхности, где значительную роль начинают играть вязкие силы. Здесь в углублениях между препятствиями вводится вторая динамическая скорость v_*^s , которая отличается от полной динамической скорости

$v_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho_a}}$ на величину полной силы аэродинамического сопротивления препятствий, приходящейся на единицу площади подстилающей поверхности. Последнее положение иллюстрируется равенством, полученным из закона сохранения импульса:

$$\rho_a v_*^2 = \rho_a v_*^{s2} + \frac{\gamma}{\lambda} \int_{z_s}^h (u - c)^2 dz. \quad (3)$$

Здесь z_s — высота вязкобуферного слоя, равная $30\nu/v_*^s$. В безразмерном виде $z_s/h = 30/RS$, где $R = hv_*/\nu$, $S = v_*^s/v_*$. Второй член справа в равенстве (3) есть вышеуказанная сила аэродинамического сопротивления F .

Течение в углублениях между препятствиями предполагается аналогичным течению над гладкой поверхностью, но динамическая скорость потока здесь v_*^s , а не v_* . Поэтому нижние граничные условия имеют вид:

$$u|_{z=z_s} = Bv_*^s; \quad b|_{z=z_s} = c_1^{-1/2}v_*^{s2}. \quad (4)$$

Константа B , равная 14, известна из неоднократных измерений профиля скорости турбулентного потока над гладкими поверхностями. Константа c_1 также известна из измерений интенсивности турбулентных пульсаций в так называемой логарифмической области турбулентных течений.

Систему уравнений (1) с вышеуказанными граничными условиями можно численно решить на ЭВМ, если известна формула для коэффициента турбулентного обмена импульсом K_n .

Можно отметить, что в подобного рода задачах путь смещения, входящий обычно в выражение для K_n , должен быть так или иначе связан с коэффициентом аэродинамического сопротивления γ , так как последний, естественно, связан с полем вихрей, которые образуются за препятствием. Однако формулы, устанавливающей такую связь, пока нет, поэтому приходится искать и сравнивать решение задачи для различных гипотез относительно коэффициента K_n .

Система (1) была решена на ЭВМ М-220 для следующих выражений коэффициента турбулентного обмена импульсом:

$$\begin{aligned} \text{а) } K_n &= c_1^{1/4} l \sqrt{b}, \quad l = \kappa z; \\ \text{б) } K_n &= l^2 \frac{du}{dz}, \quad l = \kappa z; \\ \text{в) } K_n &= l v_*; \quad l = \kappa z; \\ \text{г) } K_n &= l v_*; \quad l = \beta h, \quad \beta = \frac{\kappa}{2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Следует отметить, что в случаях б), в) и г) необходимость в решении уравнения баланса турбулентной энергии в области $z < h$ отпадает, поэтому здесь производился расчет на ЭВМ лишь одного уравнения с теми же граничными условиями для μ , что и для системы (1). Подробно о результатах решения задач в) и г) см. в [1].

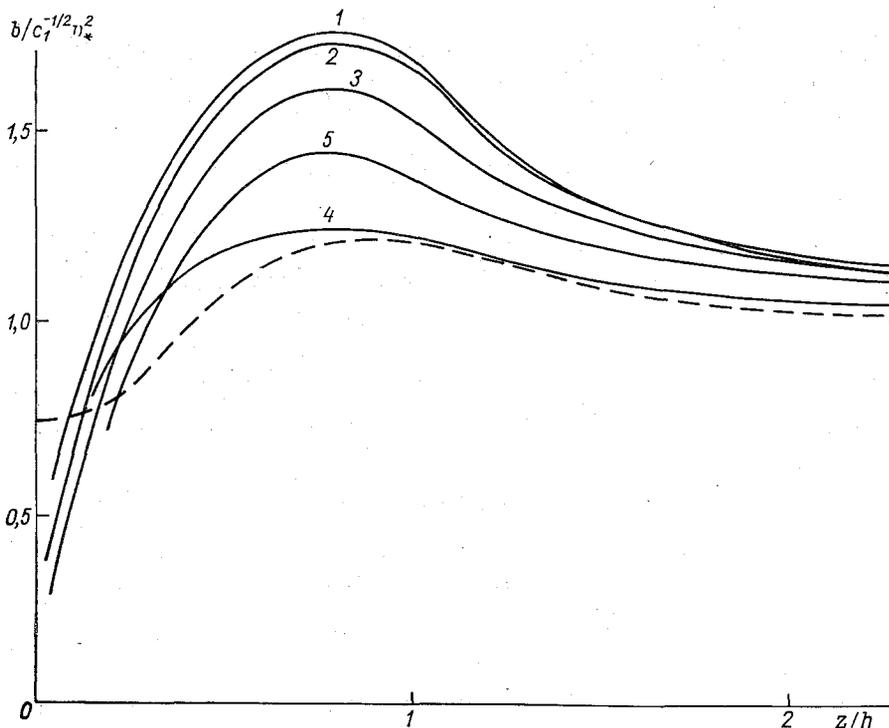


Рис. 1. Зависимость энергии турбулентных пульсаций от безразмерной высоты для различных значений параметров $\gamma h/\lambda$ и $h\nu_*/\nu$.

1) $\gamma h/\lambda = 10^{-3}$ и $h\nu_*/\nu = 10^5$; 2) $4 \cdot 10^{-3}$ и 10^5 ; 3) $8 \cdot 10^{-3}$ и 10^5 ; 4) 10^{-3} и 300; 5) $4 \cdot 10^{-3}$ и 300.

Уравнение движения в случае г) можно также решить аналитически. Результаты служат проверкой правильности составленной программы на ЭВМ.

Ниже приводятся графики по результатам расчета с использованием гипотез а) и б).

На рис. 1 приведены безразмерные профили энергии турбулентности в зависимости от z/h . Значения параметра $\gamma h/\lambda$ менялись от 10^{-3} до $8 \cdot 10^{-3}$, а параметра R — от 300 до 10^5 . С ростом $\gamma h/\lambda$ энергия турбулентных пульсаций увеличивается. Но такая картина наблюдается лишь при малых числах Рейнольдса ($h\nu_*/\nu = 300$) и небольших значениях $\gamma h/\lambda$. При $R = 10^5$ имеет место обратная зависимость. Последнее обстоятельство связано с тем, что полная величина добавочной генерации турбулентной энергии Φ_h как функция

от параметра имеет экстремум. Величина Φ_h определяется следующим выражением:

$$\Phi_h = -\frac{\gamma h}{\lambda} \int_{z_s}^h (u - c)^3 dz. \quad (6)$$

В результате решения системы (1) получено, что величина $(u - c)$ убывает с ростом параметра $\gamma h/\lambda$, поэтому, согласно равенству (6), функция Φ_h должна иметь экстремум.

Пунктирная кривая на рис. 1 взята из [2] для $\gamma h/\lambda = 0,1$ и $h = 0,1$ м. Здесь параметр R равен примерно 10^3 , однако величина $\gamma h/\lambda$ приблизительно в 10 раз больше, чем наибольшее значение $\gamma h/\lambda$, для которого производился расчет в настоящей работе. Этим и объясняется то обстоятельство, что значения функции меньше, чем полученные в настоящей работе.

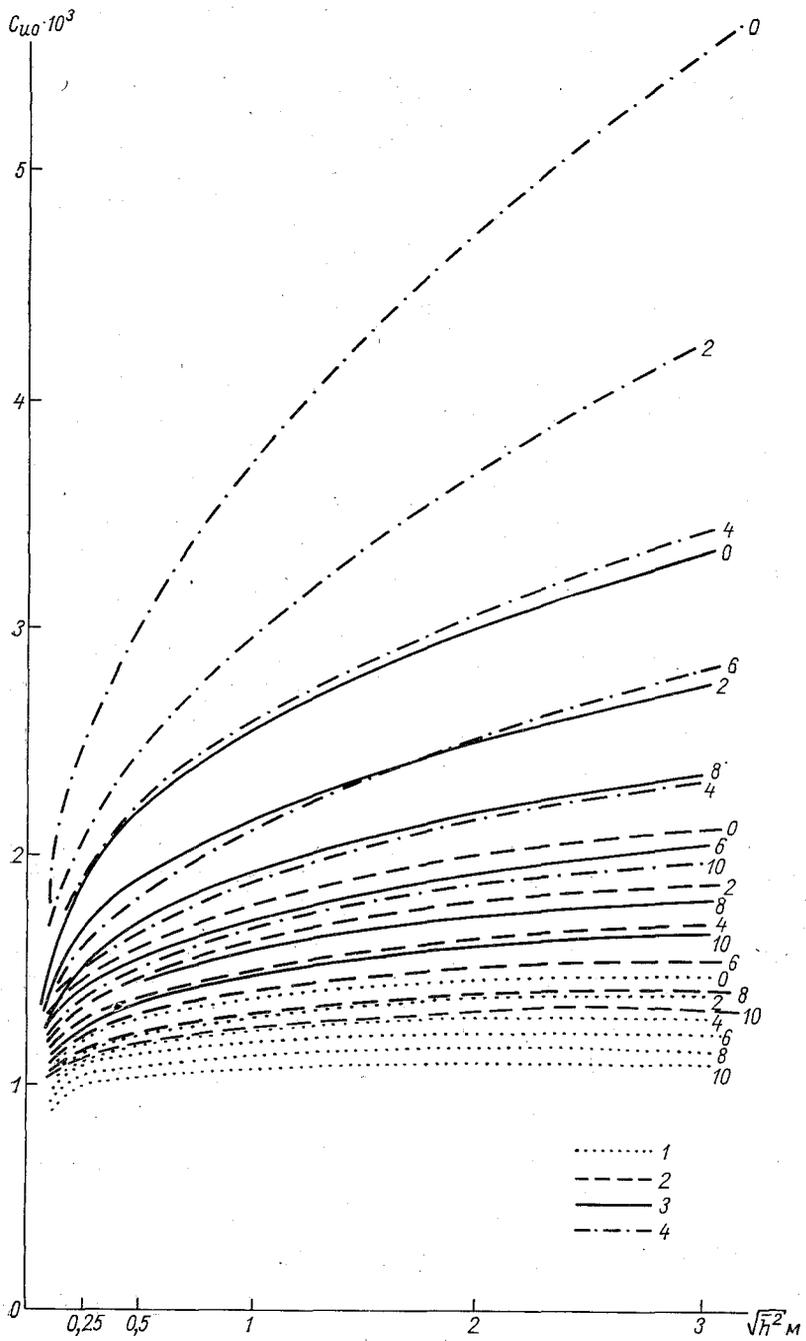
Как уже отмечалось, результаты расчета получены для крайне упрощенной модели подстилающей поверхности. Картина взволнованной морской поверхности столь изменчива и сложна, что статистическое описание ее к настоящему времени является единственно возможным. Однако имеющиеся экспериментальные одномерные функции распределения параметров волнения не могут служить достаточно полным описанием такой поверхности, так как параметры волн не являются статистически независимыми величинами. К сожалению, данные о многомерных дифференциальных функциях распределения к настоящему времени нам пока не известны. Именно поэтому полученные по модели результаты приходится осреднять применительно к морю несколько упрощенным способом.

Сначала находится зависимость коэффициента сопротивления C_{u0} от высоты h и c/v_* такой модельной поверхности, для которой величина $h v_*/v$ равняется величине $h v_*/v$ морской поверхности при развитом волнении, а высота препятствий равна средней квадратической высоте морских волн $\sqrt{\bar{h}^2}$, которая связана со скоростью ветра u_{10} при развитом волнении следующим известным соотношением:

$$\sqrt{\bar{h}^2} = 0,15 \frac{u_{10}^2}{g} = 110 \frac{v_*^2}{g}. \quad (7)$$

Для того чтобы найти $C_{u0} \left(\sqrt{\bar{h}^2}, \frac{c_*}{v} \right)$ или $C_{u0} \left(u_{10}, \frac{c}{v_*} \right)$, используется сетка кривых $C_u \left(\frac{h v_*}{v}, \frac{c}{v_*}, \frac{10}{h} \right)$, полученных в результате расчета с использованием гипотезы а) или б), так как результаты расчета C_u в этих двух случаях практически совпадают.

На рис. 2 изображена зависимость C_{u0} от $\sqrt{\bar{h}^2}$ для значений $\gamma h/\lambda = 10^{-3}, 2 \cdot 10^{-3}, 4 \cdot 10^{-3}, 8 \cdot 10^{-3}$ и различных c/v_* .



Затем используется одномерная дифференциальная функция Релея

$$f(h) = \frac{2h}{\bar{h}^2} e^{-h^2/\bar{h}^2}. \quad (8)$$

Далее считается, что каждому h соответствует одно λ , т. е. отношение h/λ принимается постоянным и равным 0,1. Также предполагается выполнимость соотношения

$$\lambda = \frac{2\pi c^2}{g}, \quad (9)$$

которое после простых преобразований примет вид

$$\frac{c}{v_*} = \sqrt{\frac{1100h}{2\pi V\bar{h}^2}}. \quad (10)$$

Тогда средний коэффициент сопротивления $C_{u00}\left(U_{10}, \frac{\gamma h}{\lambda}\right)$ для морской поверхности при развитом волнении и фиксированном $\gamma h/\lambda$ можно вычислить по формуле

$$C_{u00}\left(u_{10}, \frac{\gamma h}{\lambda}\right) = \int_0^\infty C_{u0}\left(\sqrt{\bar{h}^2}, \frac{c}{v_*}\right) \sqrt{\bar{h}^2} f\left(\frac{h}{\sqrt{\bar{h}^2}}\right) d\left(\frac{h}{\sqrt{\bar{h}^2}}\right). \quad (11)$$

Аналогично определяются значения средней силы аэродинамического сопротивления формы морских волн F_{00}/v_*^2 и средней энергии, поступающей от ветра волнам $(F_c)_{00}/v_*^3$. Также интересно было найти среднюю величину безразмерного диффузионного сопротивления потоку тепла \tilde{r}_{00}^{0-10} слоя воздуха от поверхности воды до высоты 10 м. Формула для расчета \tilde{r}^{0-10} имеет следующий вид (подробно см. [3]):

$$\tilde{r}^{0-10} = \tilde{r}^{0-z_s} + \tilde{r}^{z_s-10} = 9,83S + v_* \int_{z_s}^{10} \frac{dz}{P_{r_T}^{-1} K_u(z)}. \quad (12)$$

Здесь Pr_T — турбулентное число Прандтля. Величина 9,83 есть безразмерное диффузионное сопротивление вязкобуферного слоя, вычисленное по модели Левича для коэффициента K_u в этом слое [4].

Рис. 2. Зависимость коэффициента сопротивления C_{u0} модельной поверхности, высота препятствий которой равна среднеквадратической высоте морских волн $\sqrt{\bar{h}^2}$, а параметр hv_*/v равен параметру $\sqrt{\bar{h}^2}v_*/v$ морской поверхности при развитом волнении, от $\sqrt{\bar{h}^2}$ при разных значениях c/v_* .

Цифры у кривых — величины c/v_* : 1) $\gamma h/\lambda = 10^{-3}$; 2) $\gamma h/\lambda = 2 \cdot 10^{-3}$; 3) $\gamma h/\lambda = 4 \cdot 10^{-3}$; 4) $\gamma h/\lambda = 8 \cdot 10^{-3}$.

На рис. 3 изображена зависимость коэффициентов C_{u00} , F_{00}/v_*^2 , \tilde{r}_{00}^{0-10} от скорости ветра на уровне 10 м для разных значений пара-

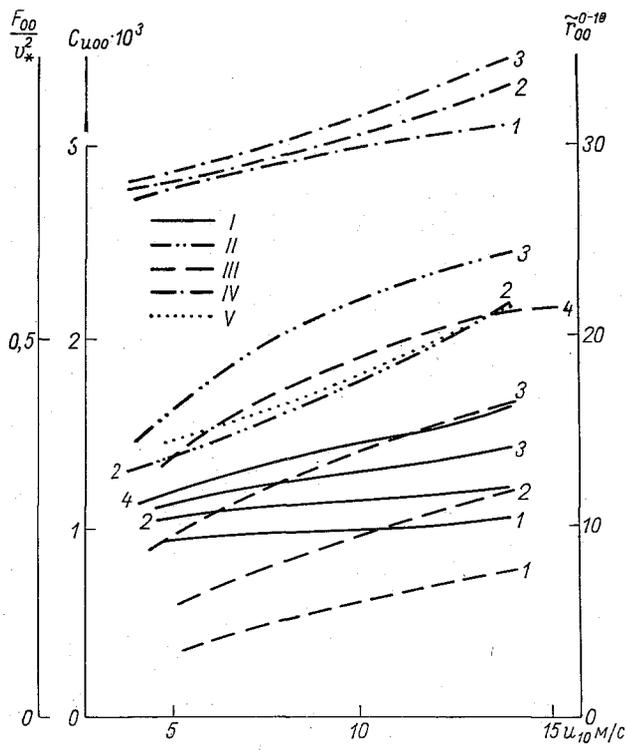


Рис. 3. Зависимость коэффициента сопротивления C_{u00} , силы аэродинамического сопротивления формы F_{00}/v_*^2 и безразмерного диффузионного сопротивления потоку тепла \tilde{r}_{00}^{0-10} от скорости ветра при фиксированных значениях $\gamma h/\lambda$ при развите волнении.

I — коэффициент сопротивления C_{u00} , вычисленный по результатам модели б; II — коэффициент сопротивления C_{u00} , вычисленный по результатам модели б, но с $l = \beta h$, где $\beta = \kappa/2$; III — сила сопротивления формы F_{00}/v_*^2 ; IV — безразмерное диффузионное сопротивление тепловому потоку; V — экспериментальная зависимость коэффициента сопротивления морской поверхности от скорости ветра по данным Дикона и Уэбба; 1) $\gamma h/\lambda = 10^{-3}$, 2) $\gamma h/\lambda = 2 \cdot 10^{-3}$, 3) $\gamma h/\lambda = 4 \cdot 10^{-3}$, 4) $\gamma h/\lambda = 8 \cdot 10^{-3}$.

метра $\gamma h/\lambda$ и разных моделей относительного коэффициента $K_{и}$. Так как результаты расчета C_u и F/v_*^2 для моделей а) и б) практически совпадают, то случай а) не приводится. Большая разница в результатах расчета по моделям а) и б) наблюдается лишь в величине безразмерного диффузионного сопротивления потоку тепла

r^{0-10} . Последнее связано с тем, что коэффициент K_H в случае б) для области $z > h$ определяется приближенно (подробно см. [5]).

На рис. 3 приведены значения \tilde{r}_{00}^{0-10} , вычисленные с использованием результатов расчета по модели а). Наблюдается слабая зависимость \tilde{r}_{00}^{0-10} от $\gamma h/\lambda$, особенно при малых скоростях u_{10} . Для сравнения приведены также значения коэффициента сопротивления, вычисленного по результатам расчета по модели б), но $l = \beta h$, где $\beta = 0,2$ (в этом случае уравнение движения также решается аналитически [5]). Из рисунка видно, что экспериментальная кривая, полученная Диконом и Уэббом, проходит посередине между результатами вычислений по модели б) и модели б) с $l = \beta h$. Это говорит о том, что истинная зависимость для пути смещения должна быть где-то между $l = \beta h$ и $l = \kappa z$.

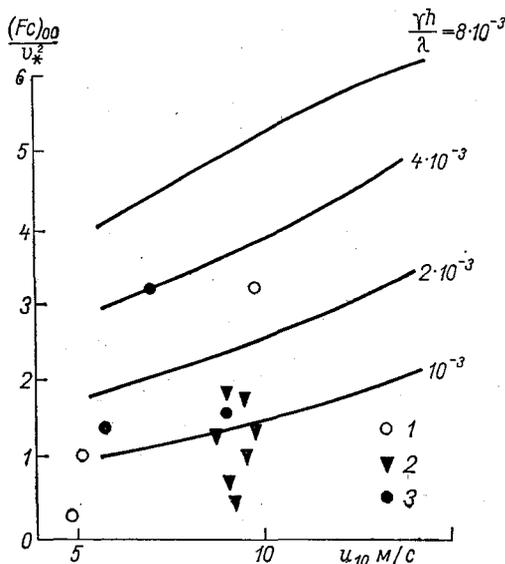


Рис. 4. Зависимость безразмерной энергии, поступающей от воздушного потока к волнам при развитом волнении, от скорости ветра.

1 — по экспериментальным данным Кононковой и Колесникова, 2 — по данным Ефимова, 3 — по данным Добсона [5].

На рис. 4 изображена зависимость средней энергии, поступающей от воздушного потока к волнам $(Fc)_{00}/v_*^2$, от скорости ветра для четырех значений параметра $\gamma h/\lambda$. На этом рисунке нанесены экспериментальные точки, полученные для развивающегося волнения. Данные этих измерений подробно приведены в [5]. По порядку расчетные значения и данные натуральных измерений совпадают.

Так как диффузионное сопротивление \tilde{r}^{0-10} входит в выражение для отношения коэффициента теплообмена St к коэффициенту сопротивления, т. е.

$$St/C_u = 1/\sqrt{C_u} \tilde{r}^{0-10}, \quad (13)$$

то интересно рассчитать это отношение для развитого волнения в виде

$$St/C_u = 1/\sqrt{C_{u00}} \tilde{r}_{00}^{0-10}. \quad (14)$$

Значения вычисленного таким образом отношения St/C_u приведены в табл. 1.

Таблица 1

Зависимость отношения St/C_u , вычисленного по формуле (14), при различных скоростях ветра и различных значениях параметра $\gamma h/\lambda$

$\frac{\gamma h}{\lambda} \cdot 10^3$	u_{10}				
	6	8	10	12	14
1	1,16	1,115	1,075	1,045	0,987
2	1,098	1,01	0,975	0,957	0,893
4	1,005	0,963	0,895	0,841	0,795

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бютнер Э. К. Модель процесса теплообмена с поверхностью, покрытой движущимися неровностями.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 297, с. 29—40.
2. Быкова Л. П. Строение пограничного слоя атмосферы над поверхностью сложной структуры. Автореф. дисс. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Л., ГГО, 1974.
3. Захарова О. К. Трение и теплообмен с поверхностями, покрытыми искусственными препятствиями.— «Тр. ГГО», 1975, вып. 326, с. 91—101.
4. Левич В. Г. Физическая гидродинамика. М., Физматгиз, 1959. 622 с.
5. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. Авт.: Бортковский Р. С., Бютнер Э. К., Малевский-Малевич С. П. и др. Л., Гидрометеоздат, 1974. 239 с.

ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ ВОЗДУШНЫМ ПОТОКОМ

В воздушном потоке, движущемся над поверхностью, покрытой сухим песком (или другими аналогичными частицами), на определенном расстоянии L от края должно установиться состояние динамического равновесия. Это состояние характерно тем, что в нем число N взлетающих с единицы поверхности частиц равно числу выпадающих, при этом интенсивность полного переноса частиц в горизонтальном направлении Q достигает определенного, максимально возможного при данной скорости ветра значения Q_p . (Величина Q обычно измеряется количеством твердого вещества в граммах, проходящего за 1 с через полосу бесконечной высоты, шириной 1 см, расположенную перпендикулярно потоку. Иногда ее называют твердым расходом.)

Состояние динамического равновесия должно установиться в воздушном потоке из-за того, что отрыв частиц с поверхности происходит либо за счет воздействия напряжения Рейнольдса $\rho_a (v_*^s)^2$, доходящего до поверхности, либо за счет ударов разогнанных воздушным потоком первичных частиц. Как показано в [1], увеличение концентрации песчинок в воздухе при фиксированной скорости ветра на уровне $z=2$ м уменьшает и величину $\rho_a (v_*^s)^2$ и среднюю скорость \bar{u} воздушного потока в слое, занятом сальтирующими частицами, \bar{u} . И то и другое должно приводить к уменьшению интенсивности срыва частиц с поверхности. Как показывает эксперимент, такое равновесное состояние устанавливается довольно быстро (по данным [2], величина L равна нескольким метрам при скорости воздушного потока u_2 , равной 10 м/с на высоте $z=2$ м).

Полное напряжение Рейнольдса в ветропесчаном потоке $\rho_a v_*^2$, которое отличается от $\rho_a (v_*^s)^2$ на величину силы, затрачиваемой на разгон песчинок, также зависит от интенсивности переноса песка по горизонтали. При одном и том же значении скорости ветра u величина v_* в ветропесчаном потоке возрастает с увеличением Q , так как при этом увеличивается сопротивление приповерхностного

слоя (как отмечено у Багнольда [3], сальтирующие песчинки оказывают в принципе такое же сопротивление потоку, какое оказывает грузчику передвигаемый по полу шкаф). Это означает, что гидродинамический параметр шероховатости z_0 также зависит от интенсивности горизонтального переноса. Так как интенсивность переноса песка Q_p в состоянии динамического равновесия увеличивается с ростом скорости ветра, то величина z_0 также возрастает с ростом скорости ветра и намного превышает значения z_0 , характеризующие песчаную поверхность при отсутствии переноса песка.

Цель настоящей работы — получить динамические характеристики переносимой частицы воздушного потока в равновесном состоянии, а именно, зависимость величин v_* , v_*^s , \bar{u} и Q_p от скорости ветра, для поверхностей, покрытых частицами различных плотностей и размеров, и сопоставить результаты расчета с экспериментом. В земных условиях для этого можно использовать данные измерений при переносе песка в пустынях и при низовых метелях в Антарктиде.

В этой работе мы ограничимся идеализированным случаем поверхности, покрытой монодисперсными частицами. Кроме того, частицы считаются достаточно крупными и тяжелыми, чтобы в первом приближении их можно было считать сальтирующими в воздушном потоке.

В [1] были вычислены характеристики траекторий сальтирующих частиц в зависимости от двух параметров: $\tilde{\Gamma}u$ и \tilde{u} , где

$$\tilde{\Gamma}u = \frac{3}{4} \sigma \frac{\bar{u} w_0}{gd}; \quad \tilde{u} = \frac{\bar{u}}{w_0}. \quad (1)$$

Здесь $\sigma = \rho_a / \rho$ — отношение плотностей частиц и воздуха, g — ускорение силы тяжести, d — средний размер частицы, w_0 — начальная вертикальная скорость отрыва, \bar{u} — средняя скорость потока, разгоняющего частицы. Основные параметры, определяющие элементы

траекторий частиц, $\tilde{\Gamma}u$ и \tilde{u} также получаются в процессе расчета. Это расширяет возможности экспериментальной проверки гипотез, лежащих в основе расчетной схемы, так как можно привлекать не только данные измерений твердого расхода, но и данные о профилях скорости ветра, о шероховатости и об элементах траекторий сальтирующих песчинок.

В [1] получена связь значений полной динамической скорости v_* , динамической скорости у поверхности v_*^s и величины \bar{u} с интенсивностью поверхностного источника частиц и с их физическими свойствами. Основным аргументом, от которого зависят функции v_* , v_*^s и \bar{u}/v_* , является параметр

$$\frac{\gamma h}{\lambda} = C_3 N w_0 \frac{d^2}{g} f_1(\tilde{\Gamma}u), \quad (2)$$

где C_3 — коэффициент аэродинамического сопротивления отдельной песчинки; N — число частиц, срываемых в единицу времени с единицы поверхности; произведение Nw_0 характеризует интенсивность поверхностного источника частиц.

Интенсивность горизонтального переноса выражается через интенсивность источника следующим образом:

$$Q_p = Nx_n = Nw_0 \frac{x_n}{w_0} = Nw_0 \frac{\bar{u}}{g} f_2(\tilde{\Gamma u}), \quad (3)$$

где длина прыжка x_n — известная функция от параметра $\tilde{\Gamma u}$.

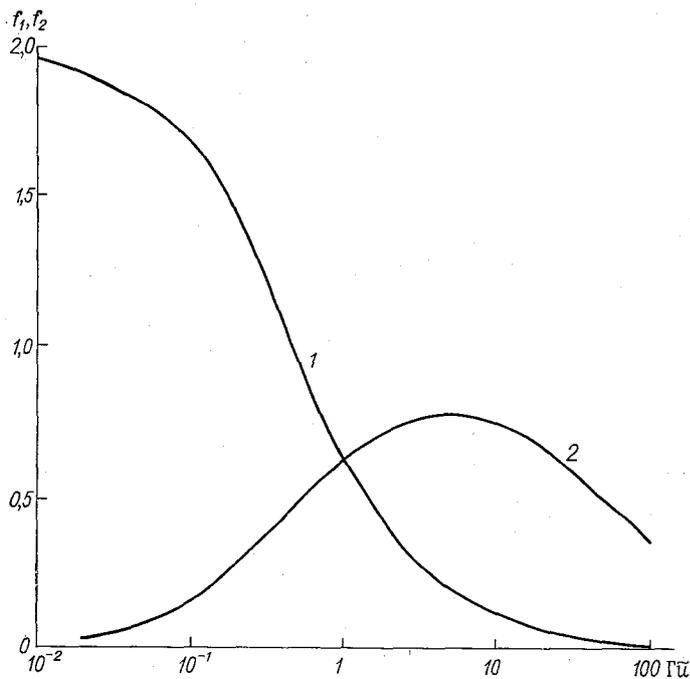


Рис. 1. Вид функций f_1 (1) и f_2 (2).

Вид функции f_2 , так же как и f_1 , известен (рис. 1), но значение их аргумента $\tilde{\Gamma u}$ в равновесном состоянии определяется в свою очередь величинами v_* и \bar{u} , а также начальной скоростью при отрыве w_0 .

Таким образом, чтобы замкнуть задачу и получить значения v_* , v_*^s , \bar{u} и Q_p , а также характеристики траекторий частиц для поверхностей, покрытых частицами различных плотностей и размеров, нужно задать две функции: w_0 и Nw_0 от v_* (или от v_*^s) при разных d и ρ .

Непосредственных экспериментальных данных, из которых можно было бы получить эти функции, пока нет. Проведенные в свое время Багнольдом [3] измерения траекторий песчинок размером $d = 2,5 \cdot 10^{-2}$ см и плотностью $\rho_n = 2,654$ г/см³ в лабораторных условиях привели автора к выводу, что для них величина ω_0 примерно равна v_* .

Механизм отрыва частиц с поверхности может быть двояким: отрыв может происходить либо за счет напряжения Рейнольдса воздушного потока, либо за счет вышибания с поверхности вторичных частиц первичными, разогнанными воздушным потоком до больших скоростей. Вероятно, в естественных условиях работают оба механизма, причем первый, очевидно, должен преобладать при сравнительно небольших скоростях ветра, близких к критической скорости начала отрыва, а роль второго должна возрастать с усилением ветра, но неизвестно, становится ли он в конце концов преобладающим.

Если отрыв частицы происходит под непосредственным воздействием воздушного потока, то отношение ω_0/v_* должно быть обратно пропорциональным диаметру d и плотности ρ частиц в первой степени. Действительно, напряжение Рейнольдса в расчете на одну частицу ($\rho_a v_*^2 d^2$) пропорционально d^2 , а ее ускорение обратно пропорционально массе, т. е. ρd^3 , поэтому величина ω_0/v_* должна быть приблизительно пропорциональна $1/\rho d$.

Связь интенсивности срыва $N\omega_0$ с размерами и плотностью частиц можно попытаться установить следующим образом. Полная кинетическая энергия среднего движения воздушного потока, затрачиваемая на отрыв частиц с каждой единицы площади, пропорциональна $(v_*^s)^3$ и непосредственно от размеров частиц не зависит. С другой стороны, она же должна быть равна $N\rho d^3 \omega_0^2/2$, откуда следует, что если $\omega_0 \approx 1/\rho d$, то произведение $N\omega_0$ пропорционально $1/d^2$, не зависит от ρ и, вероятно, пропорционально квадрату v_*^s . Если главную роль в срыве частиц играет механизм «вышибания», то вертикальная скорость взлета ω_0 не должна непосредственно зависеть от плотности частиц. Она должна определяться значением конечной скорости, приобретенной сальтирующей частицей к моменту удара о поверхность, u_k .

Если пренебречь частью кинетической энергии, переходящей в тепло при ударе, то можно записать

$$\frac{2}{3} m u_k^2 = p m \frac{\omega_0^2}{2}, \quad (4)$$

где p — среднее число частиц, взлетающих с поверхности при каждом ударе; множитель $2/3$ отражает то обстоятельство, что в среднем вылет частиц в любом направлении в пределах верхней полуплоскости равновероятен. Экспериментально известно, что частицы подлетают к поверхности под небольшим углом — около 10° , грубая оценка дает при этом $p \approx 3$. Вычислить p более точно крайне

трудно. Поэтому можно принять

$$\omega_0 = \sqrt{2/3\rho} u_k = a u_k, \quad (5)$$

где коэффициент a изменяется от 0,2 до 0,6.

Комбинируя (4) и (5) с зависимостью $u_k(\tilde{\Gamma}u)$, найденной в [1], можно найти зависимость u_k/\bar{u} от параметра $\Gamma_0 = \frac{3}{4} \frac{\rho_a}{\rho} \frac{\bar{u}^2}{gd}$. Ока-

залось, что величина u_k/\bar{u} приблизительно пропорциональна Γ_0 в первой степени при $\Gamma_0 < 5$ и практически не зависит от него при $\Gamma_0 > 5$. Это иллюстрирует тот факт, что достаточно мелкие и легкие частицы практически полностью разгоняются потоком (при $\Gamma_0 = 5$ u_k/\bar{u} близко к единице). Следовательно, при $\Gamma_0 < 5$ величина ω_0 пропорциональна $1/\rho d$ и в том случае, когда отрыв происходит за счет ударов разогнанных потоком частиц. Зависимость от плотности появилась здесь потому, что более легкие частицы сильнее разгоняются потоком. При $\Gamma_0 > 5$ ω_0 не зависит ни от d , ни от ρ . Так как полная кинетическая энергия частиц, взлетающих с единицы поверхности, в любом случае должна определяться энергией воздушного потока, то произведение $N\omega_0$ при $\Gamma_0 > 5$ должно быть обратно пропорциональным плотности частиц и кубу их диаметра, а при $\Gamma_0 < 5$ — квадрату диаметра и не должно зависеть от плотности.

Как показывают дальнейшие оценки, для песчинок с наиболее характерным для земных пустынь интервалом размеров $1-5 \times 10^{-2}$ см величина параметра Γ_0 всегда меньше 5, так как плотность их достаточно велика ($\rho_n = 2,65$ г/см³). Поэтому для песка независимо от того, какой механизм отрыва частиц является преобладающим, можно считать, что ω_0/v_* пропорционально $1/d$, а $N\omega_0 \approx 1/d^2$. Для льдинок, образующих низовые антарктические метели, скорее всего, $\Gamma_0 > 5$.

На рис. 2а приведены результаты расчета функции $Q_p(u)$ для частиц песка размером $2,5 \cdot 10^{-2}$ и $1,25 \cdot 10^{-2}$ см. Кривые I; Ia и Ib получены для $N\omega_0 = \frac{A}{\sigma v d^2} (v_*^s)^3 = \frac{2}{3} (v_*^s)^3$ при ω_0/v_* , равном 1, v_*^s/v_* и 3 соответственно. Из их сопоставления следует, что увеличение начальной скорости вылета для тяжелых частиц приводит к увеличению горизонтального переноса даже при неизменном $N\omega_0$. Результаты расчета при квадратической зависимости $N\omega_0$ от v_*^s были выбраны $N\omega_0 = 25 (v_*^s)^2$ и $50 (v_*^s)^2$, $\omega_0/v_* = 1$ очень близки к кривой I. Уменьшение размеров частиц в два раза при условии, что $\omega_0/v_* \approx 1/d$, а $N\omega_0 \approx 1/d^2$, приводит к увеличению Q_p при малых значениях скорости и практически не изменяет горизонтальный перенос массы при больших скоростях. Для иллюстрации на рис. 2а приведена только одна кривая II, соответствующая кривой I, но расчет всех остальных вариантов дает такой же результат. Увеличение ω_0/v_* до 3 при неизменном $N\omega_0$ практически не изменяет

величины Q_p легких песчинок. Взаимное расположение кривых I и II не согласуется с эмпирической формулой, предложенной Багнольдом для монодисперсного песка (кривая III):

$$Q = 1,5\rho_d/g \sqrt{d_1/d_2} (v_*)^3,$$

но общая зависимость Q_p от v_* получается примерно кубическая.

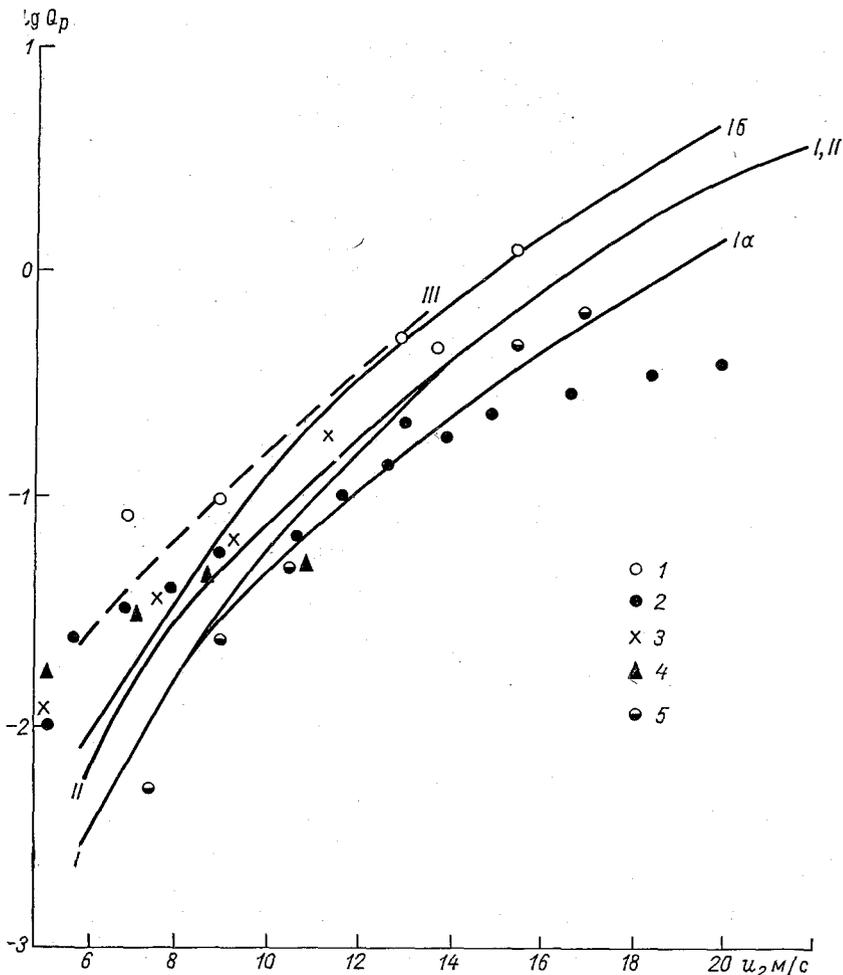


Рис. 2а. Сопоставление результатов расчета горизонтального переноса песка с экспериментальными данными (Q_p в г/(см·с)).

$$\begin{aligned}
 I) \quad & d=2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}; \quad N\omega_0 = \frac{2}{3} (v_*^s)^3; \quad \omega_0/v_* = 1; \quad I\alpha) \quad d=2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}; \quad N\omega_0 = \frac{2}{3} (v_*^s)^3; \quad \omega_0/v_* = \\
 & = v_*^s/v_*; \quad I\beta) \quad d=2,5 \cdot 10^{-2} \text{ см}; \quad N\omega_0 = \frac{2}{3} (v_*^s)^3; \quad \omega_0/v_* = 3; \quad II) \quad d=1,25 \cdot 10^{-2} \text{ см}; \quad N\omega_0 = \\
 & = \frac{8}{3} (v_*^s)^3; \quad \omega_0/v_* = 2.
 \end{aligned}$$

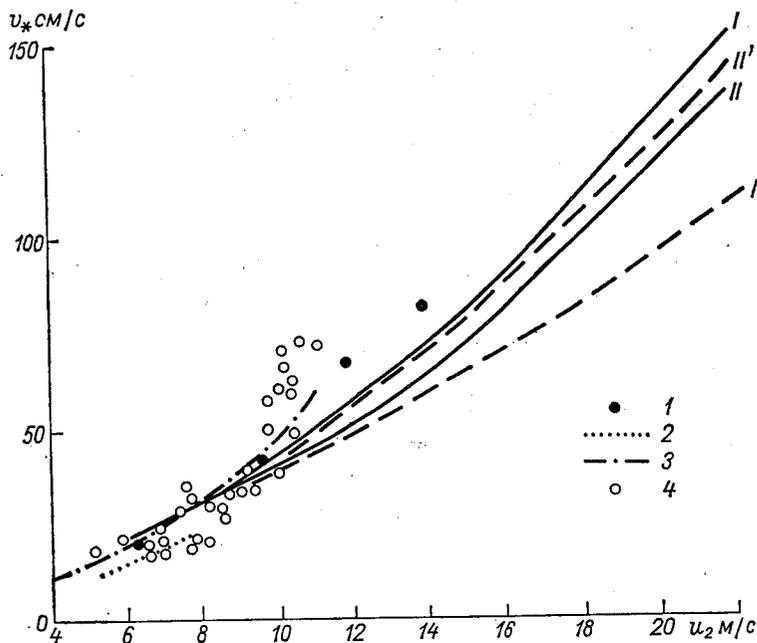


Рис. 26. Зависимость v_* (u_2) в состоянии динамического равновесия.

I — песок, $d=2,5 \cdot 10$ см; *II* — песок, $d=1,25 \cdot 10$ см; *I'* — лед, $Nw_0 = \frac{8}{3} \sqrt{3} (v_*^s)^3$, $w_0/v_* = 2\sqrt{3}$; *II'* — лед, $Nw_0 = 6 \cdot 10^2 (v_*^s)^2$, $w_0/v_* = 2$.

Результаты измерений Б. Н. Сенкевича [2], проведенные в аэродинамической трубе конструкции А. И. Знаменского с естественным песком при интервале размеров d от 10^{-2} до $2,5 \cdot 10^{-2}$ см, лучше согласуются с общим характером теоретических кривых. Значения скорости ветра, которые у Сенкевича отнесены к $z=15$ см, пересчитаны на $z=2$ м с помощью теоретической кривой рис. 26 (знаки 5 на рис. 2а). При этом оказалось, что диапазон исследованных значений u_2 лежит в пределах 7,5—17 м/с.

На рис. 2а собраны данные ряда экспериментальных измерений скорости переноса песка в горизонтальном направлении (в граммах на 1 см линии, перпендикулярной воздушному потоку, за 1 с), проведенных в натуральных условиях.

Знаки 1 — это данные измерений Багнольда [4], полученные им в Ливийской пустыне в феврале—марте 1938 г. над естественной гладкой незапыленной и незасоленной поверхностью песка (соль дает гигроскопический эффект). При этих измерениях проводились одновременно наблюдения за профилем скорости ветра $u(z)$ на уровнях 1, 10, 40, 160 см, который хорошо удовлетворял логарифмическому закону. Значения v_* , определенные Багнольдом, приведены на рис. 26. Пересчет значений скорости ветра на уровень $z=2$ м производился именно по этим значениям v_* .

Знаки 2 — это данные, опубликованные И. М. Островским [5], который определял сразу полную скорость переноса в слое от поверхности до высоты $z=20$ см (вертикальный размер коробки пескоуловителя) в интервале скоростей от 4 до 15,5 м/с на высоте 1 м (пересчет скорости на высоту 2 м произведен с помощью функции $v_*(u)$, взятой по теоретической зависимости на рис. 26).

Среднее из большого числа наблюдений скорости ветра на высотах 10 и 1 м привело автора к выводу, что при $v_{10}=5$ м/с величина $u_1=4$ м/с. Это дает для величины v_* при такой скорости значение 17,4 см/с и соответственно 0,01 см для z_0 . Интервал размеров частиц лежал в диапазоне $5 \cdot 10^{-3}$ — $2,5 \cdot 10^{-2}$ см (более точных данных о функции распределения частиц по размерам не указано).

У Островского приведены значения объема V перенесенного песка (в см³) за время наблюдения $t=10$ мин при ширине пескоуловителя $t=20$ см. Величину Q в г/см сек можно определить через V следующим образом:

$$Q = \frac{\rho^* V}{lt},$$

где в качестве ρ^* взята так называемая «объемная плотность песка», равная 1,5 г/см³.

Знаки 3 — данные А. Г. Гаеля и Л. Ф. Смирновой, приведенные в работе П. С. Захарова [6] для четырех значений скорости: 5,1; 7,7; 9,2 и 11,3 м/с (после пересчета на высоту $z=2$ м).

Знаки 4 — результаты измерений Э. Л. Рябихина [7] над естественным барханом при диапазоне размеров частиц от $5 \cdot 10^{-3}$ см до $2 \cdot 10^{-2}$ см и при скорости ветра до 12 м/с на высоте $z=7$ м, что соответствует $u_2=10,8$ м/с. Значения Q , данные Рябихиным в таблице, охватывают скорости ветра до 25 м/с, но так как это скорее всего экстраполяция, то мы их не приводим. Не представлены нами также результаты расчета Q по эмпирической формуле, приведенной в работе Р. С. Закирова [8], так как в ней не указаны ни пределы значений скорости, в которых получена формула, ни методика измерений.

Совершенно естественно, что данные натуральных измерений имеют очень большой разброс. Это связано, вероятно, и с большим числом побочных факторов, влияющих на перенос, и с разной конструкцией пескоуловителей. Однако в среднем в том диапазоне скоростей, в котором проводились измерения, теория согласуется с экспериментом. Исключение составляют только малые скорости, близкие к критической, где результаты почти всех экспериментов (кроме лабораторных данных Б. Н. Сенкевича) в 2—3 раза превышают теоретические значения Q_p . Это позволяет надеяться, что предсказываемые теорией значения при больших скоростях ветра (15—25 м/с), при которых провести измерения крайне трудно, не очень далеки от истины. Как уже упоминалось выше, проверкой теории могут служить не только непосредственные измерения твердого расхода, но также данные о характеристиках траекторий сальтирующих частиц и о профилях ветра.

На рис. 26 такое сопоставление проведено для зависимости $v_*(u)$. Все использованные для расчета $Q_p(u)$ гипотезы дают очень близкие функции $v_*(u)$ для частиц одного диаметра. Поэтому на графике приведены только две кривые: для частиц диаметрами $2,5 \cdot 10^{-2}$ и $1,25 \cdot 10^{-2}$ см. Здесь же приведены результаты измерений зависимости динамической скорости от скорости ветра, взятые из уже упомянутой работы Багнольда [4] (знаки 1), а также из работ Хсу [9] и О. Е. Семенова [10]. Все измерения проводились не для монодисперсных песков, но ход теоретической зависимости $v_*(u)$ для частиц с разными преобладающими размерами согласуется с экспериментом. Средний размер частиц, исследованных Багнольдом в Ливийской пустыне, составлял $2,5 \cdot 10^{-2}$ см; такой же преобладающий размер был на пляжах Эквадора [9]. На рисунке приведена аппроксимационная кривая (кривая 2) из [9] в исследованном диапазоне скоростей от 5,5 до 7,5 м/с. Наиболее полные данные по динамическим свойствам ветропесчаного потока содержатся в [10]. Здесь приводятся одна осредненная по большому числу данных кривая $v_*(u_2)$ (кривая 3) для частиц со средним размером $9 \cdot 10^{-3}$ см и с логарифмически нормальной функцией распределения частиц по размерам и набор экспериментальных точек (знаки 4) для более крупных частиц — со средним размером $1,8 \times 10^{-2}$ см.

Как теория, так и эксперимент показывают, что величина v_* над поверхностью, покрытой более крупными частицами, сильнее возрастает с увеличением скорости ветра. В табл. 1 приведены соответствующие значения параметра шероховатости z_0 . Нетрудно видеть, что значения z_0 при больших скоростях ветра намного превышают обычную песочную шероховатость, несмотря на то что при малых скоростях величина z_0 естественной песчаной поверхности близка к ней.

Таблица 1

Значения z_0 см в зависимости от скорости ветра

d см	u_2 м/с			
	6	12	18	20
$2,5 \cdot 10^{-2}$ (песок)	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,05	0,33	0,67
$1,25 \cdot 10^{-2}$ (песок)	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,017	0,15	0,26
$1,25 \cdot 10^{-2}$ (лед)	$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,01	0,03	0,055

В таблице также даны значения z_0 поверхности, покрытой мелкими ледяными кристаллами размерами $1,25 \cdot 10^{-2}$ см и плотностью $\rho_{\text{л}} = 0,9$ г/см³. Поверхность такого типа должна наблюдаться при низовых антарктических метелях. Действительно, поземка и низовые метели в Антарктиде отличаются от случаев общих метелей,

связанных с выпадением снега, прежде всего низкой температурой воздуха [11]. Это связано с тем, что низовые метели имеют место при антициклонических условиях. При низовой метели, как следует из данных, приведенных в [11], переносятся мельчайшие обломки снежинок, потерявшие какое-либо сходство с первоначальными кристаллами. Кроме того, при низких температурах образуются в большинстве столбчатые, а не пластинчатые ледяные кристаллы. Все это вместе взятое приводит к тому, что при низовых метелях переносятся ледяные зерна, по форме близкие к форме частиц песка с интервалом размеров от $1 \cdot 10^{-2}$ до $4 \cdot 10^{-2}$ см; преобладающий размер, вообще говоря, зависит и от скорости ветра и температуры, по грубой оценке, он составляет около $1,5 \cdot 10^{-2}$ см. В качестве критической скорости начала поэмки считается 5—7 м/с на высоте 10 м, что согласуется с данными И. М. Островского о критической скорости начала песчаной бури. Значения интенсивностей низовых метелей в зависимости от скорости ветра обычно представляют собой среднее количество снега в расчете на 1 см^2 сечения, перпендикулярного воздушному потоку, переносимое в нижнем пятисантиметровом слое.

На рис. 3 приведены соответствующие данные, взятые из монографии [11] для тех случаев, когда измерения производились над рыхлой снежной поверхностью (знаки 1). Знаки 2 на этом рисунке — осредненные результаты измерений интенсивностей низовых метелей на ст. Восток-1; построены по данным, приведенным в [12]. Для того чтобы хотя бы грубо получить величину Q г(см·с), все данные об интенсивности метелей необходимо умножить на толщину слоя измерения (5 см).

На этом же графике приведены результаты расчета величины Q_p в предположениях:

$$1) N\omega_0 = \frac{8}{3} \sqrt{3} (v_*^s)^3, \quad \omega_0/v_* = 3,5;$$

$$2) N\omega_0 = 6 \cdot 10^2 (v_*^s)^2, \quad \omega_0/v_* = 2.$$

Первая гипотеза соответствует изменению и $N\omega_0$ и ω_0/v_* как $\sqrt{\rho_{п}/\rho_{л}}$, т. е. промежуточным значениям Γ_0 , а вторая — $N\omega_0 \approx 1/\rho^3$ и ω_0/v_* , такому же, как и для песчинок, т. е. случаю $\Gamma_0 > 5$. Как видно из результатов расчета характеристик траекторий (рис. 4), льдинки скорее удовлетворяют этому последнему критерию. Соответственно кривая II рис. 3 лучше согласуется с экспериментальными точками.

Вычисленные на рис. 4 определяющие параметры траекторий сальтирующих частиц песка или льда можно сопоставлять с данными соответствующих лабораторных экспериментов. Полученные значения $\tilde{\Gamma}_i$ позволяют объяснить получающуюся при расчетах различную зависимость Q от ω_0 для песка и льда. При одной и той же интенсивности источника $N\omega_0$ рост начальной скорости подскока ω_0 уменьшает долю напряжения Рейнольдса, затрачиваемую на

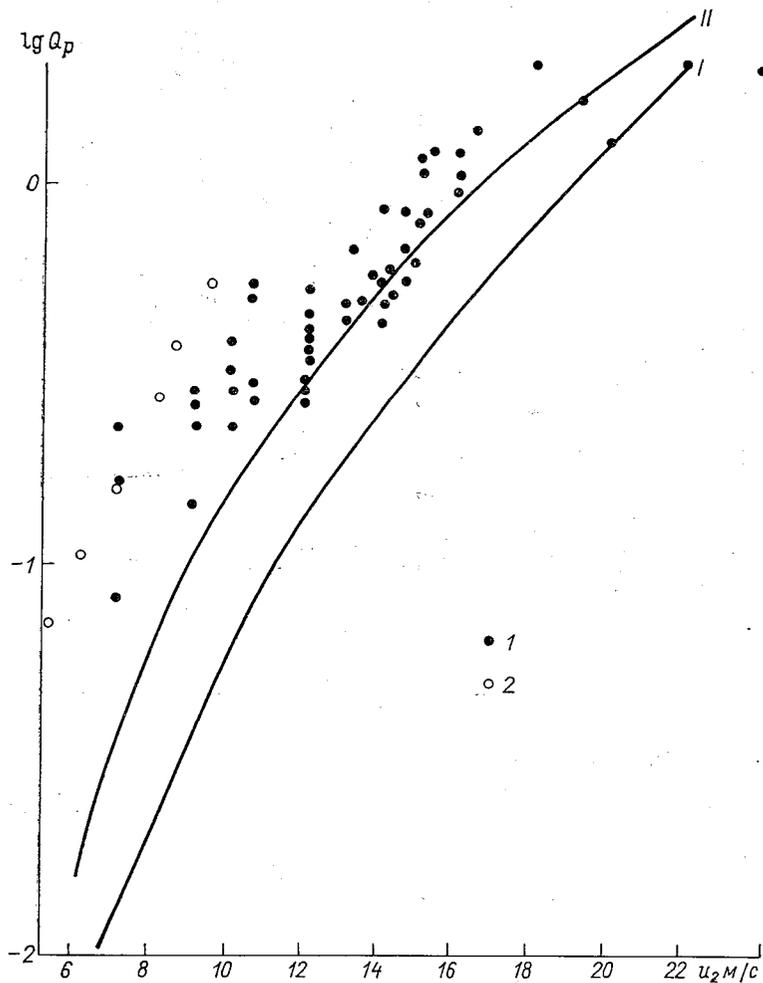


Рис. 3. Сопоставление результатов расчета горизонтального переноса льдинок с экспериментальными данными (Q_p в г/(см·с)).

$$I) N\omega_0 = \frac{8}{3} \sqrt[3]{(v_*^s)^3}, \quad \omega_0/v_* = 2\sqrt{3}; \quad II) N\omega_0 = 6 \cdot 10^2 (v_*^s)^2, \quad \omega_0/v_* = 2.$$

разгон частиц, несмотря на то что при этом они разгоняются до больших скоростей. Это происходит из-за уменьшения N — числа срывааемых частиц в единицу времени. Несмотря на то, что при росте ω_0 в три раза N уменьшено втрое, интенсивность горизонтального переноса крупного песка увеличивается, хотя и ненамного, из-за сильного роста длины скачка (см. функцию f_2 на рис. 1) при тех $\tilde{\Gamma}_i$, которые характерны для таких тяжелых частиц. Для вдвое более мелкого песка и особенно для льда такое увеличение ω_0 прак-

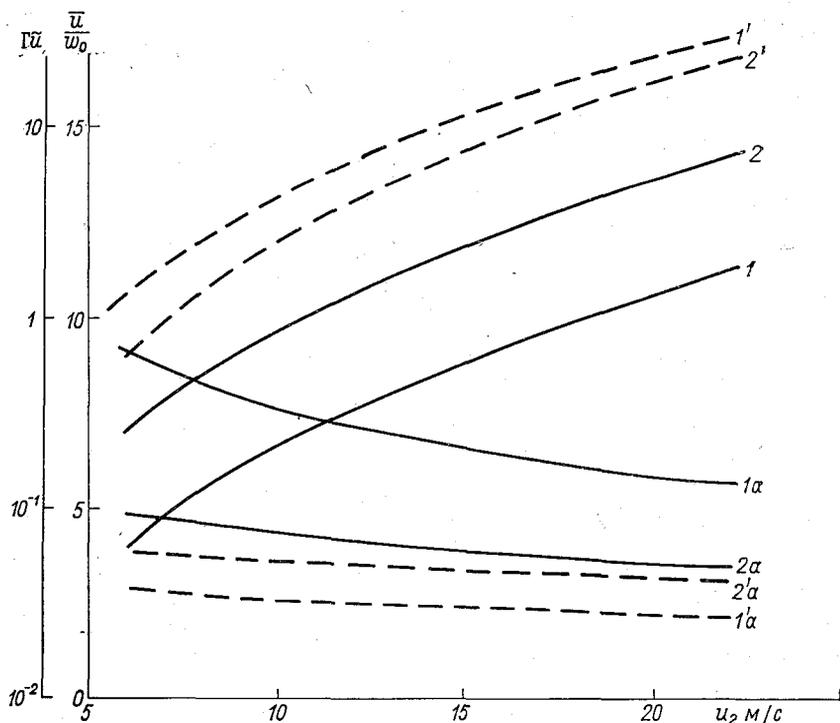


Рис. 4. Зависимость параметров Γu и \bar{u}/ω_0 , определяющих траектории частиц, от скорости ветра.

1, 1a) — песок, $d=2,5 \cdot 10^{-2}$ см; 2, 2a) — песок, $d=1,25 \cdot 10^{-2}$ см; 1', 1'a) — лед, $N\omega_0 = \frac{8}{3} \sqrt{3} (v_*^s)^3$, $\omega_0/v_* = 2\sqrt{3}$; 2', 2'a) — лед, $N\omega_0 = 6 \cdot 10^2 (v_*^s)^2$, $\omega_0/v_* = 2$. Значения кривых 1, 1', 2 и 2' — берутся по шкале Γu , а 1a, 1'a, 2a и 2'a — по шкале \bar{u}/ω_0 .

тически не изменяет интенсивности переноса, так как длина скачка очень мало возрастает с ростом ω_0 . Для достаточно мелких и легких частиц рост ω_0 должен был бы приводить к уменьшению Q при неизменном $N\omega_0$, однако при таких Γu , где f_2 уменьшается с ростом своего аргумента, неприменима гипотеза о движении по траекториям, и задача должна решаться иначе.

В заключение автор приносит глубокую благодарность д-ру геогр. наук Н. П. Русину за ценные советы, высказанные при обсуждении данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бютнер Э. К. Динамические характеристики приземного слоя воздуха при наличии переноса песка у поверхности. — «Тр. ГГО», 1975, вып. 326, с. 70—83.
2. Сенкевич Б. Н. К вопросу экспериментальных исследований процессов ветровой эрозии песков. — «Изв. АН СССР. Сер. биол.», 1962, № 1, с. 21—30.
3. Bagnold R. A. The Physics of blown sand and desert dunes. London, 1954, 265 p.

4. Bagnold R. A. The measurement of sand storms.— „Proc. Roy. Soc. A“, 1938, vol. 167, p. 282—291.
5. Островский И. М. Рельеф песков западной части низменных Каракумов. М., Изд-во АН СССР, 1960. 93 с.
6. Захаров П. С. Пыльные бури. Л., Гидрометеоздат, 1965. 160 с.
7. Рябихин Э. Л. Некоторые параметры ветропесчаного потока.— «Проблемы освоения пустынь», 1973, № 3, с. 49—53.
8. Закиров Р. С. Некоторые закономерности переноса песка в ветропесчаном потоке.— «Проблемы освоения пустынь», 1969, № 1, с. 73—77.
9. Hsu, Shih - Ang. Wind stress criteria in Eolian sand transport.— J. Geophys. Res., 1971, vol. 76, N 36, p. 8684—8686.
10. Семенов О. Е. Вопросы дефляции почв.— «Тр. КазНИГМИ», 1972, вып. 49, с. 3—63.
11. Котляков В. М. Снежный покров Антарктиды и его роль в современном оледенении материка.— В кн.: Результаты исследований по программе МГГ. Гляциология, 1961, № 7. 241 с.
12. Русин Н. П. Метеорологический и радиационный режим Антарктиды. Л., Гидрометеоздат, 1961. 446 с.

О НЕСТАЦИОНАРНОСТИ ТЕРМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ОКЕАНА ПРИ ШТОРМЕ

Известно, что изменения температуры поверхности океана происходят обычно крайне медленно. В связи с этим в ряде гидродинамических моделей и прогностических схем эта температура считается заданной и постоянной. Однако в ряде случаев, после шторма наблюдается быстрое и заметное падение температуры воды [1, 2]. Такое охлаждение поверхности, достигающее 6°C за время прохождения урагана [1], может изменить направление вертикальных турбулентных потоков тепла и пара через границу раздела, так как изменится знак перепада температур вода—воздух. Вместе с тем статистическая обработка данных наблюдений судов погоды показала, что средняя величина этого перепада при шторме практически совпадает со средними значениями для всего ряда наблюдений [3]. На основе этого вывода получены оценки вклада штормов в климатологические величины тепло- и влагообмена океана и атмосферы [3, 4]. Поэтому представляется важным проанализировать механизм изменения температуры поверхности океана при шторме, определить характер этих изменений и необходимость их учета при расчетах потоков тепла и пара над океаном.

Естественно предположить, что величина перепада температур вода—воздух ($\theta - \theta_a$) зависит при данной скорости ветра от продолжительности шторма и строения верхнего слоя океана. Характерным для вертикального распределения температуры воды в большинстве районов Мирового океана является наличие квазиоднородного верхнего слоя, ниже которого расположен слой сезонного термоклина, в котором температура убывает с глубиной. Толщина квазиоднородного слоя, меняясь от сезона к сезону и увеличиваясь после прохождения штормов, составляет в среднем 20—50 м [5].

Вертикальный градиент температуры в термоклине меняется, по тем же источникам, от $-0,03$ до $-0,7^{\circ}\text{C}/\text{м}$. Понижение температуры поверхности океана, происходящее как в результате усиления теплообмена с воздухом при шторме, так и в результате перемешивания с нижележащими слоями воды, будет, очевидно,

тем заметнее (при прочих равных условиях), чем меньше толщина верхнего слоя и чем больше градиент температуры в термоклине.

Хотя действие факторов, определяющих структуру верхнего слоя океана, проявляется совместно, для получения предварительных оценок здесь рассматриваются отдельно последствия потери тепла океаном при шторме и динамического перемешивания в термоклине.

Начальные условия (наблюдающиеся до усиления ветра) формулируются в следующем виде:

$$\text{при } 0 \leq z \leq h_0 \quad \theta = \theta_0, \quad (1)$$

$$\text{при } z \geq h_0 \quad \theta = \theta_0 + \gamma_\theta (z - h_0), \quad (2)$$

где z — вертикальная координата, глубина; h_0 — толщина квазиоднородного слоя, θ_0 — температура этого слоя, $\gamma_\theta = d\theta/dz$ — вертикальный градиент температуры воды в термоклине.

Соленость считается постоянной во всей рассматриваемой области z . В этом случае плотность воды в верхнем слое океана будет однозначно определяться ее температурой, и вертикальное распределение плотности $\rho(z)$ аналогично (1), (2) будет равно:

$$\text{при } 0 \leq z \leq h_0 \quad \rho = \rho_0, \quad (3)$$

$$\text{при } z \geq h_0 \quad \rho = \rho_0 + \gamma_\rho (z - h_0). \quad (4)$$

Используя упрощенную линейную зависимость плотности воды от температуры [6], можно получить соотношение $\gamma_\rho = \alpha\gamma_\theta$, где $\alpha \approx -10^{-4}$ г/(см³·°С).

Пусть в начальный момент $t=0$, при скорости ветра, близкой к среднему значению, условия теплообмена стационарны — теплообмен с атмосферой полностью уравновешен адвекцией и теплообменом в воде. Увеличение скорости при положительных значениях перепадов температуры ($\theta_0 - \theta_a > 0$) и влажности ($q_0 - q_a > 0$) вода—воздух усиливает теплоотдачу поверхности путем турбулентного обмена и испарения. При постоянстве остальных составляющих теплового баланса слоя это увеличение турбулентных потоков на верхней границе слоя должно уравновешиваться уменьшением теплосодержания верхнего слоя воды:

$$\delta H + L\delta E = - \frac{dQ}{dt}. \quad (5)$$

Здесь δH и δE — приращения турбулентных потоков тепла и пара соответственно, L — скрытая теплота парообразования, $\frac{dQ}{dt}$ — производная теплосодержания слоя по времени. Понижение температуры верхнего слоя увеличивает его плотность; при распределении плотности в соответствии с формулами (3), (4) это приводит к конвекции и толщина квазиоднородного слоя возрастает с h_0 до h . Изменение теплосодержания Q в слое толщиной от $z=0$ до

$z=h$ — новой границы термоклина, равно (рис. 1)

$$Q - Q_0 = \rho c_w \left[h_0 (\theta - \theta_0) + \frac{(h - h_0)(\theta - \theta_0)}{2} \right].$$

Это равенство после элементарных преобразований и с учетом соотношения $h - h_0 = \frac{\theta - \theta_0}{\gamma_0}$, можно записать в виде

$$Q = \rho c_w \left(h_0 \theta + \frac{\theta^2 - 2\theta\theta_0}{2\gamma_0} \right) - \rho c_w \left(h_0 \theta_0 + \frac{\theta_0^2}{2\gamma_0} \right) + Q_0. \quad (6)$$

Дифференцирование (6) по времени, в пренебрежении изменениями плотности ρ и теплоемкости воды c_w , дает

$$\frac{1}{\rho c_w} \frac{dQ}{dt} = h_0 \frac{d\theta}{dt} + \frac{\delta\theta}{\gamma_0} \frac{d\theta}{dt}, \quad (7)$$

где введено обозначение $\delta\theta = \theta - \theta_0$.

Потоки тепла и пара описываются соотношениями (7):

$$H = \rho_a c_p C_\theta(u) (\theta - \theta_a) u, \quad (8)$$

$$E = C_\theta(u) (q - q_a) u, \quad (9)$$

где $C_\theta(u)$ — коэффициент теплообмена и испарения, зависящий от скорости ветра и условий стратификации приводного слоя воздуха; ρ_a и c_p — плотность и удельная теплоёмкость воздуха; θ_a и q_a — его температура и абсолютная влажность (г/см^3); u — скорость ветра; q — насыщающая влажность при температуре поверхности воды θ . Приращения потоков, определяемые увеличением скорости ветра,

Рис. 1. Схема термической структуры верхнего слоя океана — модель (1), (2).

Распределение температуры: 1 — в начальный момент, 2 — после увеличения толщины изотермического слоя с h_0 до h вследствие динамического перемешивания (с формированием скачка температуры на $z=h$), 3 — вследствие конвекции, вызванной усилением теплоотдачи с поверхности.

в предположении о постоянстве температуры и влажности воздуха, можно записать в виде

$$\frac{\delta H}{\rho_a c_p} = C_\theta(u) u \delta\theta + \delta(C_\theta u) (\theta_0 - \theta_a), \quad (10)$$

$$\delta E = C_\theta(u) u \delta q + \delta(C_\theta u) (q_0 - q_a), \quad (11)$$

где $C_\theta(u)$ — соответствуют штормовым скоростям ветра u , а $\delta(C_\theta u) = C_\theta u - C_\theta u_0$ при C_θ и u_0 , соответствующих условиям до усиления ветра; $\delta\theta = \theta(t) - \theta_0$, $\delta q = q(t) - q_0$.

Уравнение (5) баланса тепла для колонки воды можно записать в следующем виде, используя (10), (11), (7) и линеаризуя

зависимость насыщающей влажности от температуры в виде $\delta q = \beta \delta \theta$:

$$\delta(C_{\theta}u) [\rho_a c_p (\theta_0 - \theta_a) + L(q_0 - q_a)] + C_{\theta}u (\rho_a c_p + L\beta) \delta \theta = -\rho c_w \left(h_0 + \frac{\delta \theta}{\gamma_{\theta}} \right) \frac{d\theta}{dt}. \quad (12)$$

Интегрируя (12) при начальном условии: $t=0$, $\delta \theta=0$, находим решение в виде

$$t = \frac{-\rho c_w h_0}{A} \left[\left(1 - \frac{B}{Ah_0 \gamma_{\theta}} \right) \ln \left(1 + \frac{A}{B} \delta \theta \right) + \frac{\delta \theta}{h_0 \gamma_{\theta}} \right], \quad (13)$$

где введены обозначения:

$$\begin{aligned} A &= C_{\theta}u (\rho_a c_p + L\beta); \\ B &= \delta(C_{\theta}u) [\rho_a c_p (\theta_0 - \theta_a) + L(q_0 - q_a)] = \\ &= \delta(C_{\theta}u) \rho_a c_p (\theta_0 - \theta_a) \left(1 + \frac{1}{Bo} \right); \end{aligned}$$

Bo — отношение Боуэна.

Приняв $u_0 \approx \bar{u}$, где \bar{u} — средняя климатологическая величина, можно определить значения параметров A и B при заданных значениях $\Delta \theta_0^* = (\theta_0 - \theta_a) \left(1 + \frac{1}{Bo} \right)$, для разных скоростей ветра. Для определения величин $C_{\theta}u$ и $\delta(C_{\theta}u)$ для разных скоростей ветра при $u_0 = 10$ м/с (табл. 1) использованы результаты, полученные в [8].

Таблица 1

u м/с	10	15	20	25	30
$C_{\theta} \cdot 10^{-3}$	1,3	1,6	1,8	2,7	5,0
$C_{\theta}u$ см/с	1,3	2,4	3,6	6,8	15,0
$\delta(C_{\theta}u)$ см/с	0	1,1	2,3	5,5	13,7

Параметры A и B (в рассматриваемом случае, при $\Delta \theta_0^* > 0$) положительны, а отношение их — порядка единицы; $\gamma_{\theta} < 0$, что соответствует падению температуры с глубиной, а $\delta \theta = 0 - \theta_0 < 0$ — при охлаждении. Следовательно, в (13)

$$1 - \frac{B}{Ah_0 \gamma_{\theta}} > 1, \quad 1 + \frac{A}{B} \delta \theta < 1.$$

Из (13) следует, что $\lim_{t \rightarrow \infty} \delta \theta = -\frac{B}{A}$; это означает, что температура поверхности океана асимптотически приближается при шторме к значению $\theta = \theta_0 - \frac{B}{A}$, при котором приращения турбулентных потоков, определяемые выражениями (10) и (11), обращаются

в нуль. Зависимости $\theta(t)$, соответствующие решению (13) при следующих значениях параметров: $\gamma_\theta = -5,0 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}/\text{см}$; $\Delta\theta_0^* = 3,0 \text{ }^\circ\text{C}$; $u = 30 \text{ м/с}$; $h_0 = 20, 50 \text{ м}$; $\beta = 10^{-6} \text{ (г/см}^3 \cdot \text{ }^\circ\text{C)}$, приведены на рис. 2.

Другой механизм, который при вертикальном распределении температуры, близком к модели (1), (2), приводит к понижению температуры поверхности океана — динамическая эрозия термоклина, т. е. увеличение толщины верхнего изотермического слоя вследствие диффузии турбулентности через его нижнюю границу. Если вертикальное распределение плотности воды в момент $t=0$

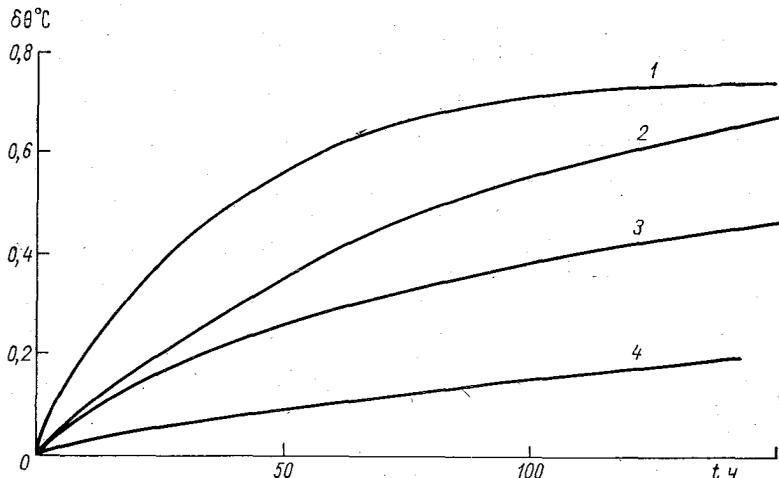


Рис. 2. Падение температуры поверхности океана при шторме ($u = 30 \text{ м/с}$) вследствие усиления теплоотдачи с поверхности (1, 2) и вследствие динамического перемешивания (3, 4).

1, 3 — при $h_0 = 20 \text{ м}$; 2, 4 — при $h_0 = 50 \text{ м}$.

описывается выражениями (3) и (4), то при перемешивании верхнего слоя до глубины $h > h_0$ его плотность станет равной

$$\bar{\rho}_{0-h} = \frac{1}{h} \int_0^h \rho(z) dz = \rho_0 + \gamma_\rho h_0 \left(\frac{h}{2h_0} + \frac{h_0}{2h} - 1 \right), \quad (14)$$

тогда как ниже, при $z \geq h$, плотность по-прежнему будет соответствовать выражению (4). Следовательно, на границе квазиоднородного слоя образуется скачок плотности:

$$\rho_h - \bar{\rho}_{0-h} = \frac{\gamma_\rho h}{2} \left(1 - \frac{h_0^2}{h^2} \right). \quad (15)$$

Поток энергии, передаваемой ветром воде, определяется выражением

$$\frac{dP_a}{dt} = C \rho_a u_*^3, \quad (16)$$

где безразмерный коэффициент C , согласно данным, собранным в [6, 7], равен примерно 10^{-4} ; u_* — динамическая скорость.

Лабораторные данные [9] показывают, что на эрозию термоклина расходуется лишь часть — около 0,1 полной энергии P_a , поступающей из атмосферы. Вместе с тем коэффициент пропорциональности в формуле вида (16) для потока потенциальной энергии, приведенной в [9], равен $1,3 \cdot 10^{-3}$, т. е. на порядок больше, чем C в (16) по данным [6, 7]. Поэтому для получения оценок сверху положим

$$\frac{dP}{dt} = 10^{-4} \rho_a u_*^3. \quad (17)$$

Из (17) и (14) следует зависимость толщины квазиоднородного слоя h от времени действия ветра:

$$t = \frac{g \gamma_\theta h_0^3}{10^{-4} \rho_a u_*^3} \left(\frac{h^3}{12 h_0^3} + \frac{1}{6} - \frac{h}{4 h_0} \right). \quad (18)$$

Температура квазиоднородного слоя определяется аналогично его плотности (14), следовательно

$$\delta\theta = \gamma_\theta h_0 \left(\frac{h}{2 h_0} + \frac{h_0}{2h} - 1 \right). \quad (19)$$

Выражения (19) и (18) в параметрической форме определяют искомую зависимость $\delta\theta(t)$. Некоторые результаты расчета этой функции при $\gamma_\theta = -5 \cdot 10^{-4}$ °C/см, $\gamma_\rho = 5 \cdot 10^{-8}$ г/см⁴ приведены на рис. 2.

Сопоставление кривых термического и динамического понижения температуры (рис. 2) показывает, что роль второго фактора быстро уменьшается при возрастании h_0 . Уже при $h_0 = 50$ м можно считать усиление теплоотдачи поверхности океана основной причиной понижения температуры воды. Это согласуется с представлениями о быстром затухании динамической эрозии термоклина с увеличением его глубины [6]. Следует иметь в виду, что эти расчеты проведены при произвольно выбранном и скорее всего завышенном значении коэффициента пропорциональности в (17), завышающем эффект динамической эрозии термоклина. Сопоставим результаты специальной обработки данных наблюдений северо-атлантических судов погоды с кривыми на рис. 2. Для этого были привлечены материалы измерений скорости ветра за зимние месяцы 1958—1967 гг. по судам погоды А, В, D, E, M, I, расположенным во внетропической зоне океана, и построены гистограммы распределения вероятности продолжительности действия ветра, превышающего скорости 15, 20, 25, 30 и 35 м/с. Часть их приведена на рис. 3. Очевидно, что вероятность сохранения штормового ветра в течение длительного времени (более 3—6 ч) мала. Это подтверждает правомерность расчетов вклада штормов в тепло- и влагообмен океана и атмосферы за длительные интервалы времени, выполненных в предположении о постоянстве перепадов

температуры и влажности в период шторма [3]. Вместе с тем возможны ситуации — малая толщина изотермического слоя и боль-

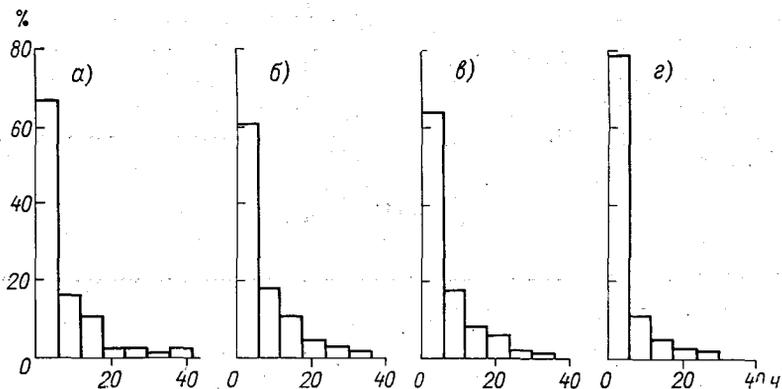


Рис. 3. Распределение вероятности (%) продолжительности действия ветра, превысившего скорость 20 м/с, по данным судов погоды.

а — судно А, б — судно В, в — судно I, г — судно Е.

шие скорости и продолжительность действия ветра, когда изменение температуры воды окажется существенным. Именно такие условия наблюдались в случаях, описанных в [1, 2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leipper D. L. Observed ocean conditions and hurricane Hilda, 1964.— „J. Atmos. Sci.“, 1967, vol. 24, N 2, p. 182—196.
2. Hazelworth J. B. Water temperature variations resulting from hurricanes.— „J. Geophys. Res.“, 1968, vol. 73, N 16, p. 5105—5123.
3. Ариель Н. З., Бортковский Р. С., Бютнер Э. К. Оценка роли штормов в тепло- и влагообмене океана с атмосферой.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 282, с. 200—205.
4. Ариель Н. З. и др. О расчете среднемесячных потоков тепла и влаги над океаном.— «Метеорология и гидрология». 1973. № 5, с. 3—11.
5. Бышев В. И., Иванов Ю. А. Модель нестационарной термохалинной структуры верхнего слоя океана.— «Океанология», 1974, т. 14, вып. 2, с. 235—241.
6. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., Гидрометеиздат, 1970. 284 с.
7. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. Авт.: Бортковский Р. С., Бютнер Э. К., Малевский-Малевич С. П. и др. Л., Гидрометеиздат, 1974. 239 с.
8. Бортковский Р. С. О влиянии ураганов на макромасштабное взаимодействие океана и атмосферы.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 297, с. 78—82.
9. Wu J. Wind-induced entrainment across a stable density interface.— „J. Fluid. Mech.“, 1973, vol. 61, N 2, p. 275—287.

ПРОФИЛИ СКОРОСТИ ВЕТРА И ТЕМПЕРАТУРЫ В СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ПРИВОДНОМ СЛОЕ

В настоящее время имеется довольно большое количество данных по измерению профилей скорости ветра и температуры воздуха над сушей. Эти данные подтверждают справедливость выводов, сделанных на основе теории подобия, об универсальности профилей в приземном слое [1]. Однако эмпирические значения числовых постоянных, входящих в универсальные функции, существенно различаются у разных авторов. Это связано с тем, что прямые измерения потоков, необходимые для определения этих функций, стали производиться лишь в последние годы, и экспериментов такого рода еще явно недостаточно. Что касается экспериментальных данных по профилям метеоэлементов и турбулентным потокам над морем, то их еще меньше. Тем не менее существенная роль таких данных в исследовании процессов взаимодействия атмосферы и океана очевидна.

Обзор теоретических и экспериментальных работ о профилях в температурно-стратифицированной среде дан в монографиях [1, 2]. Используя эти результаты, Р. С. Бортковский [3] предложил методику расчета турбулентных потоков тепла (влаги) и количества движения над морем, учитывающую влияние стратификации в приводном слое на коэффициенты сопротивления (C_u), теплообмена (C_θ) и испарения (C_E).

Представленные в настоящей статье таблицы безразмерных профилей ветра и разностей температуры между поверхностью воды и воздухом, являются дополнением к методике [3], увеличивающим возможности ее практического применения. Можно полагать, что безразмерный профиль перепадов влажности совпадает с безразмерным профилем температуры, поэтому отдельно данные по влажности не рассматриваются.

Согласно теории подобия, вертикальные градиенты средней скорости ветра (u) и температуры (θ) для стратифицированной атмосферы записываются следующим образом:

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \varphi_u(\zeta), \quad \frac{\kappa z}{T_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \varphi_\theta(\zeta), \quad (1)$$

где $\zeta = z/L$ — параметр, характеризующий стратификацию атмосферы; z — высота; u_* — динамическая скорость; T_* — масштаб для измерения температуры ($T_* = -H/\kappa \rho c_p u_*$); L — масштаб длины Монина—Обухова ($L = -u_*^3/\kappa \frac{g}{T_0} \frac{H}{\rho c_p}$); κ — постоянная

Кармана, H — турбулентный поток тепла, c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении; ρ — плотность воздуха; g — ускорение силы тяжести, T_0 — средняя температура слоя.

В одном из последних обзоров [4] для φ_u и φ_θ используется следующая аппроксимация:

$$\varphi_u = \begin{cases} 1 + \beta_u \zeta & \text{при } \zeta \geq 0, \\ (1 - \gamma_u \zeta)^{-1/4} & \text{при } \zeta \leq 0; \end{cases} \quad (2)$$

$$\varphi_\theta = \begin{cases} 1 + \beta_\theta \zeta & \text{при } \zeta \geq 0, \\ (1 - \gamma_\theta \zeta)^{-1/2} & \text{при } \zeta \leq 0, \end{cases}$$

где β_u , γ_u , β_θ и γ_θ — константы.

В [2], в отличие от зарубежных работ, использующих как правило, единое описание φ_u для всей области неустойчивости в виде (2), рассматриваются два участка — вынужденной и свободной конвекции — с границей при $\zeta = -0,07$:

$$f_u(\zeta) = f_\theta(\zeta) = \begin{cases} \ln \zeta + 10\zeta & \text{при } 0 < \zeta, \\ \ln |\zeta| & \text{при } -0,07 \leq \zeta \leq 0, \\ 0,25 + 1,2\zeta^{-1/3} & \text{при } \zeta < -0,07. \end{cases} \quad (3)$$

где $\varphi_u(\zeta) = \zeta f'(\zeta)$. Величина α , равная отношению коэффициентов турбулентного обмена для тепла и импульса, принимается в [2] постоянной.

Вид функций $\varphi_i(\zeta)$ был получен по экспериментальным данным А. С. Гурвичем (см. [1] стр. 418, 429): при $\zeta = 0$ $\varphi_u(0) = 1$, при устойчивой стратификации $\varphi_{u, \theta}(\zeta)$ довольно быстро растет с ростом ζ , при неустойчивой — $\varphi_{u, \theta}(\zeta)$ слегка уменьшается с ростом ζ . Тем не менее константы, описывающие $\varphi_{u, \theta}(\zeta)$, до сих пор точно не установлены. Это связано с тем, что для определения всех констант, входящих в (2) или (3), необходимы одновременно градиентные измерения и измерения турбулентных потоков тепла и количества движения. Однако, как уже упоминалось, прямые измерения потоков до последнего времени выполняются лишь эпизодически и их довольно мало. Поэтому константы определяются по неполному набору экспериментальных данных и существенно отличаются друг от друга у разных авторов. Большой разброс полученных коэффициентов β и γ , особенно при устойчивой стратификации, приводит к тому, что $\varphi_u(\zeta)$ отличаются чуть ли не вдвое. Это хорошо видно из рис. 1, где приведены $\varphi_u(\zeta)$ по [2] и [5]. Точность, с которой известны $\varphi(\zeta)$, сказывается на точности рассчитываемых профилей ветра и температуры для стратифицированной атмосферы. Поэтому естественно, что для вынужденной конвекции в условиях, близких к нейтральным, профили получа-

ются с меньшей погрешностью, чем при свободной конвекции и особенно устойчивой стратификации.

В [4] приведена таблица коэффициентов β , γ и величины κ , полученных разными авторами. По этим данным и данным [2],

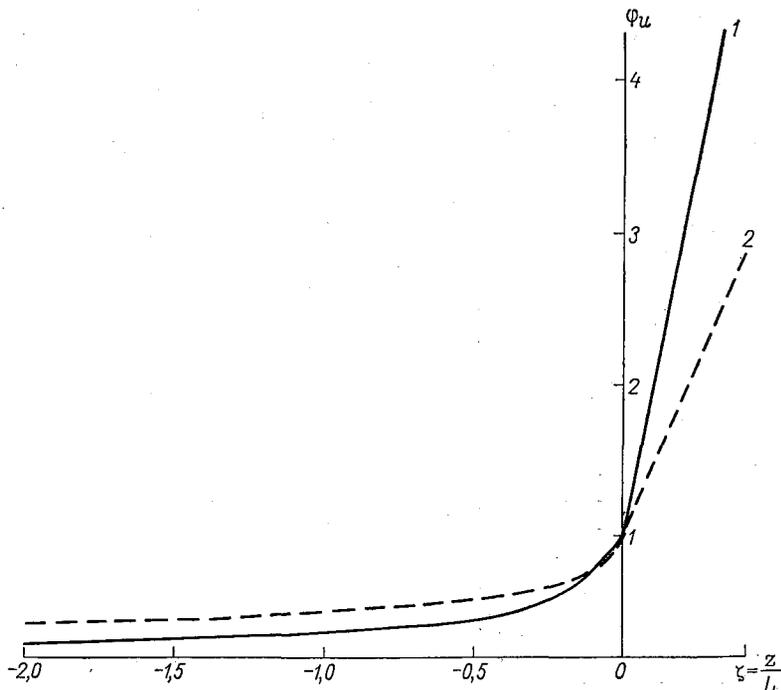


Рис. 1. Эмпирический график универсальной функции $\varphi_u(\zeta)$.

1 — по [2], 2 — по [5].

κ меняется от 0,35 до 0,43, β_u и β_θ — в пределах 5—10, γ_u — от 15 до 18, γ_θ — от 9 до 16 (табл. 1). В этой таблице в квадратные

Таблица 1

Параметры в выражениях для средних профилей, по [4] и [2]

По данным	γ_u	β_u	γ_θ	β_θ	κ
Бузингера и др. (1971)	15	4,7	9	6,4	0,35
Паулсона (1970)	16	7	16	7	[0,4]
Узбба (1970)	18	5,2	9	5,2	[0,41]
Дайера и Хикса (1970)	16	—	16	—	0,4
Зилитинкевича (1970)	—	9,9	—	10,4	0,43

скобки заключены величины, принятые авторами, в отличие от полученных по экспериментальным данным. Из [2] приведены

только константы для φ_u при инверсии, так как для неустойчивого состояния используется иной вид функций $\varphi(\zeta)$.

Довольно часто вместо функции φ_θ используют ее выражение через α и φ_u ($\alpha = -\frac{\varphi_u}{\varphi_\theta}$). На рис. 2 сравниваются зависимости α от стратификации, полученные по различным экспериментальным данным. Расхождения эмпирических данных на рис. 2 особенно велики для условий сильной неустойчивости. Как следует из сопоставления кривых на рис. 1 и 2, в настоящее время довольно трудно отдать предпочтение какой-либо одной аппроксимации.

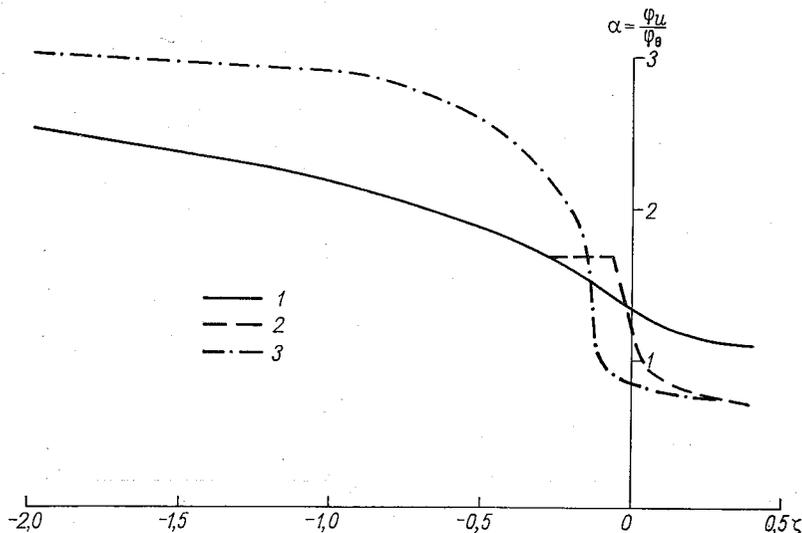


Рис. 2. График функции $\alpha = \varphi_u / \varphi_\theta$.

1 — по [5], 2 — по [3], 3 — по [6].

В работе [3], которая явилась основой для расчета безразмерных профилей ветра и температуры, использовались следующие формулы для φ_u и α :

$$\varphi_u(\zeta_*) = \begin{cases} 1 + 10\zeta_* & \text{при } \zeta_* \leq 0,4, \\ 1 + 1,7\zeta_* & \text{при } \zeta_* > -0,07, \\ [-2,73(\zeta_*)^{1/3}]^{-1} & \text{при } \zeta_* < -0,07; \end{cases} \quad (4)$$

$$\alpha(\zeta_*) = \begin{cases} 1,2 + 7,0\zeta_* & \text{при } \zeta_* < 0, \\ \frac{1}{0,83 + \sqrt{\zeta_*}} & \text{при } \zeta_* > 0. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $\zeta_* = z/L_*$ — параметр стратификации с учетом стратификации влажности, $L_* = L \left(1 + \frac{m}{Bo}\right)$ — масштаб длины Монина—Обухова с учетом стратификации влажности, $Bo = H/LE$ — отношение Боу-

зна, E — турбулентный поток водяного пара, m — константа. Коэффициенты в $\varphi_u(\xi)$ взяты из [2].

Расчет отношения скоростей ветра на уровнях 10 м и z проводился по следующему соотношению:

$$r_u = \frac{u(10)}{u(z)} = \frac{\sqrt{C_u(z)}}{\sqrt{C_u(10)}}. \quad (6)$$

Коэффициент сопротивления морской поверхности при нейтральной стратификации определялся по формуле Дикона—Уэбба:

$$C_u^0 = (1,00 + 0,07u(10)) 10^{-3}.$$

Были получены отношения скоростей для высот от 1 до 25 м и для скоростей ветра от 3 до 14 м/с. Полученные отношения были сгруппированы по интервалам значений скоростей ветра и по условиям стратификации.

В качестве параметра, характеризующего стратификацию, была принята величина аналога числа Ричардсона над морем [7] $Ri_B = \frac{gz}{T_0} \frac{\theta_w - \theta_z}{[u(z)]^2}$. Высота z принималась равной 10 м. Величина

Ri_B связана с параметром стратификации z/L_* следующим соотношением:

$$Ri_B = \frac{z}{L_*} \frac{[C_u(z)]^{3/2} \rho C_p}{C_\theta(z)}. \quad (7)$$

В формуле (7) коэффициенты сопротивления и теплообмена также являются функциями устойчивости, что приводит к нелинейной зависимости Ri_B от z/L_* , показанной на рис. 3.

В табл. 2 приведены отношения скоростей r_u . По этим данным видно, что в условиях океана, когда шероховатость подстилающей поверхности определяется скоростью ветра, при нейтральной стратификации решающим фактором в изменении ветра с высотой является сама скорость ветра. При сильной неустойчивости или инверсии скорость воздушного потока не играет существенной роли в формировании профилей скорости в приводном слое (исключением являются самые нижние уровни). При инверсии изменения ветра с высотой больше, чем при неустойчивой стратификации. Естественно, что на малых высотах отклонения от логарифмического профиля меньше. Эти выводы вполне согласуются с теоретическими и экспериментальными результатами, приведенными в [1].

Отношения разностей температуры между водой и воздухом на уровнях 10 м и z рассчитывались по следующей формуле [3]:

$$r_\theta = \frac{\theta_w - \theta_{10}}{\theta_w - \theta_z} = \frac{\sqrt{C_u(10)} C_\theta(z)}{\sqrt{C_u(z)} C_\theta(10)}. \quad (8)$$

Профили перепадов температуры были получены для скоростей ветра от 3 до 14 м/с и для условий стратификации — $0,01 < Ri_B <$

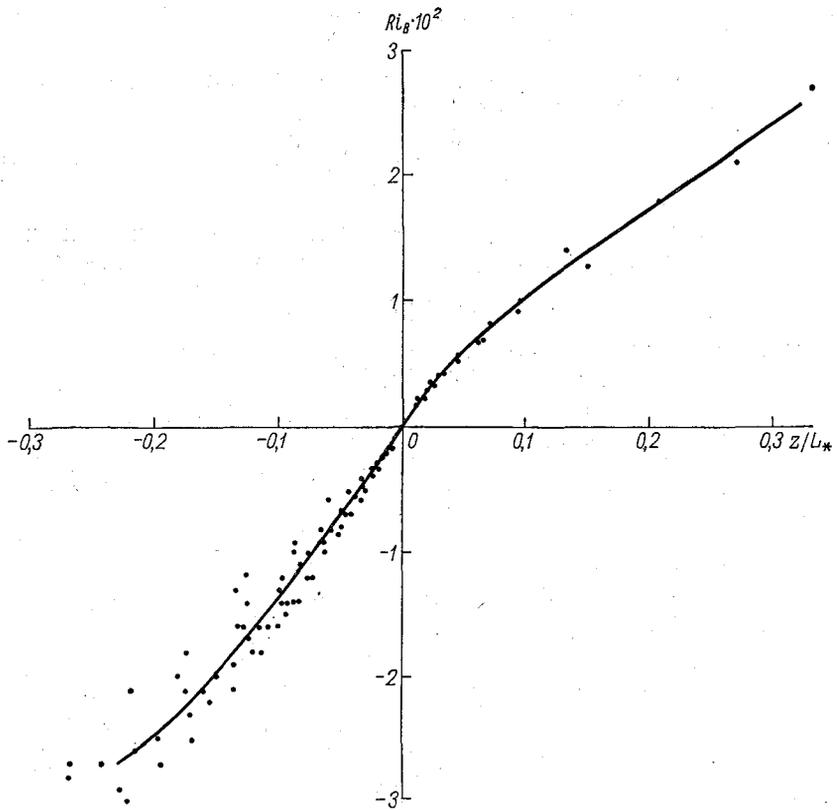


Рис. 3. Связь Ri_B с z/L_* .

Таблица 2

Отношение скорости ветра v_u на уровне 10 м к скорости ветра на высоте z м в зависимости от стратификации приводного слоя и скорости ветра

z м	Сильно неустойчивая стратификация		Неустойчивая стратификация			Нейтральная стратификация			Инверсия
	$Ri_B < -2 \cdot 10^{-2}$		$-2 \cdot 10^{-2} < Ri_B < -0,5 \cdot 10^{-2}$			$-0,5 \cdot 10^{-2} < Ri_B < 0,1 \cdot 10^{-2}$			
	3-7 м/с	8-10 м/с	3-7 м/с	8-10 м/с	11-14 м/с	3-7 м/с	8-10 м/с	11-14 м/с	3-14 м/с
1	1,21	1,25	1,24	1,27	1,30	1,27	1,30	1,33	1,45
2	1,14	1,16	1,16	1,18	1,19	1,18	1,19	1,22	1,28
3	1,10	1,12	1,12	1,14	1,14	1,13	1,14	1,15	1,19
4	1,08	1,09	1,10	1,10	1,10	1,10	1,10	1,11	1,14
5	1,05	1,06	1,08	1,08	1,08	1,08	1,08	1,09	1,10
7,5	1,02	1,03	1,03	1,03	1,03	1,03	1,03	1,04	1,04
10	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
15	0,99	0,97	0,98	0,97	0,97	0,97	0,96	0,96	0,94
20	0,98	0,96	0,96	0,95	0,94	0,94	0,94	0,94	0,90
25	0,98	0,95	0,95	0,93	0,93	0,93	0,92	0,91	0,88

$< 0,03$. Зависимость отношения перепадов температуры r_θ от стратификации оказалась более существенной, чем от скорости ветра, поэтому в табл. 3 приведены r_θ для различных условий стратификации, осредненные по всему интервалу скоростей.

Таблица 3

Отношение r_θ перепадов температур и влажностей между поверхностью воды и воздухом на уровне 10 м на высоте z м в зависимости от стратификации приводного слоя

z м	Неустойчивая стратификация	Нейтральная стратификация	Инверсия	
	$Ri_B < -0,005$	$-0,005 < Ri_B < 0,001$	$0,001 < Ri_B < 0,005$	$0,005 < Ri_B < 0,01$
1	1,12	1,18	1,27	1,43
2	1,06	1,10	1,15	1,21
3	1,04	1,06	1,09	1,13
4	1,02	1,03	1,05	1,08
5	1,00	1,01	1,03	1,03
7,5	1,00	1,00	1,02	1,02
10	1,00	1,00	1,00	1,00
15	1,00	0,99	0,98	0,97
20	0,99	0,98	0,96	0,95
25	0,99	0,98	0,95	0,94

Таким образом, зная температуру поверхности моря, скорость ветра и температуру воздуха на одном уровне, можно с помощью данных табл. 2 и 3 получить профили ветра и температуры над морем. Из сравнения эмпирических зависимостей, приведенных на рис. 1 и 2, следует, что в выбранном интервале Ri_B ($-0,01 < Ri_B < < 0,03$) погрешности будут максимальны при сильной инверсии. Использовать полученные профили при $\zeta_* < -0,5$ не следует из-за неопределенности значений α в области сильной неустойчивости. Уточнение профилей может быть осуществлено при уточнении числовых констант универсальных функций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., «Наука», 1965. 720 с.
2. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоиздат, 1970. 291 с.
3. Бортковский Р. С. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем по данным судовых измерений.— «Метеорология и гидрология», 1971, № 3, с. 93—98.
4. Busch N. E. The surface Boundary layer.— „Boundary-layer Met.“, 1973, vol. 4, N 1—4, p. 213—240.
5. Businger J. A. e. a. Flux-Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer.— „J. of the Atmos. Sci.“, 1971, vol. 28, N 2, p. 181—189.
6. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоздат, 1970. 341 с.
7. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. Авт.: Бортковский Р. С., Бютнер Э. К., Малевский-Малевиц С. П. и др. Л., Гидрометеоздат, 1974. 239 с.

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА В СВЯЗИ С ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ РЕЧНЫХ СИСТЕМ

Преобразования речных систем в целях улучшения водоснабжения, проводящиеся в настоящее время и намеченные в планах народного хозяйства на ближайшие годы, неизбежно связаны, как известно, с изменениями метеорологических условий в районах этих преобразований.

В зависимости от размеров и глубин вновь создаваемых водохранилищ и изменений этих характеристик для существующих водоемов будет меняться их термический режим, а в соответствии с этим будет меняться микроклимат прилегающих территорий. Оценкам изменений характеристик метеорологического режима под влиянием водоемов сейчас уделяется большое внимание. Наиболее полно представлены результаты изучения этого вопроса в работах Института географии АН СССР [1—3]. Бóльшая часть оценок в указанных работах, а также и в некоторых более ранних работах [4, 5] основана на данных наблюдений на существующих водоемах, расположенных в определенных физико-географических условиях. Это затрудняет возможности распространения результатов исследования на другие районы и, кроме того, ограничивает использование их при проектировании новых гидротехнических сооружений. Задача физико-математического описания общих закономерностей изменения метеорологического режима вследствие образования новых водоемов или изменения их морфометрических характеристик при некоторой схематизации была решена М. П. Тимофеевым [6].

В настоящей работе использована методика расчета трансформации воздушного потока при натекании его с водоема на сушу, предложенная М. П. Тимофеевым, применительно к определению средних месячных значений температуры и влажности воздуха в прибрежных районах водохранилищ. При этом рассматриваются водоемы с линейными размерами до сотен километров и глубинами до 20 м. Расчеты могут быть выполнены для любого физико-географического района равнинной и слабовсхолмленной территории

при наличии стандартных метеорологических наблюдений. Нами в качестве примера расчета выбран район Северо-Запада ЕТС, и исходными данными о размерах и глубинах водных объектов послужили данные ЛО Гидропроекта о переброске стока озер Кубенского, Лача, Воже и р. Сухоны в бассейн р. Волги.

Определение значений температуры (t_1) и влажности (e_1) на разных расстояниях от уреза воды в глубь суши производилось по формулам М. П. Тимофеева [6]:

$$\begin{aligned} t_1 &= t' + (t_n - t')(1 - F_t)\varphi, \\ e_1 &= e' + (e_n - e')(1 - F_e)\varphi, \end{aligned} \quad (1)$$

которые получены в предположении, что воздушная масса с начальными значениями температуры (t') и влажности (e') движется сначала над водоемом с температурой водной поверхности (t_n) и соответствующей ей максимальной упругостью водяного пара (e_n), а затем над сушей. Трансформация воздушной массы при движении над водоемом учитывается функциями F_t и F_e , а над сушей — функцией φ .

В методике, применяемой нами для расчета t_1 и e_1 по формулам (1), температура поверхности водоемов t_n рассчитывается методом теплового баланса по формулам М. П. Тимофеева [6]. В качестве исходных данных при этом используются материалы наблюдений над составляющими радиационного баланса, скоростью ветра, температурой и влажностью воздуха на метеорологических станциях. Способы определения дополнительных характеристик, таких, как альbedo водной поверхности, начальное значение температуры поверхности водоема весной, параметр термической стратификации и коэффициент, учитывающий процессы тепло- и влагообмена водоема с атмосферой, изложены в работах Т. В. Кириловой и Л. В. Несиной [7—9].

Изменение температуры воздуха прибрежных районов под влиянием водоемов в первую очередь определяется разностью между температурой поверхности воды и температурой воздуха над окружающей водоем сушей. Результаты расчетов этой разности представлены в табл. 1. Расчеты выполнены для двух объектов — Тур-

Таблица 1

Средние месячные значения разности между температурами поверхности водоема и воздуха над сушей (°С)

Водоем	V	VI	VII	VIII	IX	X
Турчасовское вдхр	-0,7	1,0	2,9	4,7	4,8	3,9
Озеро Кубенское	-1,8	0,6	2,2	4,2	4,9	3,9
Камское вдхр	-2,6	-0,2	+2,8	+4,0	+4,1	+2,8

часовского водохранилища (ср. глубина 5 м, площадь 32,8 км²) и озера Кубенского (ср. глубина 3,5 м, площадь 790 км²). В третьей строке табл. 1 для сопоставления даны результаты наблюдений

этой же разности на Камском водохранилище со средней глубиной 6,2 м, находящемся за пределами зоны, для которой производятся расчеты. Однако все три объекта относятся к лесной зоне и имеют сравнимые морфометрические характеристики. Хорошее согласование рассчитанных и измеренных значений разностей свидетельствует о надежности методики расчета температуры поверхности водоемов. Некоторое различие во времени наступления нулевого значения разности для сравниваемых водоемов объясняется различием их широтного положения.

Для расчета изменений температуры и влажности воздуха в исследуемом районе в качестве исходных метеорологических данных были использованы средние многолетние наблюдения 40 метеорологических станций (из них 19 актинометрических), расположенных в районе трассы переброски стока. Данные наблюдений были разбиты на три группы по районам. Внутри каждой группы различия в показаниях отдельных станций по температуре и влажности воздуха не превышали 1°C и 1 мб.

При расчете температуры поверхности озер и водохранилищ, а также температуры и влажности воздуха на разных расстояниях от уреза воды использовался комплекс метеорологических данных, относящихся к району, в котором расположен водоем. Для оценки возможных изменений температуры и влажности воздуха в исследуемом районе было рассчитано изменение этих величин в прибрежной зоне под влиянием каждого из проектируемых водохранилищ и имеющих озер, расположенных на трассе переброски стока. При этом было принято предположение, что водохранилища имеют форму эллипсоида, длинная ось которого совпадает с направлением русла реки. Последнее необходимо для учета влияния направления ветра на изменение температуры и влажности в прибрежной зоне, поскольку различная длина пути воздушной массы над водоемом при разных направлениях ветра определяет величину функций трансформации F_t и F_e в формулах (1). Результаты расчета представлены в виде отклонений значений температуры и влажности воздуха на разных расстояниях от уреза воды в направлении ветра от соответствующих значений этих элементов за пределами влияния водоема.

В табл. 2 и 3 приведены результаты расчетов возможных изменений температуры и влажности вследствие образования Турчасовского и Ярнемского водохранилищ (площадь зеркала Ярнемского вдхр 89 км², глубина 10 м). Мы ограничились двумя указанными водохранилищами, поскольку различия в изменениях температуры и влажности воздуха под влиянием водоемов с мало различающимися размерами и глубинами малы для всего исследуемого района. Глубина Турчасовского водохранилища в 2 раза меньше глубины Ярнемского водохранилища. Вследствие этого режим температуры поверхности Турчасовского водохранилища несколько иной, т. е. весной оно прогревается быстрее, а осенью быстрее расходует свои запасы тепла. Уже в мае температура его поверхности мало отличается от температуры воздуха над окружающей сушей.

Возможные изменения средних месячных температур (°С) и влажности (мб) воздуха под влиянием Турчаевского водохранилища

Расстояние от уреза, км	V			VI			VII			VIII			IX			X			
	СВ-ЮЗ	С-Ю З-В	СЗ-ЮВ																
0,1	-0,1	-0,1	-0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,5	0,5	0,6	0,8	0,8	1,0	0,8	0,8	0,9	1,0	0,7	1,0
0,5							0,3	0,3	0,4	0,6	0,7	0,8	0,6	0,7	0,8	0,7	0,8	0,5	0,6
1							0,2	0,3	0,3	0,3	0,5	0,6	0,6	0,5	0,6	0,6	0,6	0,4	0,5
5								0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1
Температура воздуха																			
0,1	0,4	0,4	0,5	0,6	0,7	0,9	1,0	1,0	1,2	1,4	1,0	1,1	1,3	0,6	0,7	0,8	0,8	0,3	0,4
0,3	0,3	0,3	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,7	0,8	1,0	0,8	0,9	1,0	0,5	0,6	0,6	0,6	0,2	0,3
0,5	0,2	0,2	0,3	0,3	0,4	0,5	0,6	0,6	0,7	0,9	0,7	0,8	0,9	0,4	0,5	0,6	0,6	0,2	0,3
1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,3	0,4	0,4	0,5	0,7	0,6	0,6	0,8	0,4	0,4	0,4	0,5	0,2	0,2
3								0,2	0,2	0,3	0,3	0,3	0,4	0,2	0,2	0,2	0,3	0,1	0,1
5										0,2	0,2	0,2	0,4	0,1	0,1	0,1	0,2	0,1	0,1
10											0,2	0,2	0,4	0,1	0,1	0,2	0,3	0,1	0,1
Влажность воздуха																			

Возможные изменения средних месячных температур (°С) и влажности (мб) воздуха под влиянием Ярнемского водохранилища

Расстояние от Ярнеза, км	V			VI			VII			VIII			IX			X			
	С-Ю		С-Ю-В	С-Ю		С-Ю-В	С-Ю		С-Ю-В	С-Ю		С-Ю-В	С-Ю		С-Ю-В	С-Ю		С-Ю-В	
	С-Ю	С-Ю-В	С-Ю	С-Ю-В	С-Ю	С-Ю-В	С-Ю	С-Ю-В	С-Ю	С-Ю-В	С-Ю	С-Ю-В	С-Ю	С-Ю-В	С-Ю	С-Ю-В	С-Ю	С-Ю-В	
0,1	-0,7	-0,8	-0,8	-0,8	-0,4	-0,5	-0,5	0,2	0,2	0,2	0,7	0,8	0,8	0,9	1,0	1,0	0,8	0,9	1,0
0,5	-0,4	-0,5	-0,5	-0,3	-0,2	-0,3	-0,3	0,5	0,6	0,6	0,5	0,6	0,6	0,7	0,7	0,8	0,6	0,7	0,8
1	-0,2	-0,2	-0,4	-0,2	-0,2	-0,2	-0,2	0,4	0,5	0,5	0,4	0,5	0,5	0,5	0,6	0,6	0,5	0,6	0,6
5			-0,1				0,1	0,2	0,2	0,2	0,1	0,2	0,1	0,2	0,3	0,2	0,2	0,2	0,3
10															0,1				0,1
Температура воздуха																			
0,1	0,3	0,3	0,4	0,5	0,5	0,6	0,7	1,0	1,1	1,3	1,2	1,3	1,5	0,8	0,9	1,0	0,5	0,5	0,6
0,3	0,2	0,2	0,3	0,3	0,3	0,4	0,5	0,7	0,8	1,0	0,9	1,0	1,1	0,6	0,7	0,8	0,4	0,4	0,4
0,5	0,2	0,2	0,2	0,3	0,3	0,3	0,4	0,6	0,7	0,9	0,8	0,9	1,0	0,6	0,6	0,7	0,3	0,3	0,4
1	0,1	0,1	0,2	0,2	0,2	0,2	0,3	0,5	0,5	0,7	0,7	0,7	0,9	0,5	0,5	0,6	0,3	0,3	0,3
3							0,1	0,2	0,2	0,4	0,4	0,4	0,6	0,2	0,3	0,4	0,1	0,2	0,2
5							0,2		0,2	0,3	0,3	0,3	0,4	0,2	0,2	0,3	0,1	0,1	0,2
10							0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,1	0,2	0,2	0,1	0,1	0,1
Влажность воздуха																			

Вследствие этого в мае водохранилище не повлияет на температуру воздуха побережья. С июня Турчасовское водохранилище будет оказывать тепляющее влияние на прибрежные районы. Наибольшее расстояние, на котором изменение температуры достигнет $0,2^{\circ}\text{C}$, оказывается равным 5 км при северо-западном и юго-восточном направлениях ветра.

Под влиянием более глубокого Ярнемского водохранилища в мае и июне температура воздуха на побережье понизится. В период с июля по октябрь Ярнемское водохранилище будет оказывать, так же как и Турчасовское водохранилище, тепляющее влияние. Однако зона влияния Ярнемского водохранилища будет на 2—3 км больше. Еще более глубокое, чем Ярнемское, Велико-Устюгское водохранилище (площадь зеркала 221 км^2 , глубина около 30 м) в мае и июне окажет на прибрежные районы существенное охлаждающее влияние. Температура воздуха понизится в зоне шириной 1 км на $1—1,5^{\circ}\text{C}$ в мае и на $0,5—1,0^{\circ}\text{C}$ в июне. Понижение температуры воздуха на $0,2—0,5^{\circ}\text{C}$ распространится на расстояние 20 км от берега. В июле водохранилище не будет оказывать влияние на температуру воздуха. Очень небольшое повышение температуры воздуха (на $0,2—0,3^{\circ}\text{C}$ в полосе шириной 1 км произойдет в августе. В сентябре и октябре вследствие интенсивной отдачи тепла водоемом повышение температуры воздуха в прибрежной зоне составит $1,0—1,5^{\circ}\text{C}$ на расстоянии 1 км от берега, $0,5—1,0^{\circ}\text{C}$ на расстоянии 10 км и $0,2—0,4^{\circ}\text{C}$ на расстоянии до 50 км.

Вынос влаги с водоема на сушу находится в прямой связи с испарением с его поверхности. Весной тепло солнечной радиации расходуется на нагревание водоема, а испарение с поверхности его мало. По мере накопления тепла водоемом увеличивается испарение с его поверхности. Максимальной величины оно достигает в июле — августе, затем постепенно снижается, при этом возрастает турбулентный теплообмен водной поверхности с атмосферой. В соответствии с сезонным ходом испарения весной изменение влажности воздуха в прибрежных районах водоемов невелико. При этом в прибрежной зоне мелких водохранилищ повышение влажности несколько больше, чем в зоне глубоких. Летом с увеличением выноса влаги с водоема изменение влажности воздуха на побережье увеличивается, достигает максимальной величины в июле, затем постепенно снижается. Уменьшение изменения влажности в прибрежных районах характерно и для осени. Максимальные расстояния от берега, до которых прослеживаются изменения влажности воздуха, составляют 5 км для Турчасовского и Ярнемского водохранилищ и 50 км для Велико-Устюгского водохранилища.

Соответственно сезонному ходу величин изменения температуры и влажности воздуха на побережье происходит перераспределение зон распространения в глубь суши изменения указанных величин. Как пример на рис. 1 схематически изображено изменение положения границы влияния небольшого водохранилища (площадь зеркала 10 км^2 , глубина 3 м) на температуру и влажность воздуха

прибрежных районов в течение безледоставного периода. При этом за границу влияния принята граница распространения в глубь суши изменения влажности на $0,2$ мб и температуры на $0,2^\circ\text{C}$.

В мае зона охлаждающего влияния водоема невелика. В июне она совсем исчезает вследствие равенства температур поверхности воды и воздуха над окружающей сушей в это время. Затем водо-

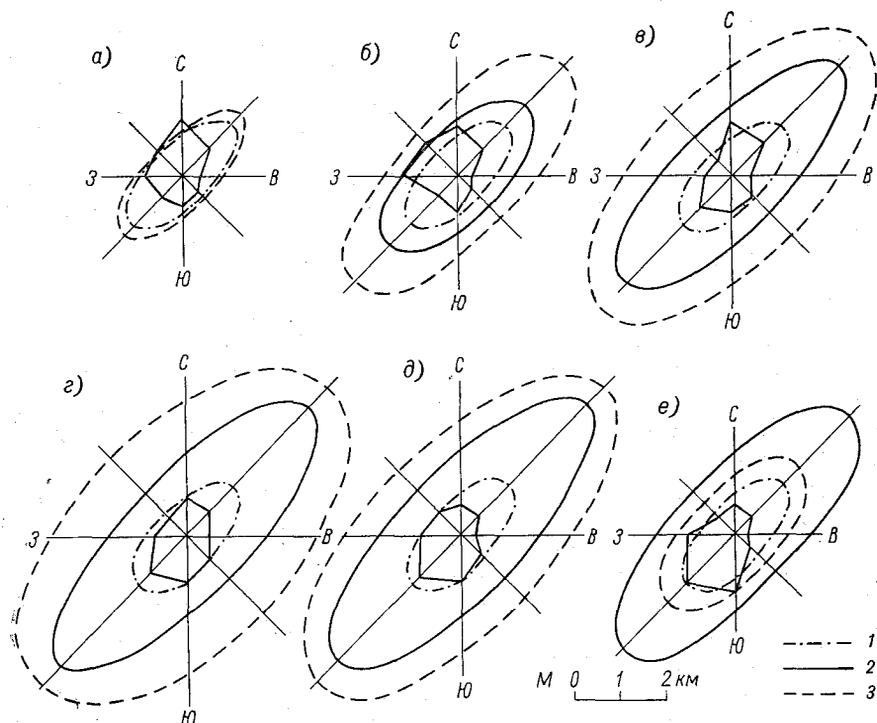


Рис. 1. Изменение положения границы влияния небольшого водохранилища ($S=10$ км², $H=3$ м) на температуру и влажность воздуха прибрежных районов в течение безледоставного периода.

а — май, *б* — июнь, *в* — июль, *г* — август, *д* — сентябрь, *е* — октябрь; 1 — береговая линия, 2 — граница зоны изменения температуры воздуха, 3 — граница зоны изменения влажности воздуха. Сплошная ломаная линия — роза ветров.

емы оказывают на побережье тепляющее влияние, которое постепенно распространяется в глубь суши. Максимальной величины зона этого влияния достигает в августе—сентябре. В октябре она несколько уменьшается.

Зона изменения влажности в прибрежных районах быстро увеличивается от месяца к месяцу в первой половине безледоставного периода, достигает максимальной величины в июле, затем постепенно сужается.

До сих пор рассматривались изменения температуры и влажности под влиянием вновь образующихся водохранилищ. Сложнее обстоит вопрос с оценкой изменений температуры и влажности

воздуха в прибрежных районах при уменьшении площади зеркала и глубины уже существующих водоемов. Об изменении температуры и влажности воздуха в прибрежных районах при изменении зеркала водоема дает представление табл. 4. Для большего контраста в табл. 4 представлены не средние, а максимальные в сезонном ходе изменения температуры и влажности на побережьях сравниваемых водоемов. Данные табл. 4 показывают, что увеличение площади водоема от 10 км² приблизительно до 400 км² изменит температуру воздуха на побережье на 0,2—0,3° С, а влажность на 0,2—0,3 мб. При этом зона влияния расширится от 5 до 20 км. Дальнейшее увеличение площади водоема не оказывает влияния на температуру и влажность прилегающих районов суши.

Таблица 4

Изменения температуры (°С) и влажности (мб) воздуха на разных расстояниях от уреза под влиянием водоемов с различной площадью зеркала

S км ²	l км						
	0,1	0,5	1	5	10	20	50
Температура воздуха							
790	1,3	1,0	0,9	0,4	0,3	0,2	
435	1,3	1,0	0,9	0,4	0,3	0,2	
100	1,1	0,8	0,6	0,3	0,2		
10	1,0	0,7	0,5	0,1			
Влажность воздуха							
790	1,8	1,4	1,2	0,7	0,5	0,4	0,2
430	1,8	1,4	1,1	0,5	0,4	0,2	
100	1,8	1,2	0,9	0,3	0,2		
10	1,5	1,1	0,8	0,2			

Изменения температуры и влажности воздуха на побережье вследствие увеличения глубины водоема иллюстрируют данные табл. 5 и 6. Весной (табл. 5) увеличение глубины водоема от 5 до 30 м приводит к понижению температуры воздуха в прибрежных районах примерно на 1° С и к расширению зоны влияния водоема от 1 до 20 км. На влажность воздуха в прилегающих районах суши в это время глубина водоема не оказывает влияния. Осенью по данным табл. 6 изменение глубины от 5 до 10 м не влияет на изменение температуры воздуха в прибрежных районах. Дальнейшее увеличение глубины водоема от 10 до 30 м приводит к повышению температуры воздуха в прилегающих районах суши примерно на 0,5° С и к расширению зоны влияния от 10 до 50 км. Влажность воздуха в это же время уменьшается пропорционально увеличению глубины водоема. Это уменьшение составляет 0,3—0,5 мб при изменении глубины водоема от 5 до 30 м в прибрежной зоне шириной 1 км.

Таблица 5

Изменения температуры (°С) и влажности (мб) воздуха на разных расстояниях от уреза под влиянием водоемов различной глубины весной

Н м	l км					
	0,1	0,5	1	5	10	20
Температура воздуха						
5	-0,4	-0,3	-0,2			
10	-0,8	-0,5	-0,4	-0,1		
30	-1,6	-1,2	-0,9	-0,5	-0,3	-0,2
Влажность воздуха						
5	0,5	0,3	0,2			
10	0,4	0,2	0,2			
30	0,1					

Таблица 6

Изменения температуры (°С) и влажности (мб) воздуха на разных расстояниях от уреза под влиянием водоемов различной глубины осенью

Н м	l км						
	0,1	0,5	1	5	10	20	50
Температура воздуха							
5	1,0	0,8	0,6	0,3	0,2		
10	1,1	0,8	0,6	0,3	0,1		
30	1,6	1,5	1,2	0,7	0,5	0,4	0,2
Влажность воздуха							
5	1,7	1,2	1,0	0,5	0,3	0,2	
10	1,5	1,0	0,9	0,4	0,2		
30	1,2	0,9	0,7	0,4	0,2	0,2	

Пользуясь табл. 5 и 6 и имея данные возможных изменений уровня и площади водоемов, можно определить величины возможных изменений температуры и влажности воздуха.

Изменения средних месячных значений температуры и влажности в прибрежных районах невелики. Однако следует помнить, что наши оценки относятся к средним месячным значениям. В отдельных случаях, когда велики контрасты между температурой поверхности воды и температурой воздуха на окружающей территории, влияние водоемов при соответствующих направлениях ветра может быть в несколько раз больше.

Оценки возможных изменений температуры и влажности воздуха, полученные нами для района Северо-Запада ЕТС, могут быть выполнены для любых других районов равнинной территории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вендров С. Л. и др. Влияние действующих и проектируемых водохранилищ на местный климат.— В кн.: Вопросы географии. Вып. 73. М., «Мысль», 1968, с. 6—62.

2. Влияние водохранилищ лесной зоны на природу прилегающей территории. Под ред. С. Л. Вендрова. М., «Наука», 1970. 235 с.

3. Вендров С. Л. Проблемы преобразования речных систем. Л., Гидрометеоздат, 1970. 236 с.

4. Борушко И. С. Влияние водоема на температуру и влажность воздуха окружающей территории.— «Тр. ГГО», 1956, вып. 59(121), с. 69—75.

5. Константинов А. Р., Курдина А. В., Олейник Р. Н. Методика учета влияния моря на температуру и влажность воздуха над сушей.— «Тр. УкрНИГМИ», 1963, вып. 35, с. 140—152.

6. Тимофеев М. П. Метеорологический режим водоемов. Л., Гидрометеоздат, 1963. 290 с.

7. Кириллова Т. В., Несина Л. В. Альbedo суммарной радиации озер и водохранилищ.— «Метеорология и гидрология», 1970, № 12, с. 86—89.

8. Несина Л. В. О параметре термической стратификации воды.— «Тр. ГГО», 1970, вып. 271, с. 86—89.

9. Несина Л. В. Об определении температуры поверхностного слоя водоемов в период вскрытия.— «Тр. ГГО», 1970, вып. 271, с. 3—13.

ОСОБЕННОСТИ СТРОЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРИЗОНТАЛЬНО ОДНОРОДНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

В [3] приведены оценки высоты квазистационарного слоя h_T по материалам наблюдений в экспедиции КЭНЭКС-71. Высота h_T определялась по изменению теплосодержания как толщина слоя, на границах которого сумма турбулентного и лучистого потоков изменяется на 10%. Величина h_T меняется в суточном ходе — от 5—10 м в утренние часы до 50—100 м в послеполуденные. Высота слоя, в котором с точностью около 10% можно считать постоянным турбулентный поток тепла, оказывается несколько ниже (в дневные часы 30—50 м). Высота теплового пограничного слоя для этих условий в дневные часы составляет примерно 3 км. Выполненные оценки свидетельствуют о существенной нестационарности процессов в пограничном слое, обусловленной суточным ходом коротковолновой радиации.

Возможность предвычисления суточных изменений метеорологических элементов, особенно ночных понижений температуры, давно привлекало к себе внимание исследователей. Этому вопросу посвящено значительное количество теоретических и экспериментальных работ. Интерес к этой проблеме возрос в последнее время в связи с необходимостью численного моделирования процессов в пограничном слое атмосферы.

Как известно, периодические колебания потока коротковолновой радиации обуславливают периодические изменения температуры поверхности почвы. В результате действия турбулентности и лучистого теплообмена колебания температуры поверхности почвы передаются в воздух, в результате действия молекулярного обмена — в почву. Существенное влияние при этом оказывает изменчивость интенсивности турбулентного обмена в суточном ходе. Временная изменчивость коэффициента турбулентности является в свою очередь основной причиной суточных колебаний скорости ветра.

Наибольшее развитие рассматриваемая проблема получила в исследованиях советских метеорологов.— А. А. Дородницына,

М. Е. Берлянда, Д. Л. Лайхтмана, Л. Т. Матвеева, М. Е. Швеца и др. В последние годы суточный ход метеорологических элементов исследовался на основе решения замкнутой системы уравнений для нестационарного пограничного слоя.

Анализируя состояние теоретических исследований (см., например, [10]) следует отметить два наиболее существенных недостатка:

а) недостаточно полный учет изменений коэффициента турбулентности как со временем, так и с высотой; неучет различий в коэффициентах турбулентности для тепла, влаги и импульса;

б) неучет лучистых притоков в уравнении притока тепла.

Указанные недостатки обусловлены не столько математическими трудностями, сколько отсутствием надежных и достаточно полных данных, характеризующих физические процессы в нестационарном пограничном слое.

Роль лучистого теплообмена в балансе тепла в пограничном слое подробно рассмотрена в [4]. Отметим дополнительно к этому, что различные механизмы передачи тепла с одной стороны, влаги и количества движения — с другой обуславливают разную высоту теплового и динамического пограничных слоев атмосферы. Подтверждением этого служат данные о высоте распространения суточных колебаний температуры и влажности, полученные по материалам экспедиций КЭНЭКС-70 и КЭНЭКС-71 и представленные в [6].

Из этих данных следует, что высота распространения суточных колебаний температуры, которую можно рассматривать как высоту теплового пограничного слоя в дневные часы, довольно значительна (3,0—3,5 км), в то время как суточные колебания удельной влажности, скорости и направления ветра в тех же условиях отчетливо выражены в слое порядка 2 км.

Следует отметить, что неучет лучистого теплообмена не нарушает качественную картину распределения температуры воздуха с высотой при закрепленных границах, т. е. при задании температуры на нижней ($z=0$) и верхней ($z=H$) границах пограничного слоя. По-видимому, этим можно объяснить, что до настоящего времени в теоретических схемах нестационарного пограничного слоя лучистый теплообмен не всегда учитывается.

Несмотря на отмеченные недостатки, следует признать, что теоретические исследования суточных колебаний метеорологических элементов несколько опережают исследования нестационарного пограничного слоя по экспериментальным данным, хотя в настоящее время и накоплен большой экспериментальный материал, пригодный для таких исследований. Кроме того, несмотря на значительное число работ, в которых особенности строения пограничного слоя атмосферы в суточном ходе анализируются по экспериментальным данным, в настоящее время отсутствуют материалы, в которых анализировался бы полный комплекс метеорологических характеристик (как в приземном, так и в пограничном слое) с учетом определяющих параметров, что затрудняет их использование для проверки теоретических схем.

Основной задачей приведенных ниже исследований было получение данных, характеризующих строение пограничного слоя (профилей метеорологических элементов и интегральных характеристик пограничного слоя) в суточном ходе. Анализ таких данных является одним из необходимых условий для успешного развития проблемы в целом.

С этой целью был отобран 31 случай суточных колебаний на станциях Воейково и Колтуши, характеризующийся незначительной облачностью, малой изменчивостью геострофического ветра во времени, отсутствием горизонтального температурного градиента или его незначительной величиной [11]. Отбирались лишь данные для теплого периода ($z_0 \approx 2$ см). По этим данным были получены средние профили ветра, температуры и влажности в пограничном слое (по данным радиозондирования на ст. Воейково) и в приземном слое (по данным градиентных измерений на ст. Колтуши), профили температуры в верхнем полуметровом слое почвы и радиационный баланс подстилающей поверхности для различных сроков (R_0).

Полученные данные представлены в табл. 1 и 2. В табл. 2 даны также интерполированные значения (по графикам суточного хода), так как сроки радиозондовых и градиентных наблюдений не совпадали. В результате профили метеорологических элементов даны для 14 сроков. По этим данным определялась амплитуда суточных колебаний скорости ветра, температуры и влажности как разность между значениями соответствующих характеристик в дневные и ночные сроки.

Существенная изменчивость турбулентного обмена в суточном ходе обуславливает наличие двух максимумов в вертикальном профиле амплитуды скорости ветра, первый из них отмечается на высоте $z \approx 10$ м, второй на $z \approx 200$ м. Амплитуда скорости ветра на указанных уровнях составляет в среднем около 2—3 м/с.

Как следует из приведенных данных, высота обращения ветра (суточная амплитуда скорости ветра близка к нулю на этой высоте) оказалась довольно низкой и составила примерно 50 м. По В. А. Девятовой [2], высота обращения ветра равна приблизительно 130 м, по В. М. Складарову [13], в среднем около 100 м.

Как известно, в течение суток меняется не только модуль вектора скорости, но и направление его. Суточный ход вектора скорости ветра иллюстрирует рис. 1, на котором приведены также данные по суточному ходу скорости ветра, полученные Буажитти и Блэкадаром [14] в условиях, существенно отличных по характеру стратификации и характеру подстилающей поверхности.

Профили метеорологических элементов в моменты, близкие к экстремальным значениям температуры, с достаточной точностью характеризующие стационарное распределение ветра, температуры и влажности в стратифицированном пограничном слое, могут дополнить полученные ранее [5, 12] данные для стационарного и горизонтально однородного пограничного слоя. В частности, они подтверждают существование мезоструи на верхней границе погра-

ничного слоя в ночные часы при стационарных и горизонтально однородных условиях, отмеченное в [12] при анализе профилей ветра в холодный период.

Представленные в табл. 1 и 2 данные использовались для определения угла поворота ветра в пограничном слое α_0 , высоты динамического и теплового пограничных слоев и для расчета сред-

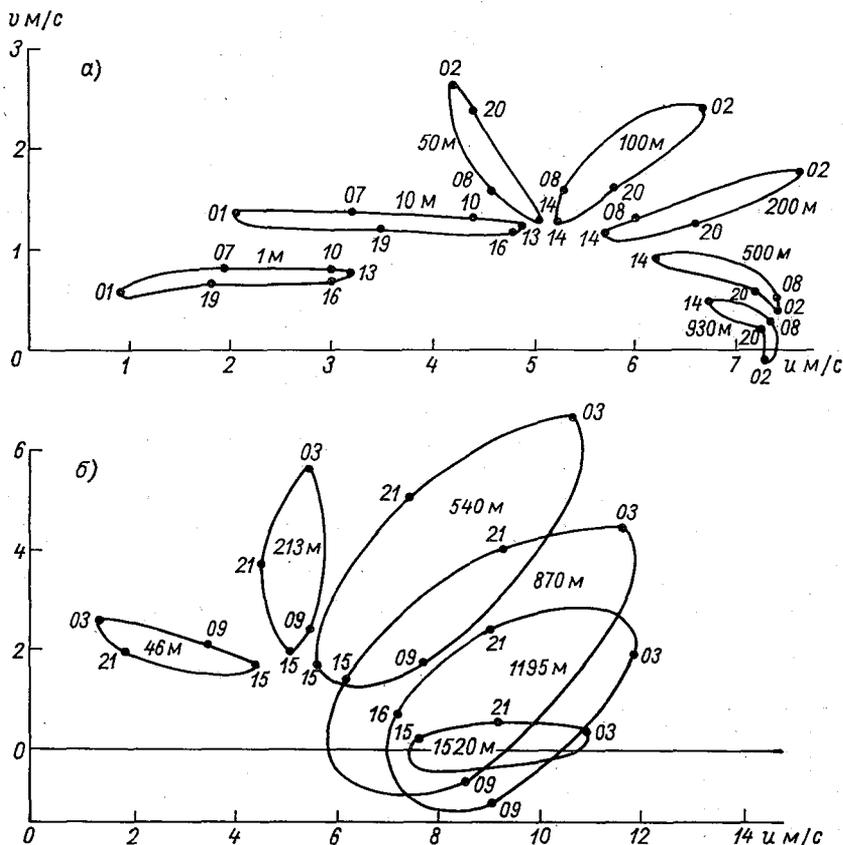


Рис. 1. Суточный ход скорости ветра на различных высотах.

а) по данным станций Воейково и Колтуши, б) по данным [14]. Цифры у точек — часы.

него в пограничном слое коэффициента турбулентности. По данным градиентных наблюдений рассчитывались также геострофический коэффициент трения v_* / V_g , коэффициент турбулентности k_1 на $z = 1$ м и составляющие теплового баланса — турбулентные потоки тепла (P_0) и влаги (E_0) (по методике, изложенной в [8], с использованием уточненной зависимости $\alpha_T = k_T / k$ от R_i) и потоки тепла в почву B_0 , по С. И. Леготиной и Г. Х. Цейтину [9]. Полученные данные представлены в таблице 3, где даны и значения определяющих параметров.

Профили метеорологических элементов в пограничном слое атмосферы
в суточном ходе ($V_g=7,5$ м/с, $z_0=2$ см)

z м	01				02				05			
	$\mu = -280$				$\mu = -280$				$\mu = -230$			
	$t^\circ \text{C}$	V_z	α_z	q_z	$t^\circ \text{C}$	V_z	α_z	q_z	$t^\circ \text{C}$	V_z	α_z	q_z
0	10,3				10,1				11,1			
0,25		0,6				0,6				0,7		
0,5	10,0	0,8		7,3	9,8	0,8		7,0	12,1	1,0		7,2
1,0		1,1				1,0				1,3		
2,0	11,0	1,5		7,6	10,5	1,3		7,2	12,4	1,6		7,1
4,0		1,8				1,8				2,0		
8,6		2,4	34			2,3	34			2,5	31	
100		6,9	20			7,1	20			6,1	20	
130	15,1	7,1	19	7,8	14,7	7,3	19	7,7	15,2	6,4	19	7,0
200		7,7	13			7,9	13			6,9	13	
430	15,0	7,5	6	7,5	14,8	7,5	6	7,4	14,3	7,4	5	6,5
500		7,4	4			7,4	3			7,4	4	
930	11,2	7,3	1	5,8	11,2	7,3	-1	5,8	10,9	7,4	1	5,7
1430	7,3	7,4	2	5,2	7,5	7,4	2	5,2	7,3	7,5	2	4,9
1930	4,0	7,4	-2	4,1	3,8	7,4	-2	4,1	4,2	7,5	-1	4,1
2930	-1,9	7,4	-1	2,8	-2,0	7,4	-1	2,8	-1,8	7,4	-2	2,8

z м	07				08				10			
	$\mu = -15$				$\mu = 115$				$\mu = 420$			
	$t^\circ \text{C}$	V_z	α_z	q_z	$t^\circ \text{C}$	V_z	α_z	q_z	$t^\circ \text{C}$	V_z	α_z	q_z
0	16,8				20,2				27,3			
0,25		1,3				1,6				1,9		
0,5	15,9	1,7		8,2	17,7	2,1		8,4	20,4	2,5		8,2
1,0		2,1				2,5				3,0		
2,0	15,5	2,5		7,9	17,2	2,9		8,0	19,8	3,5		7,8
4,0		2,8				3,3				4,0		
8,6		3,3	23			3,8	21			4,5	16	
100		5,7	18			5,5	17			5,4	15	
130	15,7	5,9	17	7,3	15,9	5,7	15	7,5	17,3	5,6	13	7,4
200		6,3	12			6,1	11			5,9	11	
430	14,2	7,4	3	6,6	14,2	7,1	3	6,8	14,9	6,7	3	6,7
500		7,4	4			7,3	4			6,9	5	
930	10,8	7,5	2	5,7	10,8	7,5	2	5,8	11,2	7,3	2	5,7
1430	7,2	7,6	2	4,9	7,2	7,6	2	4,9	7,4	7,6	2	5,1
1930	4,4	7,5	-2	4,1	4,4	7,5	-2	4,2	4,3	7,5	-2	4,3
2930	-1,7	7,4	-4	2,8	-1,7	7,3	-5	2,8	-1,3	7,4	-4	2,8

z M	11				13				14			
	$\mu = 500$				$\mu = 560$				$\mu = 600$			
	$t^{\circ}\text{C}$	V_z	α_z	q_z	$t^{\circ}\text{C}$	V_z	α_z	q_z	$t^{\circ}\text{C}$	V_z	α_z	q_z
0	29,8				31,3				30,7			
0,25		2,0				2,1				2,1		
0,5	21,3	2,6		8,0	21,9	2,7		7,9	22,0	2,7		7,9
1,0		3,2				3,3				3,3		
2,0	20,6	3,7		7,6	21,2	3,8		7,5	21,4	3,8		7,5
5,0		4,2				4,3				4,3		
8,6		4,7	15			4,9	14			4,9	14	
100		5,4	14			5,4	14			5,4	14	
130	18,1	5,6	13	7,2	19,0	5,6	14	6,9	19,2	5,6	14	6,8
200		5,9	11			5,8	12			5,8	12	
430	15,3	6,5	4	6,5	16,0	6,3	10	6,1	16,1	6,2	10	6,1
500		6,6	6			6,3	8			6,3	8	
930	11,4	7,1	2	5,7	11,7	6,8	4	5,7	11,8	6,8	4	5,7
1430	7,6	7,6	1	5,1	8,0	7,6	2	5,1	8,0	7,6	2	5,1
1930	4,2	7,5	-1	4,3	4,2	7,5	1	4,4	4,2	7,5	1	4,4
2930	-1,7	7,5	-3	2,8	-1,8	7,7	-1	2,9	-1,8	7,8	-1	2,9

z M	16				17				19			
	$\mu = 400$				$\mu = 280$				$\mu = -15$			
	$t^{\circ}\text{C}$	V_z	α_z	q_z	$t^{\circ}\text{C}$	V_z	α_z	q_z	$t^{\circ}\text{C}$	V_z	α_z	q_z
0	26,6				23,9				18,4			
0,25		2,0				1,8				1,2		
0,5	21,1	2,5		7,9	20,0	2,3		8,1	16,7	1,6		8,2
1,0		3,1				2,8				2,0		
2,0	20,7	3,6		7,6	19,7	3,4		7,8	17,1	2,5		7,9
4,0		4,2				3,9				2,9		
8,6		4,8	14			4,5	15			3,5	20	
100		5,5	13			5,6	13			5,9	15	
130	18,8	5,7	13	7,1	18,4	5,8	13	7,3	17,6	6,0	14	7,9
200		6,0	11			6,1	11			6,5	11	
430	15,8	6,6	9	6,4	15,8	6,8	9	6,8	15,6	7,3	7	7,4
500		6,7	7			6,9	7			7,3	6	
930	11,7	6,9	3	5,7	11,7	7,0	3	5,7	11,6	7,2	3	5,7
1430	8,0	7,5	1	5,0	8,1	7,5	1	5,0	8,2	7,5	-1	5,1
1930	4,4	7,5	0	4,3	4,5	7,5	0	4,3	4,7	7,5	-1	4,2
2930	-1,7	7,7	0	2,9	-1,6	7,7	0	2,9	-1,4	7,6	-1	3,0

z м	20				23			
	$\mu = -80$				$\mu = -230$			
	$t^{\circ}\text{C}$	V_z	α_z	q_z	$t^{\circ}\text{C}$	V_z	α_z	q_z
0	16,3				11,8			
0,25		1,0				0,6		
0,5	15,3	1,3		8,4	11,5	0,9		7,8
1,0		1,7				1,2		
2,0	15,8	2,1		8,0	12,5	1,6		8,0
4,0		2,6				1,9		
8,6		3,2	24			2,5	23	
100		6,0	16			6,6	19	
130	17,2	6,2	14	8,0	16,0	6,7	18	7,9
200		6,7	11			7,3	18	
430	17,6	7,4	7	7,6	15,2	7,5	7	7,6
500		7,4	6			7,4	5	
930	11,5	7,3	3	5,7	11,3	7,3	2	5,8
1430	8,2	7,4	-1	5,1	7,9	7,4	1	5,2
1930	4,7	7,5	0	4,2	4,3	7,5	0	4,2
2930	-1,4	7,5	-1	3,0	-1,7	7,5	0	3,0

Примечание: V_z — модуль скорости ветра на высоте z (м/с), V_g — скорость геострофического ветра (м/с), α_z° — угол отклонения ветра от геострофического, q_z — удельная влажность воздуха на высоте z (г/кг), $t^{\circ}\text{C}$ — температура воздуха, $\mu = \frac{g}{T} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_{gl}}$ — параметр стратификации [10].

Таблица 2

Суточный ход температуры почвы

Глубина, см	01	02	05	07	08	10	11
0	10,3	10,1	11,1	16,8	20,3	27,8	29,8
5	14,0	13,6	12,8	13,4	14,2	16,1	17,1
10	14,5	14,1	13,4	13,3	13,7	14,3	15,1
15	14,7	14,4	13,7	13,6	13,6	13,9	14,1
20	14,5	14,3	13,7	13,7	13,6	13,8	13,8
Глубина, см	13	14	16	17	19	20	23
0	31,3	30,7	26,6	23,9	18,4	16,3	11,8
5	19,2	19,6	19,9	19,6	18,5	17,7	15,0
10	16,4	17,0	17,9	17,8	17,6	17,0	15,2
15	14,8	15,1	15,9	16,2	16,3	16,1	15,4
20	14,1	14,4	15,0	15,2	15,5	15,4	15,0

Таблица 3

Суточный ход характеристик турбулентности и составляющих теплового баланса подстилающей поверхности

	01	02	05	07	08	10	11	13	14	16	17	19	20	23
μ_0	7,0	59	16	-25	-28	-30	-31	-31	-26	-16	-12	13	23	74
v_* м/с	0,09	0,08	0,14	0,24		0,30	0,33	0,33	0,32	0,32	0,31	0,23		0,09
α_0	34	34	31	23		16	15	14	14	14	15	21		33
k_1 м ² /с	0,02	0,02	0,05	0,100		0,12	0,14	0,14	0,13	0,13	0,12	0,08		0,02
\bar{k} м ² /с		1,35						26,1						
H_M		130			700			1500					900	
$H_d M$		650			1200			2900					1800	
$H_T M$		300			800			2200					1500	
P_0 кал/(см ² ·мин)	-0,03	-0,02	-0,01	0,07		0,13	0,17	0,17	0,13	0,08	0,06	-0,04		-0,03
LE_0 кал/(см ² ·мин)	-0,01	-0,01	0,02	0,11		0,18	0,20	0,20	0,16	0,14	0,13	0,07		-0,01
B_0 кал/(см ² ·мин)	-0,05	-0,01	0,01	0,06	0,09	0,13	0,13	0,12	0,09	0,05	0,02	-0,03	-0,04	-0,07
R_0 кал/(см ² ·мин)	-0,05	-0,05	0,04	0,21	0,32	0,54	0,59	0,60	0,52	0,03	0,21	-0,03	-0,05	-0,05
Q_0 кал/(см ² ·мин)			0,16	0,43	0,61	0,89	0,93	0,87	0,77	0,54	0,41	0,12	0,03	
A_k %			27	23	22	19	19	19	20	22	24	27	29	

Примечание. Q_0 — суммарная радиация, A_k — альbedo подстилающей поверхности.

Динамическая скорость v_* определялась на основе соотношения

$$\Phi_m = \frac{x \frac{\partial u}{\partial \ln z}}{v_*}, \quad (1)$$

в котором использовалась зависимость Φ_m от R_i , предложенная Бушем [15].

С учетом (1) коэффициент турбулентности для импульса $k = v_*^2 / \frac{\partial u}{\partial z}$ определяется из соотношения

$$k = \frac{x^2}{\Phi_m^2} \frac{\partial u}{\partial \ln z} z. \quad (2)$$

Если воспользоваться логарифмической интерполяционной формулой, то в слое $z_1 - z_2$ (если $|z_2 - z_1|$ невелико) величина $\partial u / \partial \ln z$ с достаточной точностью может быть определена из соотношения

$$\frac{\partial u}{\partial \ln z} = \frac{u_2 - u_1}{\ln z_2 / z_1}. \quad (3)$$

При расчетах $\partial u / \partial \ln z$ на $z = 1$ м полагалось $z_1 = 0,5$ м, $z_2 = 2$ м.

Как уже отмечалось выше, временная изменчивость коэффициента турбулентности является основной причиной суточных колебаний скорости ветра. В задаче о суточном ходе характеристик ветра коэффициент турбулентности обычно задается некоторой периодической функцией времени. Многочисленные исследования по экспериментальным данным временной изменчивости коэффициента турбулентности на $z = 1$ м подтверждают возможность такой аппроксимации в приземном слое. Сведения же о суточной изменчивости коэффициента турбулентности для всей толщи пограничного слоя практически отсутствуют.

Коэффициент турбулентности в суточном ходе определялся лишь для $z = 1$ м. Значения среднего в пограничном слое коэффициента турбулентности \bar{k} даны в периоды экстремальных значений температуры, когда применима используемая для расчета \bar{k} методика Д. Л. Лайхмана [7]. Как следует из приведенных данных, коэффициент турбулентности существенно меняется ото дня к ночи не только в приземном, но и во всем пограничном слое.

За высоту динамического пограничного слоя принимался уровень, на котором реальный ветер достигает значений геострофического по модулю (H) или по направлению (H_d). Верхняя граница слоя, в котором имели место изменения температуры в суточном ходе, использовалась для оценки высоты теплового пограничного слоя H_T . Практически это высота, выше которой устанавливается градиент температуры, характерный для свободной атмосферы.

В связи с задачей учета пограничного слоя в численных моделях атмосферных процессов значительный интерес представляют сведения об изменчивости высоты пограничного слоя в суточном

ходе в связи с изменением характера стратификации воздуха в пограничном слое. Приведенные в табл. 3 данные иллюстрируют эту изменчивость. Оказалось возможным описать изменчивость H_i/H_i^{\max} (где H_i^{\max} — высота пограничного слоя в дневные часы) косинусоидой:

$$\frac{H_i}{H_i^{\max}} = a + b \cos(\omega t - \varphi), \quad (4)$$

с параметрами $a=0,54$, $b=0,46$, $\varphi=3$ ч. Надежность аппроксимации иллюстрирует табл. 4, в которой представлены исходные значения H_i/H_i^{\max} для четырех сроков наблюдений, а также рассчитанные на основе (4).

Таблица 4
Высота пограничного слоя атмосферы в суточном ходе

Срок, ч	$\frac{H}{H^{\max}}$	$\frac{H_d}{H_d^{\max}}$	$\frac{H_T}{H_T^{\max}}$	$\frac{H}{H^{\max}}$ из соотношения (4)
02	0,09	0,22	0,14	0,10
08	0,47	0,41	0,36	0,42
14	1,00	1,00	1,00	0,98
20	0,60	0,62	0,68	0,65

В заключение следует отметить, что полученные данные не содержат качественно новых результатов. Как уже отмечалось выше, основной задачей было получение количественных характеристик

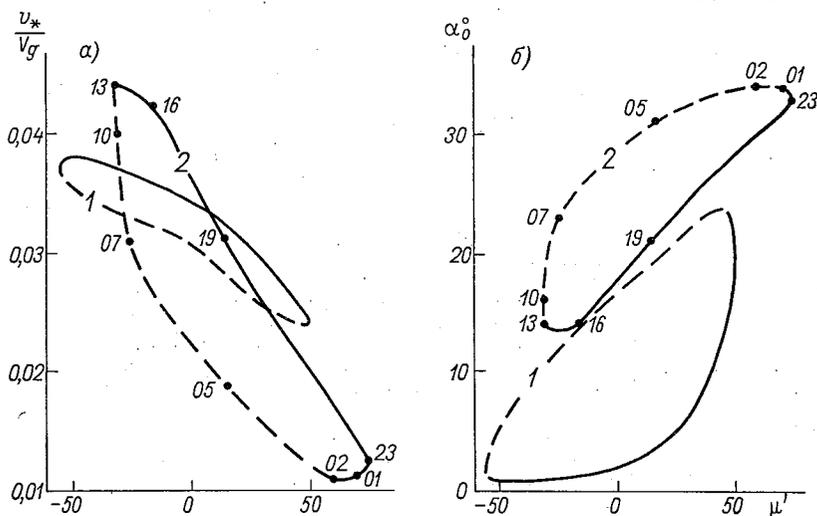


Рис. 2. Зависимость геострофического коэффициента трения (а) и угла отклонения ветра от геострофического (б) от параметра стратификации μ_0 . 1 — по модели Вагера—Зилитинкевича ($R_0=10^3$), 2 — по экспериментальным данным ($R_0 \approx 10^7$). Сплошные линии соответствуют моментам роста μ_0 , пунктирные — моментам убывания μ_0 . Цифры у точек — часы.

пограничного слоя (в том числе и определяющих параметров), необходимых для проверки теоретических схем нестационарного пограничного слоя. Предварительно проведено сопоставление геострофического коэффициента трения и угла отклонения ветра от геострофического с рассчитанными по модели Вагера—Зилитинкевича [1] в суточном ходе (при различных значениях параметра стратификации

$$\nu_0 = \kappa^2 g / T \frac{P_0 / \rho c_p}{2\omega_* v_*^2}$$

в приземном слое). Существенные различия в величинах v_*/V_g и α_0 (рис. 2) не могут быть объяснены различием в значениях числа Россби $R_0 = \frac{V_g}{2\omega_* z_0}$. Скорее всего они обусловлены схематичностью используемой модели нестационарного пограничного слоя атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагер Б. Г., Зилитинкевич С. С. Теоретическая модель суточных колебаний метеорологических полей.— «Метеорология и гидрология», 1968, № 7, с. 3—18.
2. Девятова В. А. Микроаэрологические исследования нижнего километрового слоя атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1957. 144 с.
3. Ключникова Л. А., Малевский-Малевиц С. П., Орленко Л. Р. Баланс тепла в пограничном слое по экспериментальным данным.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1974, т. 10, № 6, с. 668—670.
4. Ключникова Л. А., Лазарева Н. А., Орленко Л. Р. Исследование баланса тепла в пограничном слое атмосферы по экспериментальным данным.— «Метеорология и гидрология», 1974, № 9, с. 60—66.
5. Курпакова Т. А., Орленко Л. Р. Профиль ветра в пограничном слое атмосферы по экспериментальным данным.— «Тр. ГГО», 1970, вып. 257, с. 64—75.
6. Лазарева Н. А. и др. Профили метеорологических элементов по материалам наблюдений.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 296, с. 22—30.
7. Лайхтман Д. Л. Новый метод определения коэффициента турбулентной вязкости в пограничном слое атмосферы.— «Тр. ГГО», 1952, вып. 37, с. 78—82.
8. Леготина С. И., Орленко Л. Р. Тепловой баланс подстилающей поверхности в период экспедиции КЭНЭКС-71.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 296, с. 46—56.
9. Леготина С. И., Цейтин Г. Х. Об определении мгновенных значений потока тепла в почву.— «Тр. ГГО», 1972, вып. 282, с. 92—105.
10. Орленко Л. Р. Распределение метеорологических элементов в пограничном слое атмосферы.— «Тр. ГГО», 1967, вып. 218, с. 279—294.
11. Орленко Л. Р. К методике обработки данных температурно-ветрового зондирования в пограничном слое атмосферы.— «Тр. ГГО», 1970, вып. 257, с. 58—63.
12. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Некоторые особенности в распределении ветра и температуры в пограничном слое в холодный период.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 297, с. 184—198.
13. Скляр В. М. Суточный ход скорости ветра в планетарном пограничном слое атмосферы.— «Тр. НИИАК», 1968, вып. 52, с. 98—119.
14. Buajitti R. and Blackadar A. Theoretical studies of diurnal variations in the planetary boundary layer. „Quart. J. Roy. Met. Soc.“, 1957, vol. 83, N 358, p. 486—500.
15. Busch Niels E. The surface boundary layer.— „Boundary Layer Meteorology“, 1973, vol. 4, N 1—4, p. 213—240.

А. С. ДУБОВ, Н. Д. АЗИМОВА, Н. З. АРИЕЛЬ

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАД ЛЕСНЫМ МАССИВОМ

За последние годы в исследованиях по динамике пограничного слоя атмосферы заметно увеличился интерес к особенностям воздушных течений над подстилающей поверхностью с большой шероховатостью. Этот интерес вполне естествен, поскольку, во-первых, процессы над однородной равниной с небольшой жесткой шероховатостью изучены достаточно хорошо как теоретически, так и экспериментально, а, во-вторых, реальная поверхность суши в значительной части покрыта высокой растительностью, строениями и др. и заметно отличается от тех идеализированных условий, о которых только что шла речь.

Экспериментальное изучение характеристик структуры воздушного потока над лесными массивами еще только начинается, поэтому представляет интерес обработка данных даже далеко не полного комплекса наблюдений.

Летом 1961 г. в Ленинградской области проводились измерения пульсаций горизонтальной составляющей скорости ветра приборами типа индукционных анемометров [1]. Приборы были установлены на выносных стрелах ажурной металлической мачты на высотах: 25, 50, 75 и 100 м. Измерительная аппаратура, включая шлейфовый осциллограф, имела инерцию порядка 0,7 с. Мачта была расположена внутри лесного массива. Средняя высота деревьев составляла примерно 6 м. Измерения выполнялись отдельными десятиминутными сериями в дневное время (10—16 ч).

Данными о профилях температуры, а также о профилях скорости ветра в слое ниже 25 м мы не располагали, поэтому оказалось невозможным получить количественные характеристики стратификации. Однако для условий дневного времени в Ленинградской области при сильных ветрах можно, по-видимому, считать стратификацию близкой к нейтральной.

Всего было обработано 70 десятиминутных серий. Первичная обработка производилась вручную. Ординаты снимались через 1 с. По снятым ординатам с помощью ЭВМ М-220 были получены следующие характеристики: дисперсии (σ^2), средние квадратиче-

ские отклонения (σ), корреляционные функции ($R(\tau)$), интегральные масштабы корреляции (I) и спектры ($F(\omega)$).

Расчет спектров производился по методу быстрого преобразования Фурье [2]. Длительность каждой серии (10 мин) и дискретность съемки ординат (1 с) определили частотный интервал, в котором были получены надежные значения спектральной плотности — от 0,02 до 0,5 Гц. Поскольку эта область частот относится к инерционному интервалу, то естественно, что полученные спектры в данном диапазоне частот подчиняются закону « $5/3$ » (рис. 1). Сле-

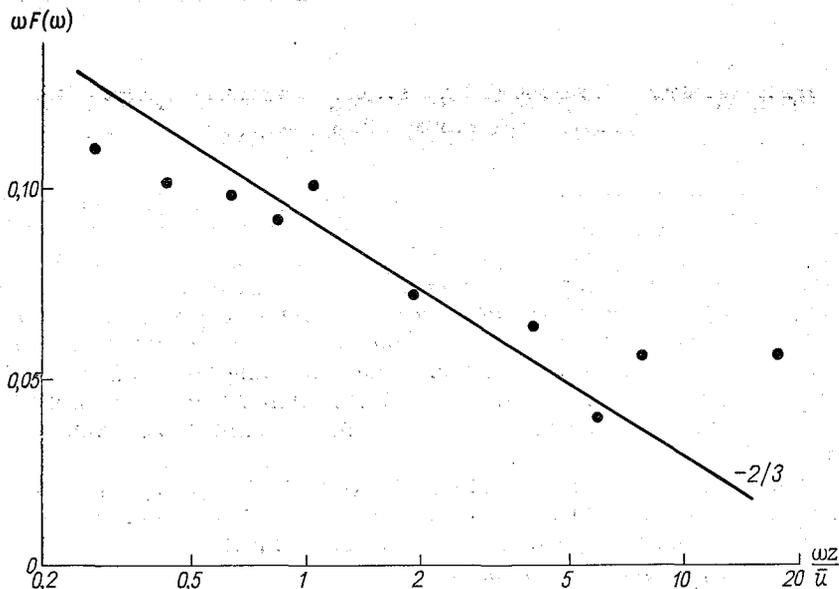


Рис. 1. Средний энергетический спектр.

Точки — результат осреднения по всем случаям.

дует отметить, что на высоких частотах (выше 0,1 Гц) имеет место значительный разброс величин спектральной плотности. Это связано с тем, что инерция измерительного комплекса близка к дискретности съемки данных, вследствие чего высокочастотный участок спектра оказался недостаточно надежным.

Для спектров, полученных в непосредственной близости к вершинам крон деревьев, характерен скачок спектральной плотности в области возмущений с длиной волны, равной по порядку среднему расстоянию между деревьями [3]. Этот скачок связан с притоком кинетической энергии к возмущениям в этом диапазоне частот за счет турбулизирующего влияния растительности. Подобный эффект в проведенных исследованиях обнаружить не удалось в силу большой инерции аппаратуры. Необходимо отметить также, что влияние леса на тонкую структуру спектра на таких больших расстояниях от верхушек крон (19 м) заметно ослаблено.

Соответствие спектров закону « $5/3$ » позволило оценить величину скорости диссипации энергии турбулентности (ϵ) по известному соотношению

$$F(\omega) = C(\overline{\epsilon u})^{2/3} \omega^{-5/3}, \quad (1)$$

где $F(\omega)$ — спектральная плотность, ω — круговая частота, \overline{u} — средняя скорость ветра на уровне измерения, C — константа, равная 0,48 [4]. В табл. 1 приведены осредненные по высотам значения ϵ . Скорость диссипации энергии турбулентности уменьшается с ростом высоты. Подобная зависимость отмечалась, например, Пановским [5]. Полученные в настоящем исследовании значения ϵ согласуются также с аналогичными величинами, приведенными в [6, 7].

Таблица 1

z м	σ^2 м ² /с ²	σ м/с	$\frac{\sigma}{\overline{u}}$	v_* м/с	$\frac{\sigma}{v_*}$	ϵ см ² /с ³	I с
25	4,28	2,07	0,216	0,78	2,65	542	13,2
50	3,78	1,94	0,208	0,88	2,18	435	15,4
75	3,11	1,77	0,187	0,74	2,20	182	17,9
100	2,58	1,61	0,166	0,73	2,31	195	19,5

Для приближенного нахождения динамической скорости v_* предположим, что слой, в котором проводятся измерения, относится к приземному логарифмическому подслою. В этом случае можно принять, что продукция турбулентной энергии за счет наличия сдвига скорости ветра целиком диссипируется в тепло. Тогда

$$v_* = \sqrt[3]{\kappa \epsilon z}, \quad (2)$$

где z — высота измерений; $\kappa = 0,4$ — постоянная Кармана.

Результаты расчетов приведены в табл. 1. Из этих данных следует, что, как и следовало ожидать, динамическая скорость мало меняется с высотой.

Для оценки шероховатости z_0 по данным о скорости ветра и динамической скорости в слое 25—100 м воспользуемся соотношением для логарифмического профиля ветра

$$z_0 = z e^{-\kappa \frac{u(z)}{v_*}}. \quad (3)$$

По средним данным, в слое 25—100 м $v_* = 0,78$ м/с, $u(z) = 9,55$ м/с. Значение z_0 оказалось равным 47 см. По формуле Кунга [6]

$$\lg z_0 = -1,24 + 1,29 \lg h, \quad (4)$$

где h — высота растительности, параметр шероховатости $z_0 = 49$ см. Порядок полученной величины согласуется также с опубликованными данными о шероховатости [6].

В табл. 1 приведены значения дисперсий, размерных и безразмерных среднеквадратических отклонений пульсаций горизонтальной компоненты скорости ветра.

Интенсивность турбулентности $\left(\frac{\sigma_u}{u}\right)$ в соответствии с существующими представлениями о ее структуре (см. [8, 9]) убывает с высотой. Хорошо согласуются с опубликованными данными [5, 6, 8] и значения $\frac{\sigma_u}{v_*}$. Величина этого отношения фактически не меняется с высотой и равна в среднем 2, 4.

Оказалось возможным оценить также интегральные масштабы турбулентности I . Для этого на ЭВМ М-220 рассчитывалась площадь под корреляционной функцией

$$I = \int_0^T R(\tau) d\tau, \quad (5)$$

где T — аргумент нормированной корреляционной функции, при котором ее значение равно 0,1 [$R(T) = 0,1$]. Масштаб корреляции растет с увеличением высоты, на что указывалось также в [9]. Правда, сами величины I в [9] несколько больше, поскольку верхний предел интегрирования в (5) определялся в [9] из условия $R(T) = 0$, а не $R(T) = 0,1$, как это было в нашем случае.

Из анализа обработанного материала можно сделать заключение о том, что структурные данные, полученные в проведенном эксперименте, являются более надежными, чем данные о профилях средней скорости ветра. Принятая при расчете шероховатости гипотеза о выполнении логарифмического закона в слое измерений не подтвердилась материалами фактических наблюдений (например, средняя скорость ветра в верхней части слоя обычно немного убывала с высотой). По-видимому, это было обусловлено недостаточным большим периодом осреднения и искажающим влиянием мачты.

Поскольку информация об измеренном профиле средней скорости ветра была нами забракована и в расчетах не использовалась, точность определения параметра шероховатости была не очень велика.

Что касается структурных характеристик потока, то на высотах, в четыре раза превышающих среднюю высоту деревьев, выполняются практически все закономерности, характерные для приземного слоя над равниной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вышев В. И., Кузнецов О. А. Структурные характеристики атмосферной турбулентности в приводном слое над открытым океаном. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1969, т. 5, № 6, с. 575—584.
2. Курьянов Б. Ф., Медведева Л. Е. Гармонический анализ стационарных случайных процессов (с использованием быстрого преобразования Фу-

рье).— В кн.: ВЦ МГУ. Серия «Статистика и стохастические системы». Вып. 8. М., Изд. МГУ, 1970. 63 с.

3. Дубов А. С., Марунич С. В. О структуре воздушного потока над лесными массивами.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1973, т. 9, № 6, с. 647—652.

4. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М., «Наука», 1967. 720 с.

5. Рапоi sky Н. А. The boundary layer above 30 m.— „Boundary Layer Meteorology“, 1973, 4, p. 251—264.

6. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1970. 291 с.

7. Иванов В. Н. О некоторых характеристиках турбулентного ветрового поля в нижнем 300-метровом слое атмосферы.— В кн.: Изучение пограничного слоя атмосферы с 300-метровой метеорологической башни. М., изд. ИНГ, АН СССР, 1963, с. 103—108.

8. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. М., «Мир», 1966. 264 с.

9. Мазурин Н. Ф. Статистические характеристики пограничного слоя атмосферы, полученные с помощью автоматизированного измерительного комплекса высотной метеорологической мачты.— Автореф. дисс. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Обнинск, ИЭМ, 1974.

РАСЧЕТ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ ТЕПЛА И ВЛАГИ В УСЛОВИЯХ СРЕДНЕЙ АЗИИ

Возможность определения характеристик турбулентного режима (турбулентного потока тепла и влаги) по данным градиентных измерений представляет существенный интерес для ряда практических задач.

В данной работе ставилась задача расчета и анализа турбулентных потоков тепла и влаги по известным методикам для района Средней Азии. Для этого использовался материал экспедиционных наблюдений в районе ст. Чашкент в 1972 г. на двух площадках: одной — в характерном районе пустыни, другой — на хлопковом поле. Измерения градиентов температуры и влажности, а также скорости ветра проводились суточными сериями. Расчет проведен для восьми таких серий по четырем методикам: 1) теплового баланса [1], 2) Казанского—Монина [2], 3) Чаликова—Зилитинкевича [3], 4) Леготиной—Орленко [4]. Результаты расчетов по методике Казанского—Монина для пустыни и хлопкового поля приведены на рис. 2 и 3. Для определения q и LE по методике Казанского—Монина:

$$\begin{aligned} q &= -\varphi_q u \delta T, \\ E &= -\varphi_E u \delta Q \end{aligned} \quad (1)$$

достаточно измерить осредненную скорость ветра $u = \bar{u}(H)$ на одной высоте ($z = H$), разность значений осредненной температуры $\delta T = \bar{T}(2H) - \bar{T}\left(\frac{H}{2}\right)$ на двух высотах ($z = 2H$ и $z = \frac{H}{2}$) и разность значений осредненной удельной влажности на двух уровнях ($\delta Q = \bar{Q}(2H) - \bar{Q}\left(\frac{H}{2}\right)$). Затем с помощью специальной номограммы по известной шероховатости z_0 определяются функции φ_q и φ_E .

Как известно, под z_0 понимают уровень, на котором средняя скорость ветра равна нулю. Для пустынной станции было отобрано 90 логарифмических профилей ветра и по ним рассчитывалось значение z_0 . При расчете z_0 для хлопкового поля было отобрано

60 профилей ветра для условий стратификации, близких к равновесной. Анализ этих профилей показал, что слой вытеснения для хлопка составлял 70 см (при высоте растительности $h_p=90$ см). Величина этого слоя определялась из условия подчинения ветра логарифмическому закону. Все профили были разбиты по града-

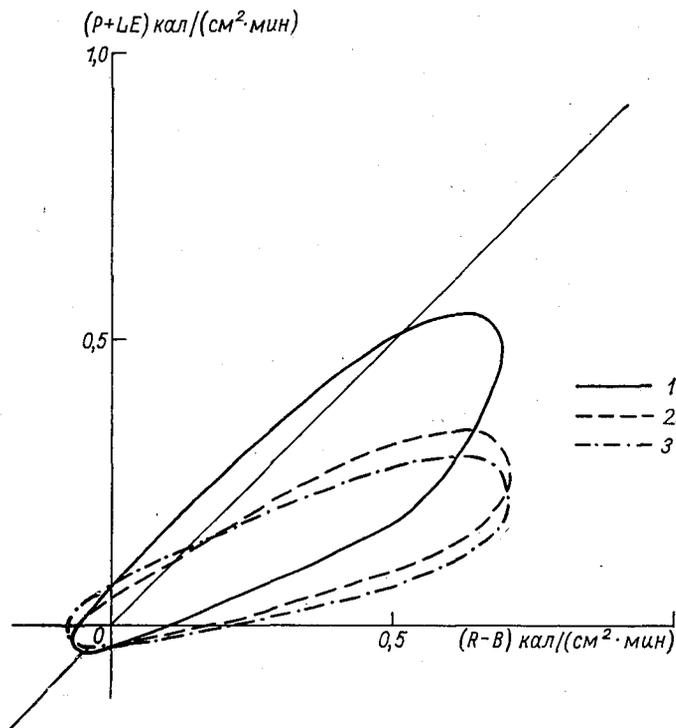


Рис. 1. Точность расчетов турбулентных потоков тепла и влаги.
1 — по методике Леготиной—Орленко, 2 — Казанского—Монина, 3 — Ча-
ликова—Зилитинкевича.

циям скорости ветра и для каждой градации были рассчитаны значения z_0 с учетом слоя вытеснения:

- 1) $u_{0,5} \geq 1,0$ м/с, $z_0 = 6,60$ см;
- 2) $u_{0,5} \geq 1,5$ м/с, $z_0 = 6,45$ см;
- 3) $u_{0,5} \geq 2,0$ м/с, $z_0 = 5,75$ см.

Средняя высота слоя шероховатости для хлопкового поля составляет 6,5 см. Из приведенных данных видно, что величина шероховатости убывает с ростом скорости ветра, что является характерным для мягкой травянистой растительности [7]. На рис. 1 приводится график связи турбулентных потоков тепла и влаги ($q+LE$), рассчитанных по методике Казанского—Монина по фор-

муле (1) и величине $(R - B)$ для пустыни. Здесь R — радиационный баланс, B — поток тепла в почву. Для хлопкового поля турбулентные потоки получаются очень заниженными. Как видно из рисунка, замыкания баланса не происходит. Турбулентные потоки тепла и влаги, рассчитанные по методике Казанского—Монина для условий пустыни, также систематически занижены по сравнению с разностью радиационного баланса и потоком тепла в почву.

Другой метод, применяемый для расчетов турбулентных потоков тепла и влаги, — метод Чаликова—Зилитинкевича [3]. По этому методу q и LE получаются с помощью номограммы по данным о перепадах скорости ветра, температуры и влажности. Потоки тепла q и LE , рассчитанные по этой методике, оказались сильно заниженными по сравнению с $(R - B)$. Результаты расчета для пустынной площадки, представленные на рис. 1, показывают, что турбулентные потоки тепла и влаги по величине еще меньше, чем потоки, рассчитанные по методике Казанского—Монина, и значительно меньше, чем разность радиационного баланса и потока тепла в почву.

На рис. 1 представлен график связи $(R - B)$ с потоками $(P + LE)$, рассчитанными по уточненной методике Леготиной—Орленко [4]. Поток тепла P для неустойчивого состояния рассчитывался по номограмме, для инверсионных условий — по формуле (2), а поток влаги LE — по формуле (3):

$$P = -\alpha_T \rho c_p \frac{\alpha_T}{\Phi_u^2} \frac{(T_2 - T_1)(u_2 - u_1)}{(\ln z_2/z_1)^2}, \quad (2)$$

$$LE = L \rho K_u \frac{q_1 - q_2}{\ln z_2/z_1}. \quad (3)$$

Здесь $\frac{\alpha_T}{\Phi_u^2} = \psi(Ri)$, где Ri взято в качестве критерия устойчивости:

$$Ri|_{z=1 \text{ м}} = \frac{g}{T} \ln \frac{z_2}{z_1} \frac{T_2 - T_1}{(u_2 - u_1)^2}. \quad (4)$$

Коэффициент турбулентности для влаги принимается равным коэффициенту турбулентности импульса:

$$K_u \Phi_u^2 = \alpha^2 z \frac{u_1}{\ln z_1/z_0} = \alpha^2 z \frac{u_2 - u_1}{\ln z_2/z_1}, \quad (5)$$

откуда

$$K_u = \frac{\alpha^2 z (u_2 - u_1)}{\ln z_2/z_1 \Phi_u^2}. \quad (6)$$

Величина Φ_u определяется стратификацией воздуха в приземном слое и может быть представлена в виде $\Phi_u = (1 - \sigma Ri)^{-1/4}$. Значение σ определялось различными авторами по экспериментальным данным [3, 5, 6]. При неустойчивой стратификации атмосферы можно положить $\sigma = 18$ [5]. Для инверсионных условий величина σ

определялась по Бушу [6]:

$$\begin{aligned} (1 - 3Ri)^{-1}, & -0,1 \leq Ri \leq 0,036, \\ 0,88(1 - 6Ri)^{-1}, & 0,036 \leq Ri \leq 0,1, \\ 1,75(1 - 4Ri)^{-1}, & Ri > 0,1. \end{aligned} \quad (7)$$

При этих значениях параметра σ потоки получились несколько большими, чем по предыдущим методикам. Но и в этом случае сумма потоков тепла и влаги меньше разности $(R - B)$. Вопрос о выборе σ в условиях неустойчивой стратификации при оперативных расчетах в настоящее время еще не доработан.

На основании уравнения теплового баланса были получены величины турбулентного потока тепла и влаги методом теплового баланса. Для этого были использованы результаты измерений радиационного баланса, величины потоков тепла в почву и разности температур и влажности воздуха. На рис. 2 и 3 представлен усредненный по восьми сериям суточный ход величин R кал/(см² × мин), B кал/(см² · мин), P кал/(см² · мин), LE кал/(см² · мин). На этих же рисунках даны P и LE , определенные из уравнения теплового баланса по следующим формулам:

$$\begin{aligned} P &= \frac{(R - B) \Delta t}{\Delta t + 1,56 \Delta e}, \\ LE &= \frac{(R - B) \Delta e}{\Delta e + 0,64 \Delta t}. \end{aligned} \quad (8)$$

Для сухой площадки величина турбулентного потока влаги LE очень мала. Время смены знака R для пустыни и оазиса различно. Различия в R наблюдаются в дневные околополуденные часы и составляют 0,35 кал/(см² · мин). В ночное время величины R для пустыни и хлопкового поля близки между собой. Различия обусловлены свойствами подстилающей поверхности: во-первых, меньшими значениями альбедо на хлопковом поле по сравнению с пустыней и, во-вторых, уменьшением эффективного излучения за счет низкой температуры подстилающей поверхности в оазисе. Поток тепла в почву B для пустыни и оазиса имеет выраженный суточный ход с максимумом в околополуденные часы. Смена знака потока наблюдается в 7 и 17 ч (для пустыни), в 8 и 17 ч (для оазиса). Период прогрева почвы составляет для обоих пунктов примерно 10 ч. Для ночных сроков значения этих величин малы из-за малости разности $(R - B)$, и поэтому точность расчетов по формулам (8) снижается.

Расчет же турбулентного потока тепла методом турбулентной диффузии положительного результата не дал, так как разности скорости ветра Δu малы и точность их определения оказывается недостаточной для надежного расчета K_1 по формуле:

$$K_1 = 0,104 \Delta u \left(1 + 1,38 \frac{\Delta t}{\Delta u^2} \right), \quad (9)$$

где K_1 м²/с, Δu м/с, Δt °С.

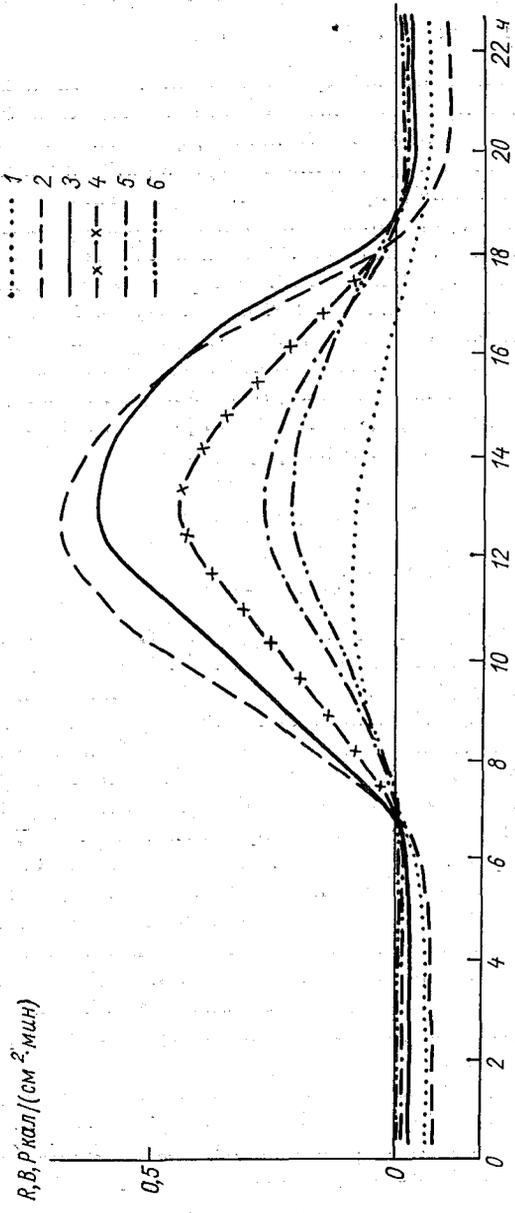


Рис. 2. Суточный ход величин R , V и P на ст. Чашкент. Пустыня, 1972 г.

1) V ; 2) R ; 3) P , рассчитанное по уравнению теплового баланса; 4) P , рассчитанное по методике Легоиной—Орленко; 5) P — по методике Казанского—Монина; 6) P — по методике Чаликова—Зылитинкина.

Разности температур и влажности воздуха для хлопкового поля определялись в слое 1,15—2,15 м, что соответствует 0,5—1,5 м от слоя вытеснения над основной деятельной поверхностью, определяющей распределение температуры и влажности в нижнем слое воздуха над орошаемым полем. Турбулентный поток тепла на орошаемом поле очень мал и имеет отрицательный знак (направление потока к деятельной поверхности). Затрата тепла на испарение

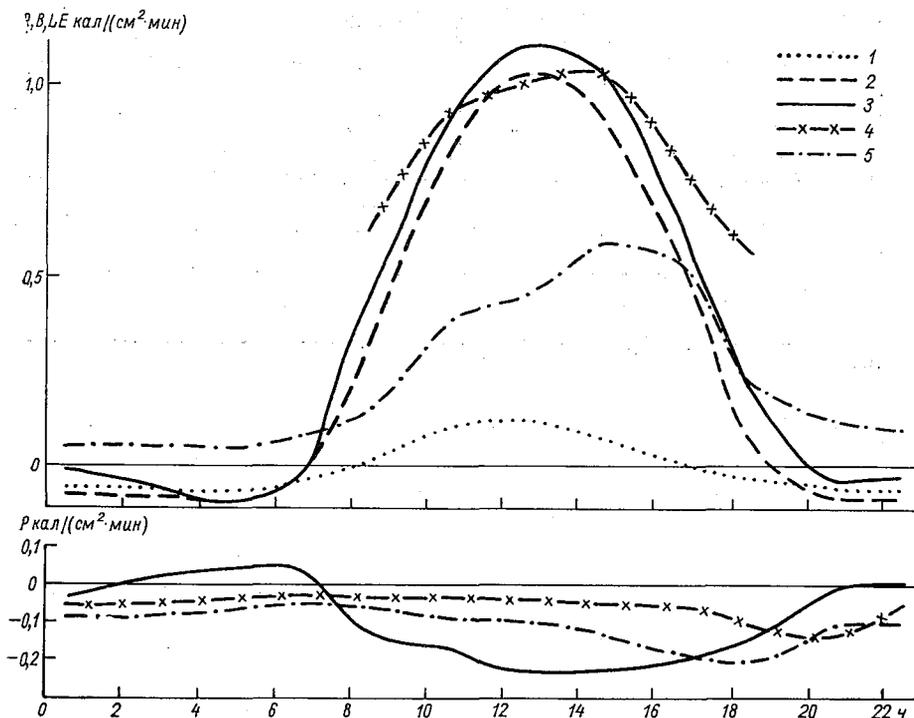


Рис. 3. Суточный ход величин R , B , LE и P на ст. Чашкент. Хлопковое поле. 1972 г.

1) B ; 2) R ; 3) P и LE , рассчитанные по уравнению теплового баланса; 4) P и LE , рассчитанные по методике Леготиной—Орленко, 5) P и LE — по методике Казанского—Монина.

па орошаемом поле велика и максимальная ее величина достигает $1,1 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{мин})$. В пустыне затраты тепла на испарение очень малы, поэтому основное количество приходящего к поверхности тепла затрачивается на теплообмен с атмосферой. Если учесть, что в среднем за сутки теплообмен с почвой очень невелик, то все полученное тепло идет на нагревание воздуха.

На основании выполненных расчетов можно сделать заключение, что все методы, по которым велись расчеты турбулентных потоков тепла и влаги, занижают значения этих потоков для района пустыни. Для расчетов в условиях оазиса большинство из рассмот-

ренных методов неприменимо. Метод теплового баланса можно рекомендовать для расчета летом для пустынных условий. Уточненная методика Орленко также дает удовлетворительные результаты в этих условиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Руководство по градиентным наблюдениям и определению составляющих теплового баланса. Л., Гидрометеиздат, 1964. 130 с., 5 отд. л. прилож.
2. Казанский А. Б., Монин А. С. Определение турбулентных потоков количества движения тепла и влаги по данным градиентных измерений.— «Метеорология и гидрология», 1962, № 12, с. 3—8.
3. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1970. 291 с.
4. Леготина С. И., Орленко Л. Р. Тепловой баланс подстилающей поверхности в период экспедиции КЭНЭКС-71.— «Тр. ГГО», 1973, вып. 296, с. 46—56.
5. Ламли Д. Ж., Пановский Г. А. Структура атмосферной турбулентности. М., «Мир», 1966. 264 с.
6. Busch N. E. The surface boundary layer.— „Boundary Layer Met.“, 1973, vol. 4, N 1—4, p. 213—240.
7. Маруннич С. В. Характеристики турбулентности в условиях леса по градиентным и структурным наблюдениям.— «Тр. ГГИ», 1971, вып. 198, с. 154—164.

стратосфера
10-12 тропосфера
1-2 мезосфера

50-55
24 → 7

РЕЖИМ ВЛАЖНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Изучение поля влажности атмосферы необходимо как при решении теоретических вопросов, связанных с учетом распределения влажности по вертикали, так и при прогнозировании образования и эволюции облачности и туманов. В реальных условиях влажность воздуха изменяется в широких пределах; так как на ее вертикальный профиль, помимо высоты рассматриваемого уровня атмосферы, широты места, сезона, существенное влияние оказывают особенности циркуляции атмосферы, которые вносят элемент случайности в распределение влажности. Все это позволяет считать, что вариации вертикальных профилей влажности имеют случайный характер и для исследования вертикальной структуры этого элемента можно использовать такие статистические характеристики, как среднее значение влажности и среднее квадратическое отклонение или «стандарт σ ».

За последние 15 лет появился ряд работ, в которых приводятся вертикальные профили влажности и температуры, а также статистическая структура этих элементов в свободной атмосфере [1, 5, 6, 10, 13 и др.]. Однако режим влажности в пограничном слое в этих работах не рассматривается. Имеется небольшое число работ, в которых рассматривается вертикальное распределение влажности в самом нижнем слое атмосферы [2, 3, 4]. Отсутствие данных по изучению пограничного слоя отчасти связано и с тем, что данные радиозондирования примерно до 1963 г. обладали большими погрешностями. Лишь с помощью внедренных на сети станций радиозондов типа А-22, РКЗ-1А удалось получить материалы наблюдений удовлетворительной точности.

Настоящая работа посвящена изучению режима влажности в пограничном слое атмосферы. Представляется целесообразным рассматривать комплекс характеристик влажности, так как количество потребителей сведений о влажности воздуха существенно увеличилось во всех сферах трудовой деятельности. Причем разных потребителей часто интересуют различные режимные характеристики влажности. Так, для оценки грузоподъемности летательных

аппаратов, условий распространения радиоволн УКВ, при прогнозировании грозовой деятельности требуются данные об абсолютной влажности воздуха. При оценке условий обледенения самолета, прогноза облако- и осадкообразования необходимы сведения об удельной влажности воздуха. При прогнозировании туманов, а также в случаях обеспечения нужд сельскохозяйственной метеорологии обязателен учет относительной влажности воздуха. В научных разработках, а также при составлении прогноза погоды приходится иметь дело с точкой росы.

В данной работе рассматриваются три характеристики влажности атмосферы — удельная влажность, относительная влажность и точка росы. Поскольку последние характеристики влажности существенно зависят от распределения температуры воздуха, к анализу привлекается также и температура воздуха.

В качестве исходного материала использовались данные радиозондирования п. Воейково Ленинградской области за период 1965—1967 гг. Радиозондирование осуществлялось приборами типа А-22-IV и РКЗ-1а, которые измеряют температуру воздуха с точностью до $0,6^{\circ}\text{C}$, относительную влажность в пределах 10—100% с точностью 4—5% в слое 0—8 км [11].

За счет ошибок в измерении относительной влажности аэроклиматические данные удельной влажности в среднем завышаются на $0,1\text{ г/кг}$ [15]. Расчеты температуры точки росы проводились по данным наблюдений за относительной влажностью и температурой воздуха по эмаграмме. Поэтому погрешности, возникающие при расчете точки росы, определяются в первую очередь погрешностями в измерениях относительной влажности и температуры воздуха. Такие оценки проведены Б. П. Кудрявцевым [8] для района Ленинграда (табл. 1). Как видно из этой таблицы, средние значения погрешности в определении точки росы растут с высотой в пограничном слое от $0,4^{\circ}\text{C}$ у поверхности земли до $1,4^{\circ}\text{C}$ на поверхности 850 мб.

Таблица 1

Средние значения погрешностей δT_d в определении точки росы для района Ленинграда

Уровень, мб	Высота, м	Относительная влажность f %	Точка росы $T_d^{\circ}\text{C}$	δf %	$\delta T^{\circ}\text{C}$	$\delta T_d^{\circ}\text{C}$
Земля	0	81	0,2	2	0,1	0,4
850	1460	75	-7,4	4	0,7	1,4

Расчеты перечисленных выше характеристик влажности производились для четырех сроков радиозондирования (01, 08, 13, 19 ч московского времени); среднее за сутки определялось для высот 70, 200, 370, 500, 1000, 1500, 2000 м над уровнем моря для всех месяцев года за период 1965—1967 гг. В данной работе остановимся на месяцах — представителях сезонов (январь, апрель,

июль, октябрь). Всего было обработано 1476 подъемов, что составило 10 150 случаев. В январе проведены расчеты по 2596 случаям, в апреле — по 2478, в июле — по 2514, в октябре — по 2562 случаям.

На основе обработки данных трех лет были построены и проанализированы вертикальные профили перечисленных выше характеристик воздуха. В результате анализа (рис. 1) установлено, что профили удельной влажности q за январь, апрель и октябрь во все рассматриваемые сроки почти совпадают со среднесуточным профилем q каждого месяца. Исключение составляют значения q

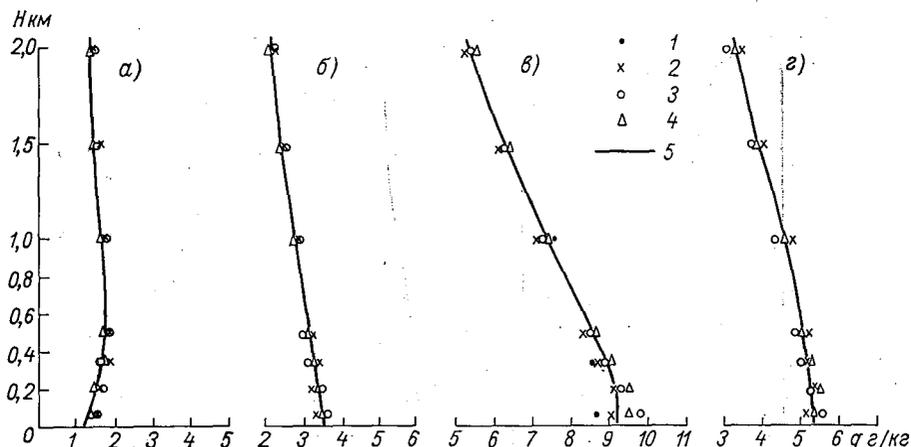


Рис. 1. Вертикальное распределение удельной влажности в атмосфере (ст. Воейково).

а) январь, б) апрель, в) июль, г) октябрь; 1 — 01 ч, 2 — 08 ч, 3 — 13 ч, 4 — 19 ч, 5 — среднее за сутки.

на высоте 70 м, где разброс точек несколько больше и составляет $\pm 0,3$ г/кг. В эти месяцы q мало меняется с высотой в слое Земля — 2000 м. Так, в январе разность между максимальным и минимальным значениями по высоте составляет 0,4 г/кг. В январе, в слое Земля — 500 м, в слое инверсии температуры, наблюдается слабое инверсионное распределение q во все сроки наблюдений. Выше слоя инверсии отмечается постоянство q до высоты 1000 м и слабое убывание в слое 1000—2000 м.

В апреле инверсионное распределение наблюдается только в ночные часы в слое земля — 200 м, выше этого слоя q не меняется с высотой до 500 м, далее следует плавное убывание. Перепад q по высоте в апреле составляет 1,1 г/кг.

Летом в ночные часы наблюдается возрастание q с высотой во всем слое инверсии (≈ 300 м) и убывание выше этого слоя. В сроки 08 и 19 ч в слое Земля — 200 м q почти не меняется. Среднесуточный профиль q в июле имеет изотермическое распределение в слое Земля — 200 м и убывание выше этого слоя. Перепад в слое Земля — 2000 м составляет 4,0 г/кг.

Осенью q мало меняется в самом нижнем слое и плавно убывает от уровня 200 м вверх. Перепад q по высоте составляет 2,0 г/кг.

Таким образом, по материалам радиозондирования, вертикальный профиль удельной влажности во все сроки и сезоны в общем соответствует профилю температуры воздуха с той лишь разницей, что изменение по вертикали происходит более плавно, чем изменение температуры воздуха, особенно в теплый период.

Профили относительной влажности f определяются распределением температуры воздуха и влагосодержанием в атмосфере

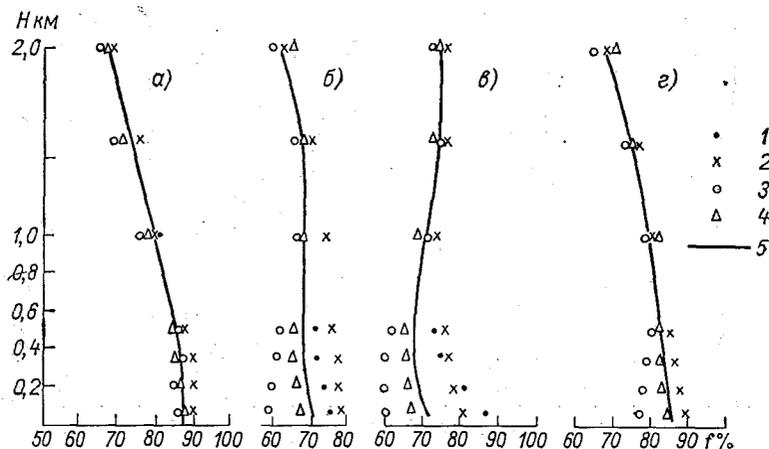


Рис. 2. Вертикальное распределение относительной влажности в атмосфере (ст. Воейково).

Уел. обозначения см. рис. 1.

(рис. 2). В январе наблюдается малая изменчивость f в слое 500 м, выше происходит довольно быстрое убывание ее с высотой. Интересно, что во все месяцы года в слое 70—370 м в сроки 08 и 19 ч относительная влажность почвы не меняется или мало меняется с высотой, несмотря на падение температуры воздуха в этом слое. Последнее объясняется очень быстрым уменьшением абсолютной влажности с высотой, поскольку влага за счет начинающегося испарения сосредоточена у земной поверхности, а перемешивание ослаблено в утренние и вечерние часы. Выше 500 м ход f определяется ходом температуры воздуха. Зимой отмечается наибольшая изменчивость f . В январе разница между максимальным и минимальным значением f по высоте составляет 20 (%). В апреле и октябре f мало меняется в слое 500 м, а выше убывает с высотой. В июле в дневные часы отмечается медленный рост f в слое до 500 м, а выше — более быстрый рост с высотой. Такой ход f летом во многом определяется и суточным ходом нижней облачности [18, 9, 16].

Анализ профилей точки росы (T_d) и температуры воздуха (T) (рис. 3) показывает, что в январе в слое 500 м наблюдается инверсия T_d и T во все сроки. Выше этого слоя и T_d и T убывают, однако убывание T_d происходит несколько быстрее, чем T . В табл. 2 приведены вертикальные градиенты T_d и T . Из анализа этих данных видно, что имеет место некоторое уменьшение вертикального градиента T_d зимой, что связано с влиянием отдельных случаев сильного выхолаживания и высушивания приземного воздуха. В июле в ночные часы до высоты 200 м наблюдается инверсия T_d и T , выше — убывание этих величин с высотой. В апреле профили

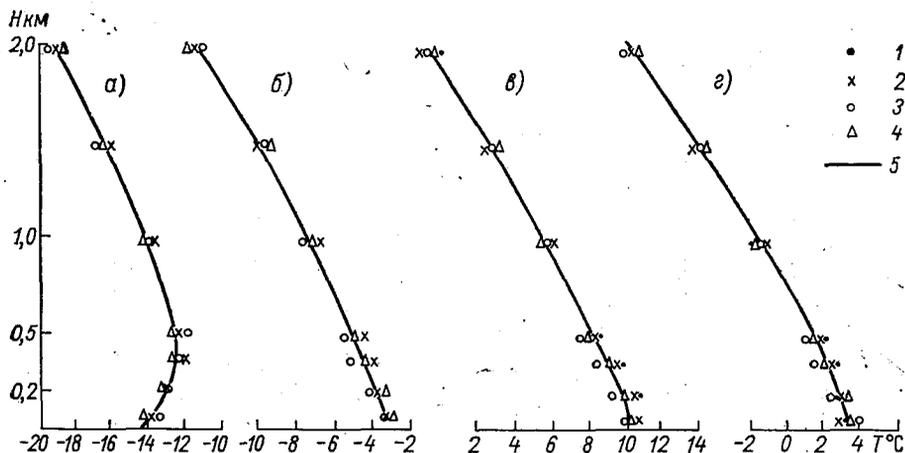


Рис. 3. Вертикальное распределение температуры точки росы в атмосфере (ст. Воейково).

Усл. обозначения см. рис. 1.

T_d и T в общем имеют ход, аналогичный ходу в июле, в октябре в нижнем слое 200 м отмечается изотермия во все сроки, кроме дневного.

Наряду со средним вертикальным распределением температуры и влажности представляет интерес изучение изменчивости этих элементов. Наиболее употребляемым критерием в аэроклиматологии является среднеквадратическое отклонение σ . В табл. 4 представлены среднеквадратические отклонения перечисленных выше элементов для всех сроков и в среднем за месяц по высотам. В течение суток наибольшей изменчивостью температуры воздуха отличаются сроки ночные и утренние в январе и октябре, дневные — в апреле и июле.

В распределении среднеквадратического отклонения температуры воздуха по вертикали отмечается следующая особенность. Максимальная изменчивость температуры воздуха отмечается у поверхности земли, что, по-видимому, объясняется взаимодействием радиационных и циркуляционных факторов. Этот максимум особенно заметен в январе и октябре. Летом максимум σ_T у поверхности

Средние месячные значения вертикальных градиентов температуры воздуха и точки росы ($^{\circ}\text{C}/100\text{ м}$) за сроки 01 и 13 ч по ст. Воейково

Толщина слоя, м	01 ч							
	январь		апрель		июль		октябрь	
	γ_T	γ_{T_d}	γ_T	γ_{T_d}	γ_T	γ_{T_d}	γ_T	γ_{T_d}
Земля 200	0,6	0,9	0,5	0	1,3	0,9	0,6	0,3
200—500	0,5	0,4	-0,2	-0,3	-0,1	-0,8	-0,4	-0,5
500—1000	-0,1	-0,3	-0,5	-0,5	-0,9	-0,6	-0,3	-0,8
1000—1500	-0,3	-0,5	-0,5	-0,6	-0,5	-0,5	-0,5	-0,6
1500—2000	-0,3	-0,5	-0,4	-0,6	-0,5	-0,5	-0,5	-0,7

Толщина слоя, м	13 ч							
	январь		апрель		июль		октябрь	
	γ_T	γ_{T_d}	γ_T	γ_{T_d}	γ_T	γ_{T_d}	γ_T	γ_{T_d}
Земля 200	0,5	0,2	-1,1	-0,8	-1,1	-0,8	-0,8	-0,9
200—500	0,4	0,3	-0,8	-0,4	-0,9	-0,5	-0,7	-0,4
500—1000	0,0	-0,3	-0,6	-0,5	-0,9	-0,4	-0,5	-0,5
1000—1500	-0,4	-0,6	-0,5	-0,5	-0,7	-0,5	-0,5	-0,7
1500—2000	-0,4	-0,5	-0,4	-0,7	-0,6	-0,5	-0,4	-0,7

земли наблюдается только днем, весной он наблюдается не у земли, а на высоте 300—500 м. Второй максимум σ_T отмечается на высотах от 500 м и выше, в зависимости от времени года. В январе рост σ_T наиболее четко проявляется с высоты 1000 м, а апреле — с 500 м, в июле — с 500—1000 м. Такая вариация σ_T по сезонам в значительной мере определяется особенностями суточных ходов нижней облачности в каждом сезоне.

Вертикальный ход σ_q в общем аналогичен ходу σ_T , различия σ_q по высоте небольшие, хотя относительное среднеквадратическое отклонение удельной влажности σ_q/q во всем слое велико. Так, в январе σ_q/q составляет 53% у поверхности земли и 50% на высоте 1500 м. В июле σ_q/q у поверхности земли равно 31 и 28% на высоте 1500 м. В апреле на тех же высотах оно составляет 36 и 59%, в октябре 34 и 47% соответственно. Изменчивость относительной влажности σ_f в пограничном слое растет с высотой, достигая максимума на высоте 2000 м. Особенно резко увеличивается σ_f в январе и октябре. Весной и летом она плавно растет с высотой. Отметим, что в апреле на всех высотах изменчивость относительной влажности наибольшая по сравнению с другими рассматриваемыми месяцами. Большая изменчивость температуры и влажности воздуха зимой и отчасти весной объясняется более развитой

циклонической деятельностью, когда происходит более частая смена воздушных масс.

Среднеквадратические отклонения точки росы σ_{T_d} , так же как и σ_T , наибольшие в январе. Первый максимум σ_{T_d} отмечается у поверхности земли, второй — на высоте 1500 м, т. е. распределение σ_{T_d} по вертикали в общем аналогично распределению σ_T . Диапазон изменений σ_T и σ_{T_d} зимой составляет $4,7 \leq \sigma_T \leq 8,0$ и $5,5 \leq \sigma_{T_d} \leq 8,2$ соответственно.

В апреле и июле вертикальные профили σ_{T_d} и σ_T различаются тем, что σ_{T_d} растет с высотой, однако диапазон изменений σ_{T_d} и σ_T в это время года невелик и лежит в пределах $2,7 \leq \sigma_T \leq 3,1$ и $2,6 \leq \sigma_{T_d} \leq 4,1$. В октябре вертикальный ход σ_{T_d} аналогичен ходу σ_T .

Перейдем теперь к особенностям суточного хода влажности в пограничном слое. На рис. 4 приведен суточный ход q по данным наблюдений за июль на ст. Воейково (1965—1967). Анализ этого графика позволяет отметить максимум q у поверхности земли в дневные часы и небольшое убывание q к вечеру. Уже на высоте 200 м дневной максимум q не прослеживается. На высотах 200 м и выше наибольшее значение q отмечается в вечерний срок (19 ч), причем нарастание удельной влажности происходит очень плавно, а амплитуда суточного хода q на высоте 200 м составляет 0,4 г/кг (у поверхности земли 1,5 г/кг). Таким образом, по данным Воейково не прослеживается суточного хода удельной влажности в виде двойной волны, как это имеет место в районе Москвы [4].

В работе [4] также указывается на сильное различие суточного хода от года к году и отмечается, что удельная влажность в дневные часы на всех высотах выше, чем в утренние, и максимум удельной влажности приходится либо на предполуденные часы (10 ч 30 мин), либо на послеполуденные (16 ч 30 мин) для района Москвы.

Как известно, распределение водяного пара по высоте зависит от целого ряда факторов (распределения температуры, наличия облаков, выпадения осадков, степени развития турбулентности). Все это в сильной степени затрудняет изучение суточного хода удельной влажности.

Важно также для изучения суточного хода влажности иметь данные учащенного зондирования атмосферы, так как по данным четырехразового зондирования проследить детальную картину изменения q от срока к сроку не удастся.

По данным ст. Воейково в зимние месяцы суточный ход удельной влажности выражен очень слабо (рис. 5); весной и осенью суточные изменения q значительно меньше, чем летом, но несколько больше, чем зимой, особенно в нижнем 100-метровом слое.

Суточный ход относительной влажности обратен ходу температуры воздуха и прослеживается во всем пограничном слое с равномерным убыванием амплитуды суточного хода с высотой.

Изменение точки росы в течение суток в январе довольно хорошо согласуется с изменением температуры воздуха (рис. 5). Летом связь между суточным ходом температуры воздуха и точкой росы отсутствует в утренние и дневные часы. Некоторая связь,

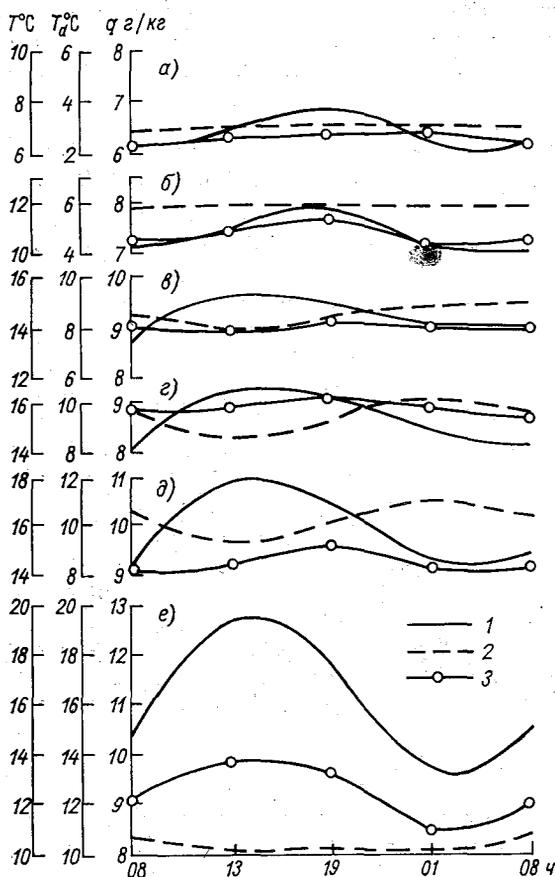


Рис. 4. Суточный ход температуры воздуха T (1), температуры точки росы T_d (2) и удельной влажности q (3) по высотам в июле.

a — 1500 м, b — 1000 м, c — 500 м, d — 200 м, e — 70 м.

к тому же не вполне устойчивая, имеет место в ночное время. Такое различие в особенностях изменения T и T_d ночью и днем в летнее время объясняется, по-видимому, резким усилением турбулентного обмена в дневные часы, что приводит к быстрому переносу испарившейся влаги с земной поверхности в вертикальном направлении, а также недостаточным поступлением влаги к поверхности почвы снизу.

В табл. 3 приведена амплитуда годового хода средних месячных значений температуры воздуха и точки росы за четыре срока. До высоты 1000 м годовые амплитуды точки росы во все сроки меньше, чем амплитуды температуры воздуха. Выше 1000 м различия в амплитудах температуры воздуха и точки росы составляют 1,0—2,0° С.

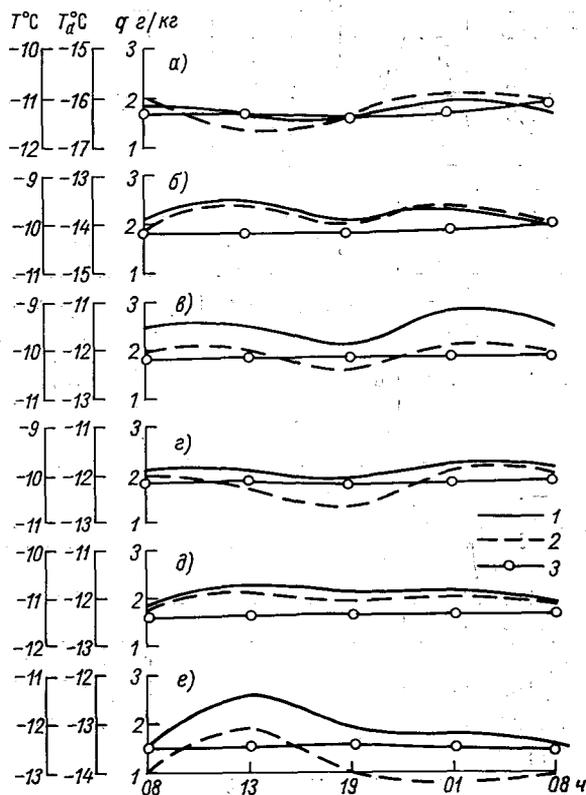


Рис. 5. Суточный ход температуры воздуха T (1), температуры точки росы T_d (2) и удельной влажности q (3) по высотам в январе.

a — 1500 м, *б* — 1000 м, *в* — 500 м, *г* — 370 м, *д* — 200 м, *е* — 70 м.

В табл. 4 представлены среднеквадратические отклонения рассматриваемых метеозлементов по высотам и по срокам за разные сезоны. Анализ этих данных показывает, что в январе изменчивость температуры воздуха имеет максимум ночью и минимум вечером. В слое 370—1000 м суточные колебания изменчивости температуры воздуха небольшие. Наиболее четко и максимум и минимум прослеживаются на высоте 1500—2000 м.

Амплитуда годового хода средних месячных значений температуры воздуха
и точки росы на высотах за разные сроки

Срок	70 м		200 м		370 м	
	A_T	A_{T_d}	A_T	A_{T_d}	A_T	A_{T_d}
01	25,0	24,2	25,3	24,2	24,2	22,1
07	27,5	24,6	25,8	23,7	24,4	21,6
13	30,8	23,3	28,7	22,2	26,3	20,8
21	29,9	24,1	28,1	23,2	26,5	21,8

Срок	500 м		1000 м		1500 м		2000 м	
	A_T	A_{T_d}	A_T	A_{T_d}	A_T	A_{T_d}	A_T	A_{T_d}
01	23,3	20,7	19,3	19,4	18,1	19,0	15,7	19,0
07	22,9	20,7	20,3	19,7	18,1	18,8	16,8	18,1
13	24,8	19,8	20,4	19,3	18,6	18,2	17,2	19,2
21	25,2	20,7	21,6	19,6	18,5	19,7	17,6	18,8

Среднеквадратические отклонения метеорологических

	Срок, ч	Январь						Апрель					
		70	200	370	500	1000	1500	70	200	370	500	1000	1500
σ_T °C	01	7,8	6,8	4,9	4,8	5,3	8,0	4,1	4,5	5,1	5,1	4,8	4,9
	08	7,7	6,1	4,6	4,6	5,3	6,1	4,8	4,7	5,1	5,4	4,8	5,1
	13	6,8	6,1	4,8	4,5	5,5	6,2	5,1	5,1	5,1	5,1	4,8	4,7
	19	7,2	6,2	4,7	4,6	5,2	5,7	4,6	5,0	5,2	5,2	4,7	4,6
	ср.	7,8	6,2	4,8	4,6	4,7	5,3	4,6	4,8	5,2	5,2	4,8	4,8
σ_{T_d} °C	01	8,2	7,0	5,6	5,5	6,5	7,3	4,7	4,9	5,0	5,1	6,1	6,9
	08	8,2	6,6	5,4	5,3	6,6	7,9	4,7	5,3	5,3	5,5	6,2	6,8
	13	6,9	5,8	5,5	5,6	6,1	6,9	4,9	5,0	5,2	5,5	5,9	6,1
	19	7,6	6,2	5,4	5,3	6,5	6,8	4,8	4,9	4,8	5,0	5,1	5,5
	ср.	7,7	6,4	5,5	5,4	6,4	7,2	4,8	5,0	5,1	5,3	6,1	6,3
σ_q г/кг	01	0,9	0,9	0,8	0,8	0,9	0,8	1,0	1,2	1,4	1,4	1,3	1,3
	08	1,0	0,9	0,8	0,8	1,0	0,8	1,0	1,1	1,2	1,3	1,3	1,4
	13	0,9	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	1,5	1,4	1,3	1,4	1,3	1,3
	19	0,9	0,8	0,7	0,7	0,7	0,7	1,2	1,3	1,4	1,3	1,2	1,2
	ср.	0,9	0,8	0,8	0,7	0,8	0,8	1,2	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3
σ_f %	01	5,7	6,5	10,6	12,9	22,2	22,8	15,7	16,8	18,6	19,9	20,4	23,2
	08	5,9	5,9	8,9	11,8	21,6	25,2	15,2	16,2	18,1	19,2	20,0	22,8
	13	5,3	5,7	7,9	11,4	21,2	25,4	21,4	20,9	21,8	21,8	21,3	22,4
	19	5,4	6,7	10,3	13,0	21,6	23,2	20,2	20,0	20,6	21,2	21,8	24,0
	ср.	5,5	6,2	9,5	11,2	21,5	24,2	18,4	18,6	19,8	20,6	21,2	23,2

Изменчивость точки росы в общем имеет тот же характер, что и изменчивость температуры воздуха, с той лишь разницей, что максимум изменчивости наблюдается не ночью, а утром.

Изменчивость относительной влажности увеличивается ото дня к ночи. На высотах 1500—2000 м происходит смена суточного хода изменчивости относительной влажности; наибольшая изменчивость f отмечается днем, наименьшая ночью. Особенностью суточного хода изменчивости f является то, что суточная амплитуда f возрастает с высотой (о причине уже говорилось выше).

Изменчивость удельной влажности в течение суток меняется незначительно.

В июле изменчивость температуры воздуха имеет суточный ход в слое 70—200 м с максимумом днем и минимумом в утренние часы. Выше 200 м амплитуда σ_T затухает.

Суточное распределение изменчивости точки росы имеет тот же характер, что и температура воздуха до высоты 370 м, выше этого уровня наибольшие значения σ_{T_d} приходятся в основном на ночной срок.

Изменчивость удельной влажности имеет четкий суточный ход с максимумом днем и минимумом ночью. На высоте 500 м и выше

Таблица 4

элементов по высотам (осреднение за 1965—1967 гг.)

Июль						Октябрь					
70	200	370	500	1000	1500	70	200	370	500	1000	1500
2,7	2,9	3,2	3,3	3,6	3,2	4,7	4,2	4,1	4,5	5,1	5,2
2,4	2,7	3,2	3,3	3,2	3,2	4,5	4,1	4,0	4,2	4,8	5,0
3,6	3,3	3,2	3,3	3,1	3,1	3,9	4,0	4,1	4,1	4,7	5,0
3,2	3,1	3,2	3,3	3,2	3,2	4,2	4,1	4,1	4,1	4,8	5,1
3,0	3,1	3,2	3,3	3,3	3,1	4,3	4,1	4,1	4,2	4,9	5,1
3,8	2,8	2,6	3,4	3,7	3,7	5,1	4,9	5,1	5,3	6,1	6,9
3,3	2,6	2,7	3,0	3,3	3,8	5,3	4,9	5,0	5,1	6,1	6,7
4,1	3,0	2,9	2,9	3,1	3,3	4,7	5,0	5,1	5,2	5,7	6,5
3,8	3,0	2,8	3,0	3,5	3,6	5,1	5,1	5,0	5,1	6,0	7,8
3,0	2,8	2,8	3,1	3,3	3,5	5,1	5,0	5,1	5,2	6,0	7,0
1,9	2,3	2,6	2,4	2,3	1,9	1,8	1,8	1,9	1,9	1,9	1,9
2,1	2,2	2,4	2,4	2,2	2,0	1,8	1,8	1,8	1,8	1,8	1,8
4,0	3,7	3,4	3,1	2,3	1,9	1,8	1,8	1,7	1,8	1,7	1,8
3,4	3,3	3,2	3,2	2,6	1,8	1,8	1,7	1,7	1,7	1,9	1,8
2,9	2,9	2,9	2,8	2,4	1,8	1,8	1,8	1,8	1,8	1,8	1,8
8,6	11,5	14,0	14,2	12,5	11,2	7,8	9,6	11,1	11,6	16,0	22,4
11,6	12,8	14,6	14,8	13,6	13,2	7,1	8,1	10,3	11,2	16,5	20,0
15,5	14,0	14,9	14,6	13,3	12,4	14,6	14,2	14,1	13,9	16,3	20,7
15,4	15,4	14,3	14,2	15,0	14,3	11,1	11,5	12,0	12,4	16,4	23,6
13,2	13,7	14,4	14,4	13,6	12,8	10,6	11,1	11,9	12,3	16,2	21,7

максимум изменчивости удельной влажности отмечается уже в вечерние часы. На высоте 1000—2000 м суточные амплитуды σ_q незначительны.

Относительная влажность, как правило, отличается наибольшей изменчивостью в вечерние часы, минимальные значения наблюдаются ночью. В слое 200—500 м суточные амплитуды изменчивости относительной влажности минимальны, выше 500 м они снова увеличиваются.

В апреле суточный ход σ_T , σ_{T_d} , σ_q , σ_f в общем сходен с суточным ходом этих величин в июле. Суточные амплитуды σ_{T_d} наименьшие в слое 500 м и увеличиваются почти в 2 раза в слое 1000—2000 м.

В октябре суточные амплитуды σ_{T_d} незначительны во всем пограничном слое, за исключением высоты 1500 м, где амплитуда составляет 1,3° С. Суточная амплитуда температуры воздуха быстро убывает с высотой и уже на 200 м она равна 0,2° С. Небольшое увеличение ее наблюдается на высоте 2000 м, что, очевидно, связано с вариациями нижней границы облачности на этих высотах.

Помимо изучения вертикального распределения характеристик влажности и их суточного хода, представляется важным рассмотреть изменчивость характеристик влажности во времени и пространстве. В настоящей работе рассматриваются особенности изменчивости во времени температуры воздуха и точки росы — характеристики, наиболее удобной для учета изменения влажности в прогнозе образования и эволюции облачности. Для этой цели использовались данные радиозондирования за 1966 г. по четырем срокам для высот 70, 200, 370, 500, 1000, 1500 и 2000 м за летний и зимний периоды. По выбранным данным были определены разности значений температуры воздуха и разности значений точки росы за интервалы времени 6, 12, 18 и 24 ч. По полученным разностям рассчитывались значения $\sigma_{\Delta T}$ и $\sigma_{\Delta T_d}$. Здесь $\sigma_{\Delta T}$ и $\sigma_{\Delta T_d}$ представляют средние квадратические изменения температуры воздуха и точки росы во времени, которые равны корню квадратному из структурных функций $D_{\Delta T}$, $D_{\Delta T_d}$:

$$\sigma_{\Delta T}(t', t'', \Delta t) = \sqrt{D_{\Delta T}(t', t'', \Delta t)};$$

$$\sigma_{\Delta T_d}(t', t'', \Delta t) = \sqrt{D_{\Delta T_d}(t', t'', \Delta t)},$$

где t' и t'' — различные моменты времени, Δt — интервал между сроками, взятыми для расчета.

Полученные значения среднеквадратических изменений температуры воздуха и точки росы, а также коэффициенты корреляции между ними для интервалов времени 6 и 12 ч представлены в табл. 5. Из таблицы видно, что в январе значения $\sigma_{\Delta T_d}$ на всех высотах пограничного слоя превосходят значения $\sigma_{\Delta T}$, причем эти различия увеличиваются с высотой. В июле до высоты 500 м $\sigma_{\Delta T}$

Средние квадратические изменения ($^{\circ}\text{C}$) температуры воздуха и точки росы во времени ($\sigma_{\Delta T}$ и $\sigma_{\Delta T_d}$) и коэффициенты корреляции ($r_{\Delta T, \Delta T_d}$) между синхронными изменениями точки росы и температуры воздуха во времени на ст. Воейково, 1966 г. ($\Delta t = 6$ ч; $\Delta t = 12$ ч)

	Январь						Июль					
	70	200	370	500	1000	1500	70	200	370	500	1000	1500
$\Delta t = 6$ ч												
$\sigma_{\Delta T}$	3,06	2,52	2,60	2,49	1,94	1,86	3,49	2,52	1,84	1,81	1,47	1,53
$\sigma_{\Delta T_d}$	3,23	2,67	3,17	3,22	4,55	4,74	1,55	1,86	1,58	1,86	1,98	2,48
$r_{\Delta T, \Delta T_d}$	0,99	0,86	0,67	0,69	0,38	0,37	0,09	-0,18	-0,26	-0,09	0,13	0,36
$\Delta t = 12$ ч												
$\sigma_{\Delta T}$	4,51	3,31	3,17	3,20	2,78	2,88	5,25	3,73	2,72	2,33	2,05	1,63
$\sigma_{\Delta T_d}$	4,90	3,54	3,56	4,28	5,78	5,89	1,88	2,39	2,39	2,39	2,51	2,86
$r_{\Delta T, \Delta T_d}$	0,94	0,94	0,68	0,61	0,46	0,54	0,16	-0,28	-0,23	-0,08	0,15	0,45

превышают $\sigma_{\Delta T_d}$, на высоте 500 м $\sigma_{\Delta T} \approx \sigma_{\Delta T_d}$, а выше $\sigma_{\Delta T_d}$ превосходят $\sigma_{\Delta T}$. Отметим также, что $\sigma_{\Delta T}$ и $\sigma_{\Delta T_d}$ уменьшаются от зимы к лету на всех высотах.

Коэффициенты корреляции между температурой воздуха и точкой росы высоки в холодную половину года (в январе $r_{\Delta T, \Delta T_d} = 0,99 \div 0,86$ для $\Delta t = 6$; $r_{\Delta T, \Delta T_d} = 0,94$ для $\Delta t = 12$) у поверхности земли и на высоте 200 м. Выше значения $r_{\Delta T, \Delta T_d}$ уменьшаются. В теплую половину года связь между T и T_d мала, в отдельных случаях она отрицательная.

В работе [8] также исследовался характер связи между синхронными изменениями температуры и точки росы во времени для уровней: Земля, 850, 700, 500 мб и т. д. по материалам радиозондирования на станциях СССР.

Сопоставление наших данных ($r_{\Delta T, \Delta T_d}$; $\sigma_{\Delta T}$; $\sigma_{\Delta T_d}$) для поверхности земли с данными Б. П. Кудрявцева дало удовлетворительные результаты, небольшие расхождения в значениях указанных величин, очевидно, объясняются разными периодами наблюдений, выбранными для расчета. Так, для интервала времени 6 ч значения $\sigma_{\Delta T}$, $\sigma_{\Delta T_d}$ и $r_{\Delta T, \Delta T_d}$, по Кудрявцеву, составляют 3,8, 4,6 и $0,96^\circ \text{C}$ в январе и 3,8, 2,4 и $-0,09^\circ \text{C}$ в июле соответственно. Наши данные приведены в табл. 5.

Таким образом, из анализа данных табл. 5 можно сделать следующие выводы.

1. В январе значения $\sigma_{\Delta T_d}$ на всех высотах превосходят значения $\sigma_{\Delta T}$; в июле до высоты 500 м $\sigma_{\Delta T}$ превышают значения $\sigma_{\Delta T_d}$, а выше $\sigma_{\Delta T_d}$ превосходят значения $\sigma_{\Delta T}$.

2. Наибольшая изменчивость точки росы во времени в пограничном слое происходит на высоте 1500—2000 м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болдырев В. Г., Олешев В. М. О статистической структуре вертикальных профилей температуры и влажности.— «Тр. ММЦ», 1966, вып. 11, с. 105—114.
2. Воронцов И. А. Аэрологические исследования пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1960, с. 72—80.
3. Глакзон Э. М. О возможном распределении влажности в нижнем 300-метровом слое атмосферы.— «Тр. ЦВГМО», 1971, вып. 1, с. 125—130.
4. Девятова В. А. Макроаэрологические исследования нижнего километрового слоя атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1957. 134 с.
5. Комаров В. С. Статистическая структура вертикальных профилей влажности.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1968, № 11, с. 1160—1168.
6. Комаров В. С. Некоторые статистические характеристики вертикальных профилей температуры и влажности.— «Тр. НИИАК», 1969, вып. 58, с. 16—54.
7. Кравцова Л. М. Температурный режим свободной атмосферы на УССР.— «Тр. НИИАК», 1957, вып. 3, с. 3—56.

8. Кудрявцев Б. П. О связи между изменениями температуры точки росы во времени.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1967, т. 3, № 4, с. 409—418.

9. Лобанова В. Я., Сычева Е. Ф. Основные особенности географического распределения повторяемости безоблачного неба над некоторыми районами северного полушария в период МГГ.— «Тр. НИИАК», 1964, вып. 28, с. 123—128.

10. Малкевич М. С., Половина И. И. О статистических характеристиках вертикальной структуры слоистой облачности и метеорологических элементов.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1967, т. 3, № 4, с. 375—382.

11. Марфенко О. В. Точность температурно-ветрового зондирования атмосферы.— «Тр. ВМС», 1963, т. 9, с. 118—124.

12. Петрова Л. И. Метеорологические условия в пограничном слое при конвекции.— «Тр. ИЭМ», 1972, вып. 26, с. 35—50.

13. Попов С. М. Некоторые статистические характеристики вертикальной структуры полей температуры и влажности.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1965, № 1, с. 319—326.

14. Половина И. П. К вопросу о суточном ходе удельной влажности в свободной атмосфере.— «Тр. УкрНИГМИ», 1959, вып. 18, с. 70—76.

15. Половина И. П. Точность аэроклиматических характеристик удельной влажности.— «Тр. НИИАК», 1957, вып. 3, с. 74—81.

16. Физика облаков. Под ред. А. Х. Хргиана. Л., Гидрометеиздат, 1961. 459 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Е. Д. Надежина. Об использовании дифференциальных уравнений для вторых моментов в моделях пограничного слоя атмосферы	3
Л. П. Быкова. Характер воздействия лесных полос на структуру турбулентного потока	15
Б. Г. Вагер, Е. Д. Надежина. Приближенные оценки влияния суточного хода радиационного баланса на распределение метеорологических характеристик над орошенным участком	25
Ф. Н. Шехтер, Б. Г. Вагер. Исследование влияния различных факторов на суточный ход температуры в тепловом пограничном слое атмосферы	31
А. С. Дубов. О параметризации процессов в планетарном пограничном слое при численном прогнозе погоды	41
О. К. Захарова. Динамика обтекания морской поверхности при развitem волнении	50
Э. К. Бютнер. Горизонтальный перенос тяжелых частиц воздушным потоком	59
Р. С. Бортковский. О нестационарности термической структуры верхнего слоя океана при шторме	72
Н. З. Ариель. Профили скорости ветра и температуры в стратифицированном приводном слое	79
Т. В. Кириллова, Л. В. Несина. Оценка возможных изменений температуры и влажности воздуха в связи с преобразованием речных систем	86
Л. Р. Орленко, О. Б. Шкляревич. Особенности строения нестационарного горизонтально однородного пограничного слоя атмосферы	96
А. С. Дубов, Н. Д. Азимова, Н. З. Ариель. Некоторые характеристики турбулентности над лесным массивом	107
Т. А. Курпакова. Расчет турбулентных потоков тепла и влаги в условиях Средней Азии	112
Н. А. Лазарева. Режим влажности в пограничном слое атмосферы по экспериментальным данным	119

наше-то дело эта
1. град. А.

ТРУДЫ ГГО, ВЫП. 362

ФИЗИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Редактор Г. И. Слабкович
Техн. редактор Л. М. Шншкова
Корректор Е. П. Баскакова

Сдано в набор 2/IV 1975 г. Подписано к печати 19/VIП 1975 г. М-17280. Формат 60×90¹/₁₆.
бумага тип. № 1. Печ. л. 9,0. Уч.-изд. л. 9,41. Тираж 600 экз. Индекс МЛ-251. Заказ № 207.

Цена 66 коп.

Гидрометеондат. 199053. Ленинград, 2-я линия, д. 23.

Ленинградская типография № 8 Союзполиграфпрома при Государственном комитете
Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
190000, Ленинград, Прачечный пер., 6.

