

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ГЛАВНАЯ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ и.м. А. И. ВОЕЙКОВА

06
Т 78

ТРУДЫ

ВЫПУСК 205

ФИЗИКА
ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ
АТМОСФЕРЫ

Под редакцией
П. А. ВОРОНЦОВА, Н. В. КУЧЕРОВА

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1967

ОН 7 С 12

В сборнике приведены результаты разработки теории пограничного слоя атмосферы при учете лучистого притока тепла и баланса энергии турбулентности в изучаемом слое.

Дается интерпретация результатов измерения характеристик турбулентности, полученных различными методами и приборами как в нижних слоях атмосферы, так и в слое 10—1500 м.

Приводятся некоторые результаты по изучению придонного слоя атмосферы над поверхностью моря и сведения об исследовании конвективных потоков с помощью планеров, самолетов и вертолетов.

Рассчитан на научных сотрудников, работающих в области физики атмосферы, динамической и инструментальной метеорологии, а также представляет интерес для океанографов.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТОКОВ НА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Предлагается метод расчета вертикальных токов по данным приземной синоптической карты и карты AT_{850} . Метод основан на использовании расчетной схемы строения пограничного слоя для постоянного по высоте коэффициента турбулентности.

До последнего времени при изучении закономерностей распределения метеозлементов в пограничном слое большее внимание уделялось горизонтальным составляющим вектора скорости. Однако для решения ряда метеорологических задач, таких, например, как трансформация воздушных масс, прогноз осадков и облачности, прогноз эволюции циклонов и антициклонов и др. необходимо знание вертикальной составляющей скорости ветра. Особое значение имеет определение вертикальных токов в задаче численного прогноза.

Для определения вертикальных токов обычно используется уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0.$$

Отсюда при условии $\rho w|_{z=0}$ следует

$$\rho w = - \int_0^z \frac{\partial \rho u}{\partial x} dz - \int_0^z \frac{\partial \rho v}{\partial y} dz.$$

Таким образом, для определения w на верхней границе пограничного слоя ($z=H$) необходимо знать распределение ее горизонтальных составляющих во всем пограничном слое. Существующие методы определения вертикальных скоростей основаны на использовании тех или иных формул для распределения скорости и направления ветра в пограничном слое при заданном коэффициенте турбулентности. При этом существенным является не только правильное определение k в данной точке, но и его изменчивость по горизонтали [2]. Однако учет этих факторов был затруднен отсутствием методики определения k в зависимости от метеорологических условий.

На основе уравнений движения вертикальную скорость можно выразить через касательное напряжение [3]

$$\rho_H \omega_H = -\frac{1}{l} \left[\frac{\partial}{\partial x} (\tau_{Hy} - \tau_{0y}) - \frac{\partial}{\partial y} (\tau_{Hx} - \tau_{0x}) \right] + \\ + \frac{\operatorname{ctg} \varphi}{lR} \left[\tau_{Hx} - \tau_{0x} - \int_0^H \frac{\partial p}{\partial x} dz \right],$$

где τ_x, τ_y — составляющие касательного напряжения, φ — широта места, R — радиус Земли. $l = 2\omega \sin \varphi$.

Поскольку второе слагаемое этого уравнения значительно меньше первого, расчет вертикальной скорости сводится к расчету поля касательного напряжения. Для его определения могут быть использованы результаты исследований по строению пограничного слоя при заданных внешних условиях [5, 6]. В таком случае задача определения вертикальных токов сводится к решению следующей системы уравнений:

$$\rho_H \omega_H = -\frac{1}{l} \left[\frac{\partial}{\partial x} (\tau_{Hy} - \tau_{0y}) - \frac{\partial}{\partial y} (\tau_{Hx} - \tau_{0x}) \right]; \quad (1)$$

$$\frac{d}{dz} k \frac{du}{dz} + l(v - v_g) = 0; \quad (2)$$

$$\frac{d}{dz} k \frac{dv}{dz} - l(u - u_g) = 0; \quad (3)$$

$$(1-\delta) \int_0^H k \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz - \int_0^H \frac{g}{T} k \left(\frac{dT}{dz} + \gamma_p \right) dz = 0; \quad (4)$$

$$\frac{d}{dz} k \left(\frac{dT}{dz} + \gamma_p \right) - \frac{1}{\rho c_p} \cdot \frac{dF}{dz} = 0; \quad (5)$$

$$\frac{d}{dz} \sqrt{u^2 + v^2} \Big|_{z=H} = \text{const}. \quad (6)$$

Здесь u_g и v_g — составляющие скорости геострофического ветра на уровне z ,

$$u_g = -\frac{1}{\rho l} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}, \quad v_g = \frac{1}{\rho l} \cdot \frac{\partial p}{\partial x};$$

H — высота пограничного слоя, определяемая как уровень, выше которого изменение ветра обусловлено только горизонтальным температурным градиентом; при отсутствии термического ветра

$$\frac{d}{dz} \sqrt{u^2 + v^2} \Big|_{z=H} = 0;$$

δ — параметр диссипации, характеризующий отношение количества энергии турбулентности, расходуемой на диссипацию и диффузию во всем пограничном слое, к количеству энергии, поступающей за счет кинетической энергии среднего движения в том же слое; F — лучистый поток тепла.

В такой постановке для случая концентрических изобар и для постоянных по высоте коэффициента турбулентности и геострофического ветра задача рассматривалась в работе [4]. В данной работе ставилась задача расчета ω по данным синоптических карт (наземной и AT_{850}), и, таким образом, температура у земли и на высоте поверхности 850 мб считалась заданной. Коэффициент турбулентности при этом принимался постоян-

ным по высоте, а геострофический ветер — линейно меняющимся [7].
В таком случае решение имеет вид:

$$\frac{du}{dz} = \frac{gT}{l} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{T} \right) + \sqrt{\frac{\omega_z}{k}} e^{-\sqrt{\frac{\omega_z}{k}} z} \left\{ (u_0 - v_{g0}) \cos \sqrt{\frac{\omega_z}{k}} z + \right. \\ \left. + (u_{g0} + v_{g0}) \sin \sqrt{\frac{\omega_z}{k}} z \right\},$$

$$\frac{dv}{dz} = -\frac{gT}{l} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{T} \right) + \sqrt{\frac{\omega_z}{k}} e^{-\sqrt{\frac{\omega_z}{k}} z} \left\{ (u_{g0} + v_{g0}) \cos \sqrt{\frac{\omega_z}{k}} z + \right. \\ \left. + (v_{g0} - u_{g0}) \sin \sqrt{\frac{\omega_z}{k}} z \right\};$$

для $\rho = \text{const}$, и $\frac{\partial T_0}{\partial n} = \frac{\partial T_H}{\partial n}$

$$\tau_{Hx} - \tau_{0x} \approx -\sqrt{\omega_z k} \rho (u_{g0} - v_{g0}), \quad (7)$$

$$\tau_{Hy} - \tau_{0y} \approx -\sqrt{\omega_z k} \rho (u_{g0} + v_{g0}), \quad (8)$$

$$\left(\sqrt{\frac{k}{\omega_z}} \right)^2 - \frac{g(T_0 - T_H)}{T(1 - \delta)} + 2(\alpha_x u_{g0} + \alpha_y v_{g0}) \sqrt{\frac{k}{\omega_z}} - \\ - \frac{u_{g0}^2 + v_{g0}^2}{X \left[\frac{g \gamma_p}{T(1 - \delta)} - (\alpha_x^2 + \alpha_y^2) \right]} = 0, \quad (9)$$

$$\sqrt{\frac{k}{\omega_z}} = \frac{H}{\sqrt{X}}, \quad (10)$$

$$\text{ctg } X = \frac{(u_{g0} + v_{g0}) + \frac{v_{g0} + \alpha_y H}{u_{g0} + \alpha_x H} (v_{g0} - u_{g0})}{(v_{g0} - u_{g0}) + \frac{v_{g0} + \alpha_y H}{u_{g0} + \alpha_x H} (u_{g0} + v_{g0})}, \quad (11)$$

$$\alpha_x = \frac{gT}{l} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{T} \right) \approx \frac{u_g \tilde{H} - u_{g0}}{\tilde{H}},$$

$$\alpha_y = -\frac{gT}{l} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{T} \right) \approx \frac{v_g \tilde{H} - v_{g0}}{\tilde{H}}.$$

Здесь \tilde{H} — высота изобарической поверхности, T_H — температура на верхней границе пограничного слоя, которая может быть определена из соотношения

$$T_H = T_{\tilde{H}} - \gamma(H - \tilde{H}),$$

где γ — градиент температуры в свободной атмосфере, принимаемый равным $0,6^\circ/100$ м или определяемый по температуре воздуха на изобарических поверхностях AT_{550} и AT_{700} .

Параметр диссипации δ может быть определен по данным о геострофическом ветре и температуре на основании работы [9], а вместо решения уравнения (11) можно принять постоянное значение для $X=5,2$.

Результаты расчетов вертикальных токов по приведенным формулам приводятся в работе [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Дюбюк А. Ф. К вычислению вертикальных скоростей по полю давления. Тр. НИУ сер. II, вып. 24, 1947.
2. Лайхтман Д. Л. К вопросу об оценке вертикальной составляющей скорости ветра в приземном слое. Сб. трудов ЛГМИ, № 3, 1954.
3. Матвеев Л. Т. Вертикальные токи в пограничном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1955.
4. Орленко Л. Р. Определение вертикальных токов в пограничном слое по внешним параметрам. Тр. ВНМС, т. VII, Гидрометеиздат, Л., 1963.
5. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
6. Бортковский Р. С., Орленко Л. Р., Цейтин Г. Х. К расчету ветра и касательного напряжения над водной поверхностью. Тр. ГГО, вып. 187, 1966.
7. Утина З. М. О влиянии горизонтальной неоднородности температуры на строение пограничного слоя атмосферы. Тр. ГГО, вып. 126, 1962.
8. Лазарева Н. А., Орленко Л. Р. Анализ некоторых характеристик пограничного слоя по экспериментальным данным. См. наст. сборник.
9. Ковалева Е. Д., Орленко Л. Р., Честная И. И. К расчету фрикционных вертикальных токов на верхней границе пограничного слоя. См. наст. сборник.

К РАСЧЕТУ ФРИКЦИОННЫХ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТОКОВ НА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Приводятся результаты расчетов вертикальных токов по методике, изложенной в работе [1]. Проводится анализ результатов и сопоставление с данными ЦИПа.

В работе [1] приведены формулы для вертикальных токов, полученные из совместного решения уравнений гидро- и термодинамики для пограничного слоя при постоянном по высоте коэффициенте турбулентности, позволяющие определять обусловленные трением о подстилающую поверхность вертикальные скорости по геострофическому ветру и известной температурной стратификации в пограничном слое. Полученные формулы позволяют при расчетах вертикальных токов более надежно, чем это делалось до сих пор, определять коэффициент турбулентности, а также учесть его изменчивость по горизонтали.

Исходными данными для расчета вертикальных скоростей могут служить приземная синоптическая карта и карта ΔT_{850} (поле давления и поле температуры на нижней и верхней границах пограничного слоя). Формулы предусматривают расчет ω на верхней границе пограничного слоя. Практически их можно отнести к поверхности 850 мб.

Для расчетов вертикальных токов составлена программа для машины Урал-4. Программа составлена для поля 16×14 точек, используется градусная сетка с расстояниями между узлами по $2,5^\circ$ по широте и меридиану.

Программа предусматривает расчет касательного напряжения в узлах сетки, поскольку с достаточной точностью можно записать

$$\rho \omega \Big|_{z=H} \cong \frac{1}{l} \left[\frac{\partial \tau_{0y}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{0x}}{\partial y} \right], \quad (1)$$

Здесь ω — вертикальная скорость, l — параметр Кориолиса ($l = 2\omega \sin \varphi$), τ_{0x} и τ_{0y} — составляющие касательного напряжения по осям x и y соответственно.

Градиент давления и касательное напряжение определялись как конечные разности по четырем точкам.

При составлении программы использовался график зависимости параметра диссипации δ от стратификации [2], характерный для средних условий шероховатости. Градиент γ_p принимался равным γ_H (γ_H — градиент температуры в свободной атмосфере). При расчетах γ_H определялось по температуре воздуха на поверхностях 850 и 700 мб. Однако

с достаточной точностью можно для γ_H использовать некоторое среднее значение. В частности, по ЕТС для летних месяцев γ_H равно $0,6^\circ/100$ м, для зимних $0,4^\circ/100$ м.

Подготовка исходных данных для расчета вертикальных токов ведется, таким образом, к снятию в узлах сетки давления и температуры по приземной синоптической карте, высоты изобарической поверхности и температуры по карте АТ₈₅₀.

По указанной программе были рассчитаны вертикальные токи для нескольких полей, а для Ленинграда для дневных и ночных сроков в течение июля 1963 г.

Расчеты проводились с целью выявления влияния различных факторов на вертикальные токи и сопоставления результатов расчета с данными ЦИПа.

Для того, чтобы проанализировать влияние на вертикальные токи неоднородности турбулентности по горизонтали, программа предусматривает выделение вертикальных токов, обусловленных трением при однородной по горизонтали турбулентности ($w_H^{(1)}$) и вертикальных токов, обусловленных изменчивостью турбулентности по горизонтали ($w_H^{(2)}$).

При использовании для определения τ_{ox} и τ_{oy} решения уравнений движения при постоянном по высоте коэффициенте турбулентности Л. С. Гандиным для $w_H^{(1)}$ и $w_H^{(2)}$ получены соотношения:

$$w_H^{(1)} = \frac{C_g}{2a}, \quad (2)$$

$$w_H^{(2)} = \frac{1}{4ak} \left[\frac{\partial k}{\partial x} (u_g + v_g) + \frac{\partial k}{\partial y} (v_g - u_g) \right], \quad (3)$$

где k — средний в слое коэффициент турбулентности,

$C_g = \frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y}$ — завихренность геострофического ветра, $a = \sqrt{\frac{\omega_z}{k}}$, $\omega_z = \omega \sin \varphi$, u_g и v_g — составляющие геострофического ветра.

Как следует из приведенных формул, вертикальная скорость зависит от многих факторов: завихренности геострофического ветра, скорости геострофического ветра, стратификации атмосферы, изменчивости по горизонтали указанных величин, а также от шероховатости подстилающей поверхности. Поэтому практически невозможно проследить влияние каждого из них по результатам расчетов.

Сделаем это на основе полученного решения. Рассмотрим прежде всего влияние геострофического ветра и стратификации на $w_H^{(1)}$. Согласно уравнению (2),

$$w_H^{(1)} = \frac{C_g \sqrt{k}}{2\sqrt{\omega_z}}$$

Из анализа размерностей имеем

$$\frac{kl}{V_g^2} = \varphi(\mu, Ro),$$

где

$$\mu = \frac{g}{T} \cdot \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g l} \approx \frac{g}{T} \cdot \frac{T_0 - T_H - \gamma_H \tilde{H}}{V_g l}$$

$$Ro = \frac{V_g}{l z_0}$$

V_g — скорость геострофического ветра, \tilde{H} — высота изобарической поверхности.

Вид функции $\varphi(\mu, R_0)$ определен в работе [2]. С учетом последнего соотношения можно записать

$$\frac{\omega_H^{(1)}}{C_g} = \frac{V_g}{l} \sqrt{\frac{\varphi(\mu, R_0)}{2}} \quad (4)$$

Из последнего соотношения следует, что при одной и той же завихренности геострофического ветра вертикальные токи увеличиваются (при прочих равных условиях) с ростом скорости геострофического ветра, уменьшением широты места, увеличением неустойчивости [функция $\varphi(\mu, R_0)$ увеличивается с ростом μ], а также зависит от шероховатости подстилающей поверхности.

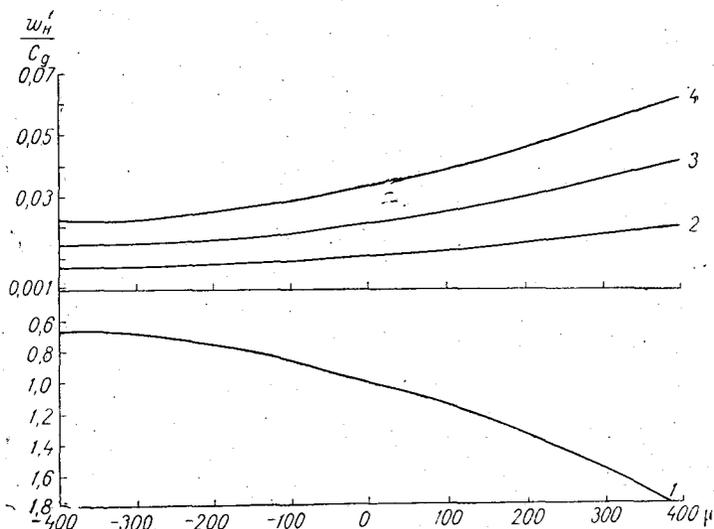


Рис. 1. Зависимость $\omega_H^{(1)}$ от стратификации и скорости геострофического ветра.

1) $\frac{\omega_H^{(1)}(\mu)}{\omega_H^{(1)}|_{\mu=0}}$, 2) $V_g=5$ м/сек., 3) $V_g=10$ м/сек., 4) $V_g=15$ м/сек.

В качестве иллюстрации приводим рис. 1, на котором дана зависимость $\frac{\omega_H^{(1)}}{C_x}$ от μ и V_g , полученная для условий Ленинградской области.

На рисунке видно насколько существенна эта зависимость.

Приняв для коэффициента c в соотношении $k=cV_g^2$ некоторое постоянное значение, можно получить уменьшенное или увеличенное $\omega_H^{(1)}$ в 1,5—2 раза. И совершенно недопустимо задавать для k некоторое постоянное значение для всех условий.

Величина $\omega_H^{(2)}$ также зависит от V_g , μ , R_0 , но вклад этого слагаемого в значительной мере определяется горизонтальными градиентом коэффициента турбулентности и углом между направлением геострофического ветра и градиента k .

Анализ выполненных расчетов показал, что $\omega_H^{(1)}$ и $\omega_H^{(2)}$ одного порядка, а в ряде случаев $\omega_H^{(2)}$ является определяющим.

Результаты расчетов сопоставлялись с вертикальными токами, рассчитанными в ЦИПа по схеме Белоусова.

Следует отметить, хотя области больших по абсолютной величине вертикальных токов в целом можно считать совпадающими, имеются существенные расхождения в вертикальных токах. В среднем вертикальные токи, по данным ЦИПа, несколько выше, чем по предлагаемой схеме. Однако расхождения не являются систематическими, а в отдельных случаях вертикальные токи даже не совпадают по знаку.

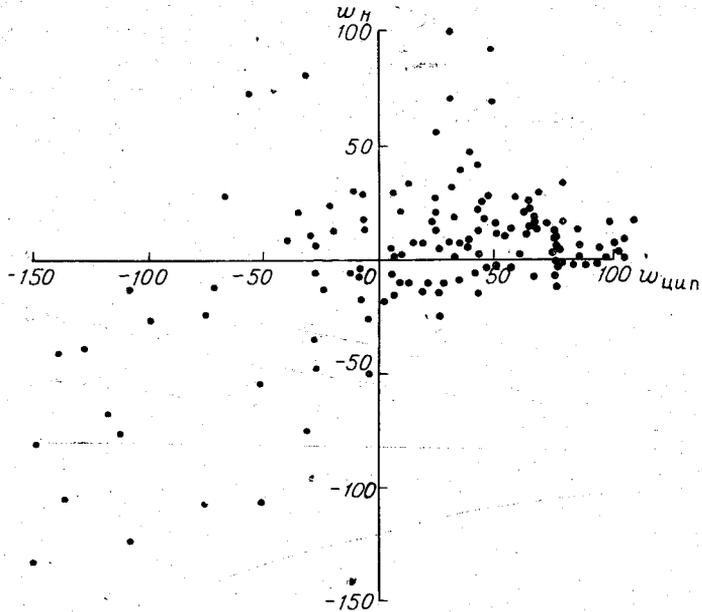


Рис. 2. Сопоставление рассчитанных значений вертикальных токов с данными ЦИПа.

На завышение вертикальных токов по схеме Белоусова (в среднем) указывает также А. Н. Багров [3], который рассчитывал вертикальные токи из уравнения вихря с учетом влияния трения по Булееву и Марчуку.

Сопоставление результатов расчета с данными ЦИПа приводится на рис. 2, из которого следует, что наибольшие расхождения имеют место при положительных w , т. е. при циклонических условиях.

Одновременно с вертикальными токами рассчитывались потоки тепла и водяного пара на поверхности 850 мб на основе соотношений для тепла

$$F_T = \rho c_p w T \quad (5)$$

и для водяного пара

$$F_q = \rho w q, \quad (6)$$

где F_T и F_q — потоки тепла и влаги соответственно, T и q — температура и удельная влажность воздуха на соответствующем уровне.

Знак потоков определяется знаком вертикальных скоростей, т. е. при восходящих вертикальных токах тепло и влага выносятся в вышележащие слои и пограничный слой охлаждается, при нисходящих токах пограничный слой нагревается, а влагосодержание его увеличивается.

По абсолютной величине эти потоки велики и в каждый конкретный срок могут существенно превосходить турбулентный поток тепла и влаги

от подстилающей поверхности в атмосфере. При осреднении за месяц турбулентные потоки и конвективные потоки на поверхности 850 мб становятся сравнимыми.

Осредненные за месяц и по C_g величины конвективных потоков тепла и влаги на верхней границе пограничного слоя приводятся в табл. 1. Там же приводятся значения турбулентных потоков тепла и влаги от подстилающей поверхности по данным Т. А. Огневой [4] в среднем за четыре года. Согласно выполненным расчетам для Ленинграда в июле 1963 г., пограничный слой нагревался не только за счет турбулентного теплообмена, но также и за счет конвективных потоков тепла из свободной атмосферы.

Таблица 1

Средние значения вертикальных токов и потоков тепла и влаги на верхней границе пограничного слоя и у земной поверхности, июль, 1963 г.

Величина	Средние значения	$C_g > 0$	$C_g < 0$
w см/сек.	0,0 (59)	0,5 (103)	-0,4 (210)
F_T кал/см ² мин.	-0,07 (59)	2,2 (103)	-1,8 (210)
P_0 кал/см ² мин.	0,06	—	—
LF_g кал/см ² мин.	-0,03 (58)	5,1 (30)	-5,5 (28)
LE_0 кал/см ² мин.	0,22	—	—

Примечание. В скобках указано число случаев, взятых для осреднения.

Как уже указывалось выше, изложенная методика расчета вертикальных токов основана на использовании решения системы уравнений для пограничного слоя при постоянном по высоте коэффициенте турбулентности. Возникает вопрос, насколько более правильный учет профиля коэффициента турбулентности изменит результаты. Такие оценки были сделаны Гандиным при горизонтально однородной турбулентности.

Для расчета $w_H^{(1)}$ им было использовано решение уравнений движения при задании коэффициента турбулентности моделью с изломом (линейное изменение коэффициента турбулентности в нижних слоях и его постоянство выше некоторого уровня h) и постоянстве касательного напряжения в слое $0-h$. При таком задании профиля коэффициента турбулентности вертикальные токи, обусловленные завихренностью геострофического ветра, получаются несколько ниже, чем при $k = \text{const}$. Поправочный коэффициент зависит от свойств пограничного слоя и в среднем он составляет 0,7.

Однако вопрос о том, как изменится член, учитывающий изменчивость турбулентности по горизонтали, остается невыясненным.

Для более полной оценки возможных расхождений в вертикальных токах при различном задании коэффициента турбулентности мы воспользовались решением и схемой расчета τ_0 , предложенной в [5], полученной при задании профиля коэффициента турбулентности моделью с изломом ($k = k_1 z^n$ для $z \leq h$, $k = k_1 h^n$ для $z \geq h$, n — параметр, зависящий от стратификации, для равновесных условий $n \approx 0,8 \div 0,9$).

Оценки проводились при разных значениях параметра шероховатости. Результаты расчетов подтвердили некоторое завышение вертикальных токов при использовании схемы с постоянным коэффициентом турбулентности. Однако ошибка за счет этого значительно меньше ошибки из-за неправильного задания коэффициента турбулентности.

Использование же для расчета ω_H схемы с переменным коэффициентом затруднено отсутствием карты шероховатости подстилающей поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Орленко Л. Р., Утина З. М. Об определении вертикальных токов на верхней границе пограничного слоя. См. наст. сборник.
2. Лазарева Н. А., Орленко Л. Р. Анализ некоторых характеристик пограничного слоя по экспериментальным данным. См. наст. сборник.
3. Багров А. Н. Расчет вертикальных движений воздуха с использованием уравнения вихря скорости. Тр. ЦИП, вып. 144, 1965.
4. Огнева Т. А. Некоторые особенности теплового баланса деятельной поверхности. Гидрометеоздат, Л., 1955.
5. Бортковский Р. С., Орленко Л. Р., Цейтин Г. Х. К расчету ветра и касательного напряжения над водной поверхностью. Тр. ГГО, вып. 187, 1966.

Т. А. КУРПАКОВА, Л. Р. ОРЛЕНКО

О ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЕТРА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Рассматриваются закономерности распределения температуры и ветра в пограничном слое. На основе анализа размерностей определяющих параметров получены функциональные соотношения для ветра и температуры и определен вид функций по экспериментальным данным. Полученные результаты используются для проверки некоторых теоретических соотношений. Рассматриваются некоторые приложения полученных данных.

Закономерности в распределении метеорологических элементов в пограничном слое представляют интерес при решении ряда задач теоретического и прикладного характера.

В последние годы выполнен ряд теоретических работ по строению пограничного слоя, позволяющих получить распределение метеоэлементов в пограничном слое, если известны свойства подстилающей поверхности, приток радиации к ней и термодинамические свойства в свободной атмосфере (геострофический ветер, температура, влажность).

Для проверки теоретических формул привлекается экспериментальный материал. Для этого могут использоваться отдельные наблюдения за распределением ветра, температуры и влажности. Однако учитывая значительные ошибки отдельных измерений, а также возможные ошибки при выборе входных параметров, желательно использовать для этой цели осредненные профили метеоэлементов.

Имеется ряд работ, в которых приводятся средние профили метеоэлементов для различных условий [4, 5] и др.

Однако проведенный в этих работах анализ результатов не является полным. Он недостаточно отражает влияние всех основных факторов, так как рассматривается влияние каждого из факторов вне связи с другими.

Для получения средних (типовых) профилей при различных состояниях целесообразно использовать анализ размерностей, позволяющий свести большое число определяющих размерных параметров к меньшему числу, представленных в безразмерной форме.

Применительно к пограничному слою такой подход впервые был предложен А. Б. Казанским и А. С. Мониним [8]. Детальный анализ данных наблюдений в 300-метровом слое по предложенной ими схеме приводится в работах [3, 11].

В последнее время идея использования анализа размерностей при обработке экспериментальных данных развивается в работах С. С. Зилинkevича [6, 7].

В данной работе сделана попытка по данным стандартных метеорологических наблюдений получить количественные связи между внешними факторами и распределением скорости и температуры воздуха в пограничном слое атмосферы и на их основе дать типичное распределение метеоэлементов при различных условиях. В исследованиях используется анализ размерностей.

Выбор определяющих параметров. Функциональные соотношения для скорости ветра и температуры в пограничном слое

При исследовании закономерностей распределения в пограничном слое как скорости ветра, так и температуры могут быть использованы в качестве определяющих параметров либо

а) v_* , z , $\frac{g}{T}$, $\frac{P_0}{\rho c_p}$, l , как это предложено в работе (8), либо

б) V_g , z , $\frac{g}{T}$, ΔT , z_0 , l .

Здесь v_* — динамическая скорость, V_g — скорость геострофического ветра, z — высота над подстилающей поверхностью, g — ускорение силы тяжести, T и ρ — температура и плотность воздуха, P_0 — турбулентный поток тепла от подстилающей поверхности, c_p — удельная теплоемкость, z_0 — параметр шероховатости, $l = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса, ω — угловая скорость вращения Земли, φ — широта места.

Для анализа профиля температуры и ветра во всем пограничном слое целесообразно использовать параметры группы «б», поскольку в первой группе не учитывается влияние лучистого притока тепла. Перепад температур в пограничном слое отражает влияние как турбулентного, так и лучистого теплообмена и к тому же может быть легко определен по материалам зондирования. Кроме того, по отношению к пограничному слою V_g является внешним фактором, v_* определяется как скоростью геострофического ветра, так и свойствами пограничного слоя, т. е. не может считаться внешним фактором.

При непосредственных расчетах возникает вопрос, как задавать перепад температур в пограничном слое. Для этой цели может использоваться как разность потенциальных температур на верхней и нижней границах пограничного слоя $\Delta\Theta$ [7], так и разность абсолютных температур. Гораздо удобнее, однако, представить перепад температур в виде отклонения от перепада температур при равновесном состоянии в пограничном слое.

В таком случае, если обозначить равновесный градиент через γ_p , определяющим параметром будет $T_0 - T_H - \gamma_p H$, где H — высота пограничного слоя, T_0 и T_H — температура подстилающей поверхности и температура на уровне $z = H$ соответственно. Выбранный параметр равен нулю при равновесных условиях, больше нуля при неустойчивой стратификации и отрицателен при устойчивой стратификации. Однако при этом возникает вопрос, что принимать за равновесные условия, т. е. каким задавать γ_p .

По вопросу о численном значении γ_p в настоящее время нет единого мнения, и потому чаще всего за равновесное состояние принимается состояние, когда градиент температуры в пограничном слое близок к адиабатическому ($\Delta T = \gamma_a H$) и, следовательно, $T_0 - T_H - \gamma_p H \cong \Delta\Theta$.

Однако имеются возражения против такого подхода. Кроме работы М. И. Будыко и М. И. Юдина [2], в которой дается обоснование отличия γ_p от γ_a и приводится численное значение $\gamma_p \cong 0,6^\circ/100$ м. Можно указать еще на ряд работ, подтверждающих неравенство $\gamma_p < \gamma_a$. Сводка этих данных дается в работе [12].

В своих расчетах мы положили $\gamma_p = \gamma_H$ (γ_H — градиент температуры в свободной атмосфере), исходя из следующих соображений. Распределение температуры в пограничном слое устанавливается в основном под влиянием лучистого и турбулентного теплообмена. При отсутствии турбулентного теплообмена в пограничном слое будет наблюдаться линейное изменение температуры с высотой с градиентом температуры, определяемым лучистым теплообменом и равным градиенту температуры в свободной атмосфере γ_H .

Наличие турбулентного потока тепла вызывает дополнительный перепад температуры, определяемый выражением $T_0 - T_H - \gamma_H H$. Преимущество параметра $T_0 - T_H - \gamma_H H$ по сравнению с ΔT или $\Delta \Theta$ выявляется при расчетах указанных величин по экспериментальным данным.

Действительно, высота пограничного слоя не остается постоянной и по данным радиозондирования определяется ненадежно. При расчетах ΔT или $\Delta \Theta$ встает вопрос, каким выбрать уровень H . При расчетах $T_0 - T_H - \gamma_H H$ можно брать любой фиксированный уровень за пределами пограничного слоя (z_1), поскольку имеется равенство

$$T_0 - T_H - \gamma_H H = T_0 - T_{z_1} - \gamma_H z_1.$$

С учетом вышеизложенного из анализа размерностей получаем следующие соотношения:

$$\frac{u_z}{V_g} = f_1\left(\frac{z}{L}, \mu, Ro\right); \quad (1)$$

$$\frac{v_z}{V_g} = f_2\left(\frac{z}{L}, \mu, Ro\right); \quad (2)$$

$$\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H} = f_3\left(\frac{z}{L}, \mu, Ro\right), \quad (3)$$

где

$$L = \frac{V_g}{l},$$

$$\mu = \frac{g}{T} \cdot \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g l}$$

параметр стратификации,

$$Ro = \frac{V_g}{lz_0}$$

число Россби, u_z и v_z — горизонтальные составляющие скорости ветра по оси x и y соответственно.

При равновесных условиях ($\mu \cong 0$)

$$\frac{u_z}{V_g} = f_1\left(\frac{z}{L}, Ro\right); \quad (4)$$

$$\frac{v_z}{V_g} = f_2\left(\frac{z}{L}, Ro\right); \quad (5)$$

$$T_0 - T_z = \gamma_H z. \quad (6)$$

Функции f_i ($\frac{z}{L}$, μ , Ro) могут быть определены по экспериментальным данным.

В связи с тем, что отношение $\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}$ вычисляется с большой ошибкой (числитель и знаменатель часто представляют малые разности больших величин), при известном H целесообразно исследовать также соотношение

$$\frac{T_0 - T_z}{T_0 - T_H} = f_4\left(\frac{z}{L}, \mu, Ro\right). \quad (7)$$

Определение универсальных функций для скорости ветра и температуры по экспериментальным данным

Для определения универсальных функций $f_i\left(\frac{z}{L}, \mu, Ro\right)$ необходимо иметь одновременные наблюдения за распределением ветра и температуры от поверхности земли до верхней границы пограничного слоя атмосферы. Нами использовались для этой цели данные радиозондирования и наземные метеорологические наблюдения (наблюдения за скоростью ветра и температурой поверхности почвы и воздуха на уровне $z=2$ м) на ст. Воейково (Колтуши).

Для анализа отбирались безадвективные случаи (по характеру изменения ветра с высотой) и случаи с незначительной адвекцией. Для исключения влияния нестационарности процессов на распределение метеоэлементов использовались наблюдения в дневные (14—16 час.) и ночные (2—4 час.) сроки.

Для каждого случая с графиков зависимости скорости и направления ветра от высоты снимались необходимые для дальнейших расчетов следующие величины: скорость V_g и направление d_g геострофического ветра, представляющие собой скорость и направление действительного ветра в свободной атмосфере (при отсутствии адвекции V_g и d_g выше пограничного слоя не меняются), высота пограничного слоя атмосферы H , определяемая как уровень, на котором производная от модуля вектора скорости обращается в нуль, высота пограничного слоя H_d , определяемая как уровень, на котором по направлению ветер достигает направления геострофического ветра.

Ось x направлялась по геострофическому ветру, составляющие u_z и v_z вычислялись по данным о скорости ветра и углу отклонения ветра от геострофического ($\alpha = d_g - d$) для уровней 2, 10, 50, 100, 200, 500 м. Для тех же высот рассчитывались отношения

$$\frac{T_0 - T_z}{T_0 - T_H} \text{ и } \frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}.$$

При расчетах $T_0 - T_H$ радиозондовые наблюдения приводились к данным наземных наблюдений.

Для каждого из отобранных случаев рассчитывались безразмерные параметры $\frac{z}{L}$ и μ . Надежно определить число Россби в настоящее время не представляется возможным, поскольку свойства пограничного слоя определяются не только шероховатостью площадки наблюдений, но и шероховатостью всей окружающей местности. В соответствии с определением число Россби меняется при изменении V_g и z_0 . Поэтому проследить влияние числа Россби можно анализируя либо данные для различных пунктов с существенно отличной шероховатостью, либо данные одной станции в годовом ходе (при существенном изменении z_0 в течение года), либо данные для одного и того же пункта при разных скоростях геостро-

фического ветра в течение периодов, когда шероховатость меняется незначительно. Анализируемые нами данные относятся к теплому периоду, для которого шероховатость можно принять постоянной, и поэтому проследить влияние числа Россби можно разбивкой всех случаев на группы с разной скоростью геострофического ветра. По скорости геострофического ветра все случаи были разбиты на две группы: первая для $V_g < 12$ м/сек., вторая для $V_g > 12$ м/сек. Учитывая небольшие пределы изменения V_g , можно каждую группу охарактеризовать некоторым средним числом Россби. Таким образом, предстояло по экспериментальным данным исследовать функции двух переменных.

Известно, что такой анализ довольно сложен. Можно, однако, упростить задачу следующим образом. Из указанных безразмерных параметров наибольшее влияние на распределение метеозаписей имеет параметр $\frac{z}{L}$. Поэтому все случаи можно разбить на группы по параметру μ и для каждой группы проанализировать зависимость указанных величин от $\frac{z}{L}$. Нами были выделены три группы по μ :

- Неустойчивое состояние ($\mu > 40$)
- Равновесное » ($-40 < \mu < 40$)
- Устойчивое » ($\mu < -40$)

Средние профили $\frac{u_z}{V_g}$, $\frac{v_z}{V_g}$ и $\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}$ для различных состояний при $V_g < 12$ м/сек. приводятся на рис. 1. Абсциссы и ординаты средних точек приводятся в табл. 1. Там же указано среднее значение параметра μ для каждой группы, значение угла отклонения ветра от геострофического

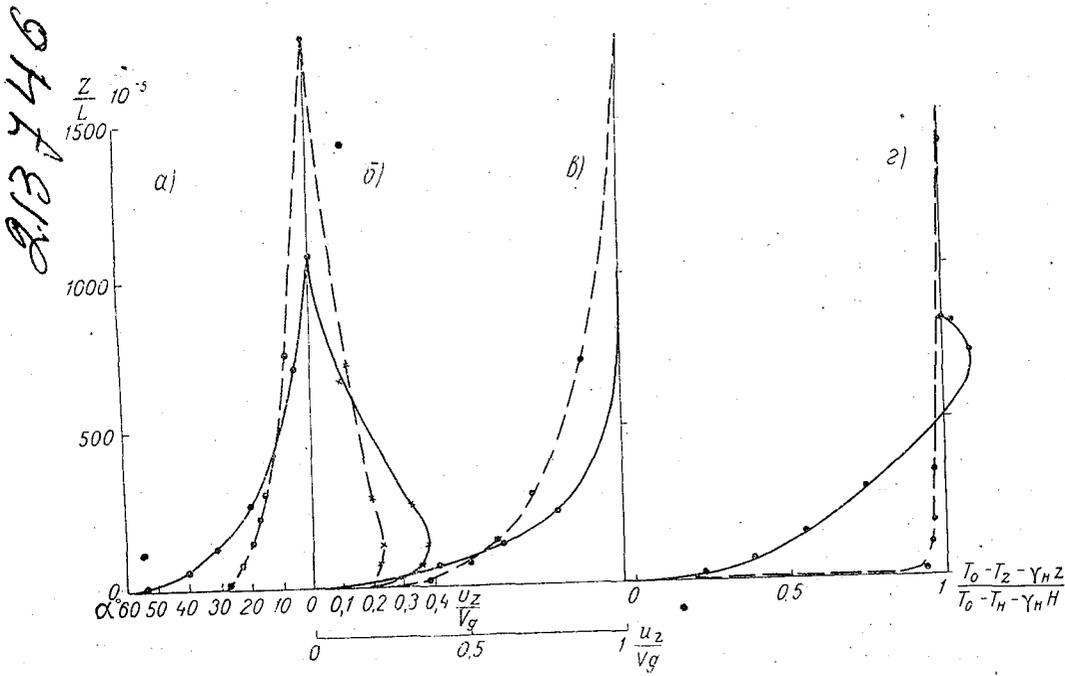
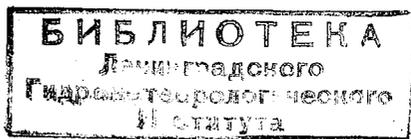


Рис. 1. Профили ветра и температуры в безразмерных координатах при устойчивом (1) и неустойчивом (2) состоянии.

Зависимости: а) α от $\frac{z}{L}$, б) $\frac{v_z}{V_g}$ от $\frac{z}{L}$, в) $\frac{u_z}{V_g}$ от $\frac{z}{L}$, г) $\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}$ от $\frac{z}{L}$.



Осредненные величины и их средние

Be											
$\frac{z}{L} \cdot 10^5$	$\frac{u_z}{V_g}$	$\frac{v_z}{V_g}$	$\frac{cz}{V_g}$	$\alpha(z)$ град.	n	σ_u	σ_v	$\sigma_z \cdot 10^5$	$\mu_{0-H}^{\gamma_H}$	V_g м/сек	$\frac{Hd}{L} \cdot 10^5$
Неустой											
15	0,37	0,20	0,42	28,4	10	0,18	0,13	4,5			
74	0,50	0,22	0,55	23,7	10	0,16	0,11	22			
147	0,59	0,22	0,63	20,5	10	0,15	0,12	45	334	9	1783
294	0,70	0,20	0,73	15,9	10	0,14	0,12	90			
735	0,87	0,12	0,88	7,9	10	0,09	0,09	225			
1783	1,0	0,0	1,0	0,0	10						
Равно											
13	0,38	0,21	0,43	28,9	4	0,06	0,06	3,0			
65	0,53	0,25	0,59	25,2	4	0,09	0,06	15			
131	0,65	0,26	0,70	21,7	4	0,13	0,05	30	18	10	1415
262	0,77	0,23	0,80	16,7	4	0,18	0,05	60			
653	0,91	0,11	0,92	6,9	4	0,10	0,11	151			
1415	1,0	0,0	1,0	0,0	4						
Устой											
13	0,18	0,25	0,34	54,2	10	0,09	0,10	2,2			
67	0,40	0,35	0,53	41,2	10	0,09	0,09	11			
131	0,60	0,38	0,71	32,3	10	0,11	0,13	22	-216	9,6	1037
262	0,79	0,32	0,85	22,0	10	0,13	0,17	44			
670	0,99	0,09	0,99	5,2	10	0,04	0,09	110			
1037	1,0	0,0	1,0	0,0	10						

$\alpha_z \frac{H}{L}, \frac{H_d}{L}$, высота максимальных значений v компоненты $\frac{h_{\max}}{L}$ и ее максимальное значение $\frac{v_{\max}}{V_g}$.

Следует отметить, что существенный разброс точек (средние квадратические отклонения, приведенные в табл. 1) объясняется не только большими ошибками наблюдений, но и довольно широким диапазоном изменения μ для каждой из рассмотренных групп.

Как уже указывалось выше, для расчета μ использовалась температура подстилающей поверхности, температура воздуха на $z=2$ м и радио-

Таблица 2

Параметр стратификации μ в зависимости от способа его определения

$\mu_{0-H}^{\gamma_H}$	-500	-400	-300	-200	-100	0	100	200	300	500	700	900
$\mu_{2-H}^{\gamma_H}$	-450	-350	-250	-160	-25	0	35	60	90	130	170	200
μ_{0-H}	-	-250	-180	-90	0	100	200	350	470	740		

Таблица 1

квадратические отклонения

тер				Температура						
$\frac{H}{L} \cdot 10^5$	$\frac{h_{\max}}{L} \cdot 10^5$	$\frac{v_{\max}}{V_g}$	$\frac{kl}{V_g^2} \cdot 10^5$	$\frac{z}{L} \cdot 10^5$	$\frac{T_0 - T_z}{T_0 - T_H}$	$\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}$	n	$\sigma_{T_0 - T_z}$	$\sigma_{T_0 - T_z}^{\gamma_H}$	$\sigma_z \cdot 10^5$
чивое										
1895	160	0,22	1,9	3	0,56	0,95	11	0,22	0,34	4,8
				82	0,58	0,95	11	0,17	0,33	24
				163	0,59	0,95	11	0,20	0,31	48
				326	0,65	0,97	11	0,20	0,30	96
				815	0,82	1,02	11	0,21	0,29	240
				1395	1,0	1,0	11			
весное										
1012	140	0,27	1,4	4	0,29	—	5	0,22	—	0,5
				94	0,33	—	5	0,21	—	2,5
				187	0,40	—	5	0,21	—	5
				373	0,55	—	5	0,22	—	10
				—	—	—	5	—	—	25
				1012	1,0	—	5			
чивое										
806	130	0,38	0,67	1	0,39	0,23	12	0,28	0,18	4
				70	0,69	0,38	12	0,39	0,20	20
				150	0,97	0,55	12	0,60	0,25	40
				279	1,12	0,74	12	0,57	0,25	80
				697	—	1,09	12	—	0,27	200
				806	1,0	1,0	12			

зондовые наблюдения. Однако очень часто не имеется одновременных наземных и радиозондовых наблюдений. Для определения параметра μ в таких случаях можно использовать только радиозондовые наблюдения. Составленная на основе корреляционных графиков табл. 2 обеспечивает переход от $\mu_{0-H}^{\gamma_H}$ к $\mu_{2-H}^{\gamma_H}$, а также от $\mu_{0-H}^{\gamma_H}$ к μ_{0-H} , где

$$\mu_{0-H}^{\gamma_H} = \frac{g}{T} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g l};$$

$$\mu_{2-H}^{\gamma_H} = \frac{g}{T} \frac{T_2 - T_H - \gamma_H H}{V_g l};$$

$$\mu_{0-H} = \frac{g}{T} \frac{T_0 - T_H}{V_g l};$$

(при дальнейшем изложении под μ следует понимать $\mu_{0-H}^{\gamma_H}$).

Анализ полученных результатов

На рис. 1 б и в представлена зависимость $\frac{u_z}{V_g}$ и $\frac{v_z}{V_g}$ от $\frac{z}{L}$ для различных состояний. Как и следовало ожидать, $\frac{u_z}{V_g}$ монотонно меняется с высотой от нулевых значений у подстилающей поверхности до единицы при $\frac{z}{L} = \frac{H_d}{L}$, причем наибольшие градиенты отмечаются в непосредственной близости от земли и с высотой резко уменьшаются. Отношение $\frac{v_z}{V_g}$ по абсолютной величине меньше $\frac{u_z}{V_g}$ и изменяется от нуля до некоторого максимального значения на высотах примерно 80—100 м. При дальнейшем увеличении высоты отмечается плавное уменьшение $\frac{v_z}{V_g}$ до нулевых значений на $\frac{z}{L} = \frac{H_d}{L}$. Как следует из приведенных рисунков характер изменения указанных величин существенно зависит от стратификации в пограничном слое. В самых нижних слоях, от нескольких десятков до нескольких сотен метров, наибольшие значения $\frac{u_z}{V_g}$ и его градиентов наблюдаются при неустойчивом состоянии, наименьшие — при устойчивом, выше — соотношение обратное. Высота обращения скорости ветра зависит от стратификации, увеличиваясь с ростом неустойчивости. Существенно зависит от стратификации в пограничном слое также и высота, на которой v_z достигает максимальных значений. Зависимость этой высоты от стратификации атмосферы приводится на рис. 2а. Там же приводится зависимость от стратификации и высоты динамического пограничного слоя. Величина $\frac{v_{\max}}{V_g}$ (рис. 2б) имеет наибольшие значения при устойчивом состоянии и уменьшается с ростом неустойчивости.

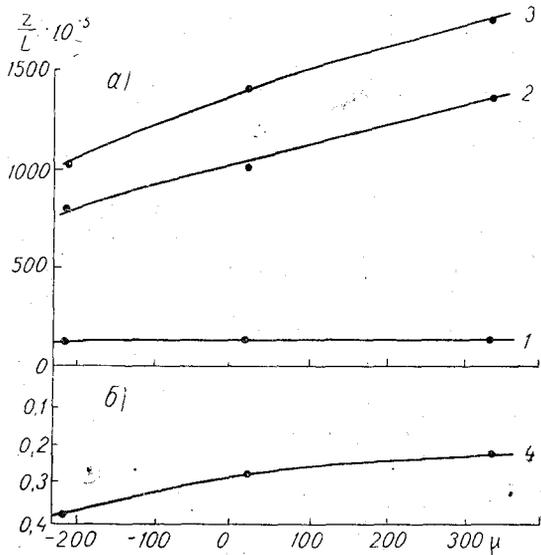


Рис. 2. Зависимость от параметра стратификации величин

$$\frac{h_{\max}}{L} \text{ (1)}, \frac{H}{L} \text{ (2)}, \frac{H_d}{L} \text{ (3)} \text{ и } \frac{v_{\max}}{V_g} \text{ (4)}.$$

Зависимость $\frac{u_z}{V_g}$ и $\frac{v_z}{V_g}$ от стратификации довольно наглядно представлена на рис. 3а, на котором представлены годографы скорости для различных состояний. Рисунок 3б характеризует зависимость указанных величин от числа Россби для равновесных условий по данным ст. Воейково.

Существенные различия в распределении ветра для разных V_g по данным одной станции, по-видимому, объясняются не только различием в V_g , но и возможным уменьшением шероховатости при увеличении скорости геострофического ветра.

Полученные графики для составляющих скорости ветра могут быть использованы

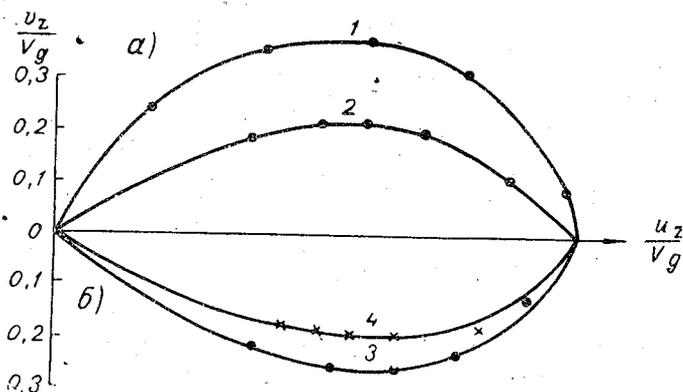


Рис. 3. Годографы скорости ветра в зависимости от влияния стратификации (а) и числа Россби (равновесные условия) (б). 1) устойчивое состояние ($\mu = -216$), 2) неустойчивое состояние ($\mu = 334$), 3) $V_g < 12$ м/сек., 4) $V_g > 12$ м/сек.

для определения модуля скорости ветра $\frac{c_z}{V_g}$ и угла отклонения ветра от геострофического α как функции $\frac{z}{L}$ и μ (см. табл. 1).

Отношение $\frac{c_z}{V_g}$ повторяет ход $\frac{u_z}{V_g}$.

Зависимость α_z от $\frac{z}{L}$ представлена на рис 1а. Для всех трех состояний атмосферы угол α_z уменьшается с высотой, но градиент угла α_z зависит от стратификации. При устойчивом состоянии с ростом высоты он уменьшается быстрее, чем при неустойчивом.

Обращает на себя внимание существенное изменение α_0 (угла отклонения ветра у земли от геострофического) в зависимости от стратификации. Диапазон изменений α_0 в зависимости от стратификации составляет 23—54°.

На рис. 1г приводится зависимость $\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}$ от $\frac{z}{L}$. Характер изменения температуры от $\frac{z}{L}$ также существенно зависит от стратификации и от удаления от подстилающей поверхности. Наибольшая кривизна в профиле $\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}$ у подстилающей поверхности до высоты примерно 100—200 м. Выше имеет место почти линейное изменение температуры с высотой, причем градиент температуры зависит от стратификации.

Аналитическое выражение для градиентов температуры

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{\bar{T}}{g} l^2 \mu \frac{dx}{dy} - \gamma_H \quad (8)$$

наглядно иллюстрирует влияние стратификации на распределение температуры. При равновесных условиях ($\mu \approx 0$) температурный градиент близок к γ_H . Обращает на себя внимание характер распределения температуры при устойчивом состоянии. Если при неустойчивом и равновесном

состояниях $\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}$ меняется от нуля до единицы монотонно (при изменении $\frac{z}{L}$ от $\frac{z_0}{L}$ до $\frac{H}{L}$), то в ходе температуры при устойчивом со-

стоянии отмечается максимум, обусловленный тем, что высота пограничного слоя, как правило, выше, чем высота инверсии. Максимум в ходе характеризует высоту инверсии, а также глубину ее.

Следует отметить, что, по данным СП-4, $\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}$ меняется монотонно. Это объясняется тем, что высота инверсии над снежной поверхностью выше, чем высота динамического пограничного слоя, т. е. во всем пограничном слое имеет место инверсионное распределение температуры.

Указанные особенности в распределении температуры можно также проследить и по графику зависимости $\frac{T_0 - T_z}{T_0 - T_H}$ от $\frac{z}{L}$.

Анализ данных для различных V_g показал малое влияние параметра Россби на профиль $\frac{T_0 - T_z - \gamma_H z}{T_0 - T_H - \gamma_H H}$. Это, однако, справедливо для одной и той же подстилающей поверхности. На существенное влияние свойств подстилающей поверхности на распределение температуры уже указывалось выше.

Некоторые приложения полученных данных

Использование анализа размерностей определяющих параметров при обработке экспериментальных данных позволяет не только проанализировать влияние тех или иных факторов на распределение метеоэлементов, но и получить также количественные характеристики по данным обычных метеорологических наблюдений.

Полученные результаты могут представлять интерес в ряде прикладных задач, и в частности при расчете ветровых нагрузок (для вычисления коэффициентов перехода от наземного ветра к высотному), при оценке сдвигов ветра в нижних слоях и т. п. В качестве примера на рис. 4 приводится отношение $\frac{c_z}{c_{10}}$, а в табл. 3 сдвиг ветра по слоям для различных

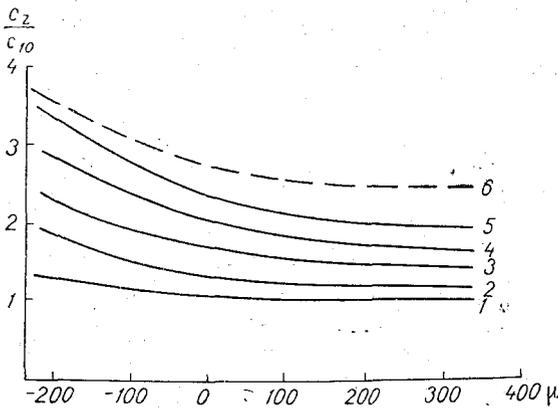


Рис. 4. Зависимость $\frac{c_z}{c_{10}}$ от μ и $\frac{z}{L}$.

- 1) $\frac{z}{L} = 20 \cdot 10^{-5}$, 2) $\frac{z}{L} = 50 \cdot 10^{-5}$; 3) $\frac{z}{L} = 100 \cdot 10^{-5}$,
 4) $\frac{z}{L} = 200 \cdot 10^{-5}$, 5) $\frac{z}{L} = 500 \cdot 10^{-5}$, 6) $\frac{c_z}{c_{10}} \Big|_{\frac{z}{L} = \frac{H}{L}} = \frac{V_g}{c_{10}}$.

ных $\frac{z}{L}$ и μ . Пунктирная кривая на рис. 4 дает максимальные значения $\frac{c_z}{c_{10}}$ в пограничном слое, равные $\frac{V_g}{c_{10}}$.

Для $\frac{z}{L} > \frac{H}{L}$ при отсутствии адвекции отношение $\frac{c_z}{c_{10}}$ остается постоянной величиной и равной своему максимальному значению.

Как следует из приведенных данных, указанные величины существенно зависят не только от высоты, но также от стратификации в пограничном слое и скорости геострофического ветра (табл. 3).

Полученные выше зависимости для ветра и темпе-

Таблица 3

Сдвиг ветра в пограничном слое в зависимости от скорости ветра и стратификации в пограничном слое

Состояние	μ	$V_g=6$ м/сек.				$V_g=9$ м/сек.				$V_g=12$ м/сек.				$V_g=15$ м/сек.			
		c_{10}	$c_{100}-c_{10}$	$c_{200}-c_{10}$	$c_{300}-c_{10}$	c_{10}	$c_{100}-c_{10}$	$c_{200}-c_{10}$	$c_{300}-c_{10}$	c_{10}	$c_{100}-c_{10}$	$c_{200}-c_{10}$	$c_{300}-c_{10}$	c_{10}	$c_{100}-c_{10}$	$c_{200}-c_{10}$	$c_{300}-c_{10}$
		Неустойчивое	334	2,6	1,4	2,2	3,0	3,7	1,9	2,8	4,1	4,8	2,3	3,2	5,2	5,8	2,6
Равновесное	18	2,5	2,0	2,7	3,4	3,4	2,9	3,8	5,0	4,5	3,4	4,6	6,2	5,4	4,0	5,6	7,6
Устойчивое	-219	2,2	2,7	3,5	3,8	2,9	3,5	4,9	6,6	3,2	4,6	6,5	8,4	4,2	5,1	7,2	9,7

ратуры могут быть использованы для проверки теоретических формул, описывающих распределение метеозаэментов в пограничном слое.

В частности, полученные данные позволили рассчитать коэффициент турбулентности в пограничном слое и проверить справедливость соотношения

$$\sqrt{\frac{\omega_z}{k}} H = 2,28, \text{ или } k = 0,19 \omega_z H^2, \quad (9)$$

вытекающего из схемы строения пограничного слоя при $k = \text{const}$ [9]. Соотношение (9) можно представить в безразмерном виде

$$\frac{kl}{V_g^2} = \frac{a}{2} \left(\frac{Hl}{V_g} \right)^2; \quad (10)$$

где

$$a = \frac{k}{\omega_z H^2}.$$

Коэффициент турбулентности в слое $H = 100$ м рассчитывался по формуле Д. Л. Лайхмана [10].

Полученные нами значения $\frac{kl}{V_g^2}$ и $\frac{Hl}{V_g}$ для каждого состояния приводятся в табл. 1.

Найденное значение коэффициента a составило 0,20. Строго говоря, соотношение [9] справедливо для среднего в слое коэффициента турбулентности, значение которого можно определить, используя найденные значения коэффициента турбулентности и полагая коэффициент турбулентности линейно меняющимся в слое 0—100 м. Определенный при таком условии средний коэффициент турбулентности, а следовательно, и коэффициент a оказываются примерно на 10% ниже рассчитанных для слоя $H = 100$ м. Таким образом, полученные данные подтверждают справедливость соотношения между коэффициентом турбулентности и высотой пограничного слоя вытекающего из схемы строения пограничного слоя при постоянном по высоте коэффициенте турбулентности.

Укажем еще на одно из возможных применений полученных данных. Как уже отмечалось выше, распределение ветра в пограничном слое устанавливается под влиянием шероховатости окружающей местности (или мезошероховатости). Можно поэтому поставить обратную задачу — попытаться по известному распределению ветра в пограничном слое определить мезошероховатость. Для оценки мезошероховатости

мы воспользовались теоретическими формулами для распределения ветра в пограничном слое и схемой расчета, приведенной в работе [1], а также полученной на основании экспериментальных данных зависимостью α_0 от R_0 [13]. Найденное по приведенным выше данным значение z_0 составило 15 см. Заметим, что шероховатость площадки наблюдений по данным градиентных наблюдений составляет примерно 2 см.

В заключение отметим, что область применения полученных данных не исчерпывается рассмотренными выше примерами, а полученные таким образом закономерности по данным различных станций позволят судить и о географических закономерностях в распределении метеоэлементов в пограничном слое.

Выполненный анализ показал возможность использования для исследования закономерностей в пограничном слое данных радиозондирования. Учитывая, однако, большие ошибки в наблюдениях, следует для этой цели привлечь большой экспериментальный материал, что возможно при механизированной обработке данных наблюдений.

При механизированной обработке можно будет более детализировать зависимость распределения метеоэлементов от стратификации и шероховатости (параметров μ и R_0), а также учесть дополнительно к выбранным выше параметрам влияние горизонтального температурного градиента.

В основу методики механизированной обработки могут быть положены проведенные исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бортовский Р. С., Орленко Л. Р., Цейтин Г. Х. К расчету ветра и касательного напряжения над водной поверхностью. Тр. ГГО, вып. 187, 1966.
2. Будыко М. И., Юдин М. И. Тепловой обмен поверхности земли с атмосферой и равновесный градиент. Метеорология и Гидрология, № 1, 1948.
3. Волковицкая З. И., Машкова Г. Б. О профилях ветра и характеристиках турбулентного режима в нижнем 300-метровом слое атмосферы. Сб. «Исследование нижнего 300-метрового слоя атмосферы», изд. АН СССР, 1963.
4. Воронцов П. А. Профили основных метеорологических элементов в пограничном слое. Тр. ГГО, вып. 63, 1956.
5. Девятова В. А. Микроаэрологические исследования нижнего километрового слоя атмосферы. Гидрометеиздат, 1957.
6. Зилитинкевич С. С. Об интегральных характеристиках турбулентности пограничного слоя атмосферы. Тр. ГГО, вып. 167, 1965.
7. Зилитинкевич С. С. К методике обработки результатов экспериментальных исследований планетарного пограничного слоя атмосферы. Сб. «Взаимодействие атмосферы и океана». Материалы Севастопольского симпозиума. «Наукова думка», Киев, 1966.
8. Казанский А. Б., Монин А. С. О турбулентном режиме выше приземного слоя воздуха. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1960.
9. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
10. Лайхтман Д. Л. Новый метод определения коэффициента турбулентной вязкости в пограничном слое атмосферы. Тр. ГГО, вып. 37(99), 1952.
11. Машкова Г. Б. О профилях температуры воздуха и ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы. Тр. ИПГ, вып. 2, 1965.
12. Юдин М. И. О равновесном градиенте температуры. Физика атмосферы и океана. № 2, 1966.
13. Vlasckadag A. K. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. J. Geophys. Res., vol. 67, No 8, 1962.

АНАЛИЗ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

На основе экспериментального материала рассматривается высота пограничного слоя (динамического и теплового); определяется так называемый параметр диссипации δ , характеризующий соотношение между составляющими уравнения баланса энергии турбулентности; анализируется зависимость указанных величин от геострофического ветра, шероховатости подстилающей поверхности и стратификации в пограничном слое воздуха; на основе полученных зависимостей дается методика расчета среднего в пограничном слое коэффициента турбулентности.

Определению характеристик пограничного слоя (высоты пограничного слоя, среднего в слое коэффициента турбулентности) по экспериментальным данным посвящено значительное число работ [5, 8, 9, 10, 13, 14]. В большей части из них, наряду с экспериментальными данными, используются те или иные теоретические схемы или формулы.

Полученные при этом результаты являются разрозненными и часто несравнимы между собой и потому не могут быть использованы для широкого обобщения и получения зависимостей указанных характеристик от скорости геострофического ветра, стратификации воздуха и шероховатости подстилающей поверхности.

Такие зависимости необходимы как для проверки теоретических схем строения пограничного слоя, так и для непосредственных расчетов коэффициента турбулентности в пограничном слое (в целом ряде прикладных задач) по данным температурно-ветрового зондирования.

В настоящей работе ставится задача получить по экспериментальным данным функциональные соотношения между высотой пограничного слоя и коэффициентом турбулентности, с одной стороны, скоростью геострофического ветра, стратификацией воздуха в пограничном слое и шероховатостью подстилающей поверхности — с другой.

Большое внимание уделено определению параметра диссипации δ , поскольку отсутствие таких данных препятствует широкому применению теоретических схем для целого ряда прикладных задач.

Для получения указанных зависимостей используется анализ размерностей определяющих величин. Известно, что свойства пограничного слоя зависят от высоты, скорости ветра, стратификации воздуха, широты места, шероховатости подстилающей поверхности.

Выберем в качестве определяющих параметров (обоснование такого выбора дается в работе [6]) z , V_g , l , $z_0 \frac{g}{T}$ и $T_0 - T_H - \gamma_H H$. Здесь z — высота над поверхностью земли, V_g — скорость геострофического ветра,

z_0 — параметра шероховатости, l — параметр Кориолиса, $l = 2 \omega \sin \varphi$, ω — угловая скорость вращения земли, H — высота пограничного слоя, $T_0 - T_H$ — перепад температур в пограничном слое (в слое $0-H$), $T_0 - T_H - \gamma_H H$ — перепад температур в пограничном слое, выраженный отклонением от некоторого равновесного состояния, характеризуемого градиентом температуры в свободной атмосфере γ_H .

Из пяти выбранных параметров можно составить три безразмерных параметра, определяющих свойства пограничного слоя.

$$\frac{z l}{V_g}, \quad \frac{g}{T} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g l} \quad \text{и} \quad \frac{V_g}{l z_0}.$$

Будем называть параметр

$$\mu = \frac{g}{T} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g l}$$

параметром стратификации, параметр $R_0 \frac{V_g}{l z_0}$ известен в литературе как число Россби.

Характеристики пограничного слоя, не зависящие от высоты (высота пограничного слоя, средний в пограничном слое коэффициент турбулентности и т. п.) будут определяться двумя безразмерными параметрами и потому могут быть довольно хорошо исследованы по экспериментальным данным.

В качестве экспериментального материала в работе использовались данные радиозондирования (наблюдения за температурой и ветром) на нескольких станциях, расположенных в различных условиях, чтобы проследить влияние шероховатости на указанные характеристики. Данные радиозондирования дополнялись наблюдениями за температурой поверхности почвы и температурой воздуха на уровне будки, необходимыми для расчета параметра μ .

Для анализа отбирались безадвективные случаи и случаи с незначительной адвекцией.

С целью исключения случаев с резко выраженной нестационарностью в пограничном слое для анализа использовались наблюдения в дневные (14—16 часов) и ночные (2—4 часа) сроки.

За скорость геострофического ветра принималась скорость действительного ветра на высоте, где его значение остается постоянным.

При отсутствии одновременных наземных метеорологических наблюдений параметр μ может быть определен на основании только данных радиозондирования. При этом за T_0 принимается температура на уровне $z = 2$ м. Соотношения между параметрами стратификации, определенными различными способами, приводятся в табл. 1, заимствованной из работы [6].

Таблица 1

Соотношение между параметрами стратификации, определенными различными способами

μ_{0-H}	—500	—400	—300	—200	—100	0	100	200	300	500	700	900
μ_{2-H}	—450	—350	—250	—160	—75	0	35	60	90	130	170	200

Высота пограничного слоя

Динамическое и тепловое влияние подстилающей поверхности (т. е. влияние на распределение ветра и температуры соответственно) проявляется в атмосфере до различных высот и потому можно говорить о динамическом и тепловом пограничных слоях атмосферы.

Существующие способы определения высоты пограничного слоя по экспериментальным данным основаны либо на использовании наблюдений за скоростью и направлением ветра (в этом случае получаем высоту динамического пограничного слоя), либо на использовании распределения температуры (получаемую в этом случае высоту будем называть высотой теплового пограничного слоя).

Численное значение высоты динамического пограничного слоя зависит от способа определения. Как правило, высота динамического пограничного слоя, определяемая как уровень, на котором действительный ветер совпадает по направлению с геострофическим (будем в дальнейшем обозначать эту величину H_d) оказывается выше, чем высота H , определяемая как уровень, на котором производная от модуля скорости ветра $\frac{d}{dz}(u^2 + v^2)$ равна нулю, u и v — составляющие скорости ветра по осям x и y .

Как известно, из спирали Экмана следует:

$$aH_d = 3,14, \quad (1)$$

$$aH = 2,28, \quad (2)$$

где $a = \frac{\sqrt{\omega z}}{k}$, k — средний в пограничном слое коэффициент турбулентности, т. е. отношение $\frac{H_d}{H}$ остается постоянным и равным 1,38.

Справедливость этих соотношений необходимо проверить на экспериментальном материале:

Кроме высоты динамического пограничного слоя, нами анализировалась зависимость от метеорологических условий высоты теплового пограничного слоя. Как уже указывалось выше, высота теплового пограничного слоя H_T определяется по распределению температуры. Для этого могут использоваться не только ход суточной амплитуды с высотой, но и отдельные профили температуры. За высоту H_T принимается в первом случае уровень, выше которого амплитуда температуры воздуха равна нулю или остается постоянной (при наличии суточного хода температуры в свободной атмосфере), во втором — уровень, начиная с которого устанавливается постоянный по высоте градиент, характеризующий градиент в свободной атмосфере.

Следует подчеркнуть, что при отчетливо выраженном суточном ходе температуры по ходу амплитуды мы определяем высоту H_T , характерную для дневного срока, т. е. максимальную в суточном ходе. Второй способ (по градиенту температуры) может использоваться как в дневные, так и в ночные сроки.

Как уже указывалось выше, одной из задач настоящей работы является получение зависимости высоты пограничного слоя от определяющих параметров $V_g, l, z_0, \frac{g}{T}, T_0 - T_H - \gamma_H H$. Эти параметры определяют высоту как динамического, так и теплового пограничного слоя. На основе анализа размерностей можно записать:

$$\frac{Hl}{V_g} = f_1(\mu, Ro), \quad (3)$$

$$\frac{H_d l}{V_g} = f_2(\mu, Ro), \quad (4)$$

$$\frac{H_T l}{V_g} = f_3(\mu, Ro). \quad (5)$$

Средние характеристики пограничного слоя для различных состояний

Станция	Устойчивое состояние					Равновесное состояние					Неустойчивое состояние							
	$\delta \Delta$	$\delta \Delta$	$H - z_{гп}$ H_1	$\delta 01 \cdot \frac{\delta \Delta}{lH}$	$\delta 01 \cdot \frac{\delta \Delta}{l^2 H}$	$\delta \Delta$	$H - z_{гп}$ H_1	$\delta 01 \cdot \frac{\delta \Delta}{lH}$	$\delta 01 \cdot \frac{\delta \Delta}{l^2 H}$	$\delta 01 \cdot \frac{\delta \Delta}{l^2 H}$	$\delta \Delta$	$H - z_{гп}$ H_1	$\delta 01 \cdot \frac{\delta \Delta}{lH}$	$\delta 01 \cdot \frac{\delta \Delta}{l^2 H}$	$\delta 01 \cdot \frac{\delta \Delta}{l^2 H}$	u		
Воейково . . .	<12	9,6	-226	730	940	1040	14	10	-6	1040	1420	5	8,6	207	1590	3100	1780	28
	>12	16	-114	650	570	540	7	15	-12	830	1150	5	16	76	1150	1110	1790	10
	<12	9,8	-277	1020	1410	1120	3	-	-	-	-	-	8,5	164	1510	2420	1970	7
Павловск . . .	>12	16,2	-208	630	400	630	1	19	0	960	1270	5	-	-	-	-	-	-
		12,6	-204	770	880	900	22	13	7	970	1280	25	10,3	171	1380	-	1810	45
Среднее . . .																		
Кустанай . . .	<12	8	-238	1200	1610	1910	6	7	32	1540	2180	2	-	-	-	-	-	-
	>12	16	-247	840	1050	1120	11	16	0	1030	1080	3	-	-	-	-	-	-
		13,3	-244	960	1180	1390	17	12	12	1230	1520	5	-	-	-	-	-	-
Среднее . . .																		

Лесная зона

Степная зона

Уравнения (3) — (5) характеризуют зависимость высоты пограничного слоя от скорости геострофического ветра. Значения функций $f_1(\mu, Ro)$ устанавливаются на основе экспериментального материала.

Рассмотрим прежде всего высоту H .

Для получения $f_1(\mu, Ro)$ нами использовались данные о высоте при разной стратификации и разной скорости геострофического ветра на нескольких станциях с различной шероховатостью подстилающей поверхности.

Эти данные, сгруппированные для каждой станции по скорости геострофического ветра (фактически по числам Россби), приводятся в табл. 2.

Приведенные в табл. 2 данные свидетельствуют о существенной зависимости высоты пограничного слоя от стратификации и числа Россби.

Из соотношений (3) — (5) следует, что при равновесных условиях ($\mu \approx 0$) высота пограничного слоя определяется скоростью геострофического ветра и числом Россби, т. е.

$$\left(\frac{Hl}{Vg}\right)_p = f_1(Ro). \quad (6)$$

При исследовании зависимости высоты пограничного слоя от стратификации целесообразнее нормировать функцию $f_1(\mu, Ro)$. Будем рассматривать функцию

$$\frac{Hl}{Vg} / \left(\frac{Hl}{Vg}\right)_p = \frac{f_1(\mu, Ro)}{f_1(Ro)} = \varphi_1(\mu, Ro). \quad (7)$$

По определению при $\mu = 0$ $\varphi_1(\mu, Ro) = 1$. Анализ данных показал, что функция $\varphi_1(\mu, Ro)$ очень мало зависит от числа Россби и с достаточной

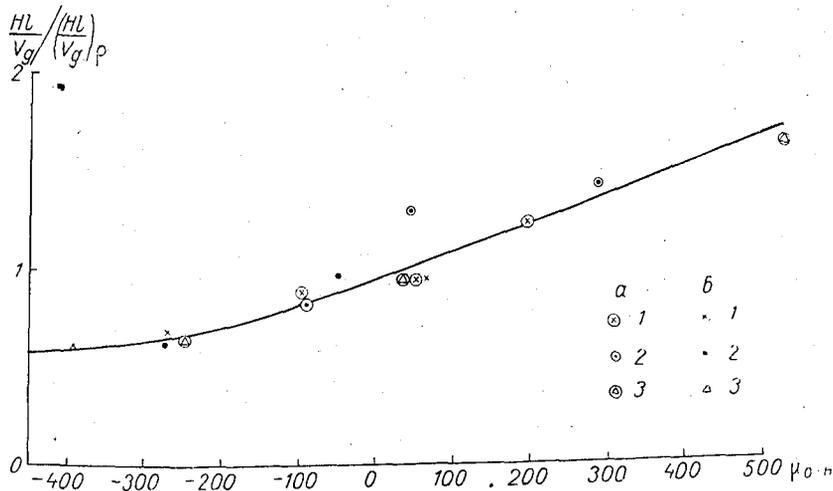


Рис. 1. Зависимость $\frac{Hl}{Vg} / \left(\frac{Hl}{Vg}\right)_p$ от параметра стратификации μ_{0-H} для станций Кустанай (1), Воейково (2), Павловск (3).
а) $V_g > 12$ м/сек., б) $V_g < 12$ м/сек.

точностью можно положить $\varphi_1(\mu, Ro) \approx \varphi_1(\mu)$. Вид функции $\varphi_1(\mu)$, определенный из соотношения (7), представлен на рис. 1.

Рисунок довольно наглядно иллюстрирует зависимость высоты пограничного слоя от стратификации: уменьшение высоты при устойчивой

стратификации (отрицательные μ) и существенное увеличение ее с ростом неустойчивости. Зависимость $\frac{Hl}{V_g} / \left(\frac{Hl}{V_g}\right)_p$ от μ может также использоваться для определения $\left(\frac{Hl}{V_g}\right)_p$ в тех случаях, когда имеются данные о высоте пограничного слоя для состояний существенно отличных от равновесных (значения $\frac{Hl}{V_g}$ и μ).

Для определения высоты пограничного слоя из соотношения (7) требуется еще определить вид функции $\left(\frac{Hl}{V_g}\right)_p = f_1(Ro)$. Эта задача осложняется тем, что параметр шероховатости известен плохо, особенно в пересеченных и лесистых местностях. Полученные по градиентным наблюдениям величины z_0 характеризуют шероховатость места наблюдения (микрошероховатость) и не всегда могут быть использованы для характеристики шероховатости всей окружающей местности, под влиянием которой формируется пограничный слой атмосферы.

Построение такой зависимости связано, таким образом, с необходимостью определения шероховатости, характерной для некоторого района (условно назовем ее мезошероховатостью). Этот вопрос является предметом дополнительных исследований и будет рассмотрен в дальнейшем.

В данной работе осредненные значения $\left(\frac{Hl}{V_g}\right)_p$ полагались характерными для лесной и степной зон.

Рассмотренные выше закономерности относятся к высоте пограничного слоя, определяемой по изменениям модуля скорости ветра с высотой. Аналогичные зависимости могут быть получены и для H_d и H_T по данным табл. 1. Проанализируем соотношение между этими величинами.

Полученные данные свидетельствуют, что отношение $\frac{H_d}{H}$ не остается постоянным, как это следует из спирали Экмана, а существенно зависит от стратификации и скорости геострофического ветра (эта зависимость вытекает также и из решения уравнения при задании профиля коэффициента турбулентности моделью с изломом). В зависимости от указанных факторов это отношение меняется от 0,8 до 1,8, увеличиваясь с ростом неустойчивости и с уменьшением скорости геострофического ветра.

Интересными являются данные о соотношении H_T и H . Если при устойчивом состоянии это отношение близко к единице, то при неустойчивой стратификации H_T существенно превосходит H , а их отношение при больших μ достигает значений 2,0—2,5. Это обстоятельство следует учитывать при определении γ_H по данным зондирования.

Для определения γ_H при неустойчивом состоянии нельзя использовать слой воздуха, непосредственно примыкающий к H . Практически для определения γ_H при сильно неустойчивой стратификации можно использовать слой выше 2 км.

Параметр диссипации

Параметр диссипации δ представляет собой отношение количества энергии турбулентности, расходуемой на диссипацию и диффузию, к энергии турбулентности, возникающей во всем пограничном слое за счет энергии среднего движения.

Как уже указывалось выше, этот параметр входит в теоретическую схему строения пограничного слоя и потому подлежит исследованию.

Величина δ интересна и тем, что она характеризует вклад различных составляющих в баланс энергии турбулентности. Действительно, из уравнения баланса энергии турбулентности (при установившемся состоянии) следует, что

$$\delta = 1 + \frac{\int_{z_0}^H \frac{g}{T} k \frac{P(z)}{\rho c_p} dz}{\int_{z_0}^H k \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz}, \quad (8)$$

где $P(z) = -\rho c_p k \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_p \right)$ — турбулентный поток тепла.

Близость δ к единице говорит о малом вкладе работы против архимедовых сил и, наоборот, о значительном ее вкладе, если δ существенно отлично от единицы.

Наши первые представления о δ были слишком ориентировочными.

Результаты последних работ показали, что для неустойчивого состояния и состояний, близких к равновесному, выполненные ранее оценки несправедливы и подлежат уточнению.

К определению δ могут быть разные подходы и, следовательно, возможны различные способы его определения [12]. В работах [11 и 12] приводятся некоторые численные оценки для различных состояний. В настоящей работе ставится задача получить универсальную зависимость для δ , позволяющую определять этот параметр при различных условиях. Задача сводится к определению функции

$$\delta = \psi(\mu, Ro). \quad (9)$$

О зависимости параметра диссипации от стратификации можно сказать следующее: при равновесных условиях работа против архимедовых сил равна нулю. Это означает, что возникающая за счет энергии среднего движения энергия турбулентности расходуется полностью на диссипацию и диффузию и, следовательно, $\delta=1$. При устойчивом состоянии энергия турбулентности расходуется также на работу против архимедовых сил и потому $\delta < 1$. При неустойчивом состоянии работа против архимедовых сил положительна, следовательно, $\delta > 1$.

Относительно зависимости δ от числа Россби заранее ничего нельзя сказать. Можно однако отметить следующее. Из соотношения (8) следует, что при равновесных условиях ($\mu \approx 0$) $\delta = \psi(Ro)$. С другой стороны, из физических соображений при равновесных условиях $\delta=1$ при всех числах Россби. Это означает, что зависимость δ от μ для разных чисел Россби должна представляться семейством кривых, проходящих через $\delta=1$ при $\mu=0$ и расходящихся при больших отрицательных и положительных μ .

Не останавливаясь здесь на методике определения δ (подробно методика изложена в работе [12]), отметим лишь, что турбулентный поток тепла можно определить из уравнения притока тепла (проинтегрировав его по z), если известны турбулентный поток тепла при $z=z_0$ и изменение теплосодержания в рассматриваемом слое. Лучистые потоки тепла могут быть рассчитаны по методике Ф. Н. Шехтер [15]. Знаменатель в соотношении (8) легко определяется по экспериментальным данным на основе уравнений движения.

Следует отметить, что использованный в работе способ определения δ не связан с теоретической схемой и, следовательно, полученные значения δ не являются параметром схемы.

Использование же для определения работы против архимедовых сил уравнения притока тепла освобождает нас от необходимости задавать равновесный градиент температуры, о величине которого существуют различные мнения, а также соотношение коэффициентов турбулентности для тепла и количества движения.

Для расчетов δ использовались данные экспедиционных наблюдений (Махталинская и Днепровская экспедиции) и данные [16]. Отбирались безадвективные случаи в сроки, когда состояние пограничного слоя наиболее близко к стационарному. Результаты расчетов представлены на рис 2а.

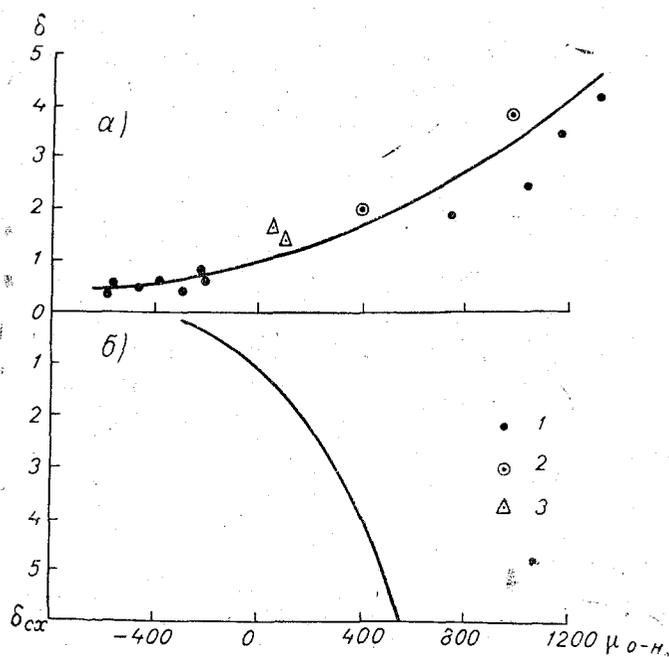


Рис. 2. Зависимость параметра диссипации от стратификации.

а) $\delta = \psi(\mu)$, б) $\delta_{cx} = \psi(\mu)$;

1 — Махталы, 2 — Жовтневое, 3 — по данным Леттау.

Хотя результаты расчетов и показывают систематическое расхождение в области крайних значений μ между значениями δ для различных подстилающих поверхностей, но эти различия невелики и вряд ли целесообразно на данном этапе производить разделение δ по числам Россби. Такое разделение может быть сделано по мере накопления дополнительных данных.

Оценка параметра δ по схеме с постоянным коэффициентом. Как известно, схема строения пограничного слоя с постоянным коэффициентом турбулентности довольно проста, а в некоторых задачах она может давать количественно правильные результаты. Поэтому представляет интерес рассмотреть параметр диссипации по этой схеме.

Согласно схеме [7].

$$\frac{1 - \delta_{cx}}{0,436} = - \frac{HI}{V_g} \mu. \quad (10)$$

Для определения δ_{cx} можно использовать $\frac{Hl}{V_g}$ для каждого отдельного случая, можно, однако, воспользоваться полученным выше соотношением для $\frac{Hl}{V_g}$.

Рассчитанная на основании формулы (10) зависимость δ_{cx} от μ для средних условий шероховатости представлена на рис. 2б.

Обращает на себя внимание существенное расхождение в значениях δ , рассчитанных по формулам (8) и (10). Это говорит о том, что в схеме с постоянным коэффициентом при заданном μ δ приобретает роль некоторого параметра схемы, определяемого экспериментальным путем.

Коэффициент турбулентности в пограничном слое

Возможность определения коэффициента турбулентности в пограничном слое по известному значению геострофического ветра привлекает внимание исследователей, поскольку V_g может быть довольно легко определено при наличии синоптических карт или шаропилотных наблюдений. На практике используется для этого соотношение вида $k = cV_g^2$, где c — эмпирически полученный коэффициент, обычно принимаемый постоянной величиной. Между тем, этот коэффициент является функцией свойств пограничного слоя (главным образом стратификации в пограничном слое) и шероховатости подстилающей поверхности. Эта зависимость может быть найдена на основании теоретической схемы строения пограничного слоя.

Если речь идет о коэффициенте турбулентности среднем для всего пограничного слоя, можно использовать для этого схему с постоянным коэффициентом турбулентности без учета адвекции.

Согласно этой схеме

$$k = 0,19 \omega_z H^2, \quad (11)$$

$$H = \frac{1 - \delta_{cx}}{0,436} \cdot \frac{V_g}{l \mu}. \quad (12)$$

Справедливость соотношения (11) проверена на экспериментальном материале [6].

Для расчета коэффициента турбулентности, как следует из соотношений (11) и (12), необходимо задать величину δ , которая, как было показано выше, является функцией геострофического ветра, стратификации воздуха и шероховатости подстилающей поверхности.

На основании соотношений (7), (11) и (12) можно записать

$$\frac{kl}{V_g^2} = 0,1 \left[\left(\frac{Hl}{V_g} \right)_p \varphi_1(\mu) \right]^2. \quad (13)$$

Зависимость $\frac{kl}{V_g^2}$ от μ для лесной и степной зон представлена на рис.

3а. Результаты расчетов для степной зоны менее обеспечены и потому подлежат уточнению. Подлежит также дополнительному исследованию вопрос о возможной погрешности в величинах $\frac{kl}{V_g^2}$ при использовании в качестве характерных значений для рассмотренных зон данных малого числа станций.

Зависимость коэффициента турбулентности от определяющих параметров более наглядно представлена на рис. 3б, который построен на

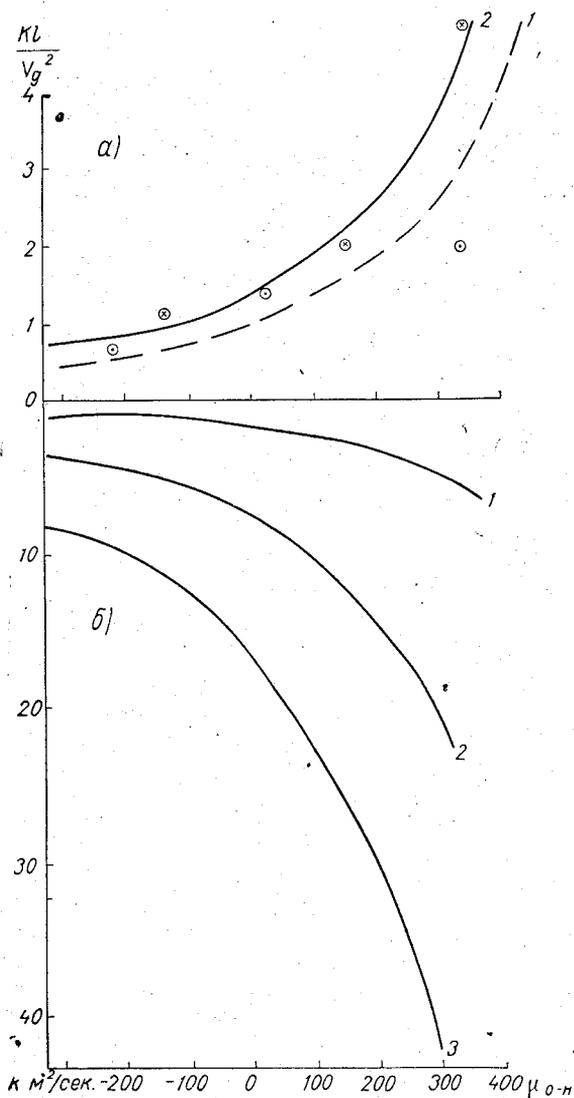


Рис. 3. График для определения коэффициента турбулентности.
 а) $\frac{kl}{V_g^2} = f(\mu, R_0)$. Лесная зона (1), степь (2); б) Лесная зона:
 $V_g = 5$ м/сек. (1), $V_g = 10$ м/сек. (2), $V_g = 15$ м/сек. (3).

когда состояние пограничного слоя близко к стационарному и не может использоваться в переходные часы.

основе указанного выше материала при фиксированных значениях φ и $R_0 = (\varphi = 60^\circ, \text{лесная зона})$.

В табл. 3 приводятся значения коэффициента $c = \frac{k}{V_g^2}$ для степной зоны Советского Союза ($\varphi = 50^\circ$) и для лесной ($\varphi = 60^\circ$) при разных значениях параметра μ .

Для проверки полученных зависимостей нами использовались данные о коэффициенте турбулентности из работ [4 и 6]. Эти данные можно считать характерными для степной и лесной зон соответственно. Параметр μ для степи рассчитывался по известным значениям среднего температурного градиента и высоты пограничного слоя по отношению

$$\mu = \frac{g}{T} \frac{(\bar{\gamma} - \gamma_H)H}{V_g l}$$

Значения $\frac{kl}{V_g^2}$ осреднялись по состоянию атмосферы. Как следует из приведенных данных (рис. 3 а), результаты расчетов хорошо согласуются с данными других авторов. Следует подчеркнуть, что изложенная выше методика расчета среднего в пограничном слое коэффициента турбулентности применима в дневные и ночные часы,

Значения коэффициента $c = \frac{k}{V_g^2}$

Таблица 3

Зона	μ						
	-300	-200	-100	0	100	200	300
Лесная	0,038	0,044	0,057	0,077	0,10	0,14	0,20
Степная	0,061	0,073	0,090	0,12	0,16	0,23	0,32

ЛИТЕРАТУРА

1. Верле Е. К. Особенности годового хода характеристик турбулентности над Владивостоком. Тр. ДВНИГМИ, вып. 3, 1958.
2. Воронцов П. А. Некоторые особенности строения пограничного слоя атмосферы над пос. Махталы в сентябре 1959 г. Тр. ГГО, вып. 107, 1961.
3. Воронцов П. А. Исследование турбулентного обмена в районе Щекинской ГРЭС по материалам аэростатного и самолетного зондирования. Тр. ГГО, вып. 172, 1965.
4. Галаджий Н. М., Мелентьева И. И., Ткаченко А. В. Определение высоты пограничного слоя атмосферы различными способами. Тр. ГГО и УкрНИГМИ, вып. 144/40, 1963.
5. Девятова Е. А. Микроаэрологические исследования нижнего километрового слоя атмосферы. Гидрометеиздат, 1957.
6. Курпакова Т. А., Орленко Л. Р. О закономерностях распределения температуры и ветра в пограничном слое. См. наст. сборник.
7. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
8. Лайхтман Д. Л., Орленко Л. Р. Строение пограничного слоя атмосферы на разных широтах. Тр. ГГО, вып. 150, 1964.
9. Лазарева Н. А. Географическое распределение аэроклиматических характеристик пограничного слоя атмосферы над ЕТС в теплый период года. Тр. ГГО, вып. 135, 1962.
10. Мелентьева И. И. О некоторых закономерностях пограничного слоя атмосферы, полученных из анализа экспериментальных материалов. Тр. ВМС, т. VII, 1963.
11. Орленко Л. Р. О соотношении составляющих баланса энергии турбулентности по экспериментальным данным. Тр. ГГО и УкрНИГМИ, вып. 144/40, 1963.
12. Орленко Л. Р. О расчете составляющих баланса энергии турбулентности по экспериментальным данным. Тр. ГГО, вып. 167, 1965.
13. Чуринова М. И. Некоторые данные о коэффициенте турбулентности в свободной атмосфере. Тр. ГГО, вып. 28, 1951.
14. Чуринова М. И. Опыт вычисления коэффициента турбулентности в различных пунктах по шаропилотным наблюдениям. Тр. ГГО, вып. 38, 1953.
15. Шехтер Ф. Н. Решение задачи о строении пограничного слоя атмосферы при учете радиационного теплообмена. Тр. ГГО, вып. 167, 1965.
16. Lettau H. H., Davidson B. Exploring the atmosphere's first mile. Vol. 2, London — New York — Paris. 1954.

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРА ДИССИПАЦИИ

Предлагается метод расчета параметра диссипации как функции внешних параметров. Метод основан на решении системы уравнений гидротермодинамики для пограничного слоя атмосферы.

Под параметром диссипации понимают отношение энергии турбулентности, затрачиваемой на диссипацию в пограничном слое к энергии турбулентности, возникающей в этом слое из энергии среднего движения [1, 2].

При решении задачи строения пограничного слоя параметр диссипации δ нельзя считать заданной величиной, не зависящей от внешних факторов таких, как геострофический ветер, шероховатость, радиационный баланс, характеристики свободной атмосферы и т. д. Из уравнения баланса энергии турбулентности и определения δ следует, что

$$\delta = 1 + \frac{\int_0^H \frac{g}{T} k \frac{d\theta}{dz} dz}{\int_0^H k \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz}$$

Величины, от которых зависит δ (u , v , θ , k), могут быть получены как функции внешних параметров на основании решения следующей системы уравнений [3]:

$$\frac{d}{dz} k \frac{du}{dz} + 2 \omega_z v = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (1)$$

$$\frac{d}{dz} k \frac{dv}{dz} - 2 \omega_z u = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}; \quad (2)$$

$$k \Phi + c \frac{b^2}{k} + \frac{d}{dz} k_b \frac{db}{dz} = 0; \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial Q}{\partial z} = 0; \quad (4)$$

$$k = L \sqrt{\bar{b}}; \quad (5)$$

$$L = - \tilde{\kappa} \frac{\Phi}{\frac{d\Phi}{dz}}; \quad (6)$$

Здесь

$$\Phi = \left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2 - \frac{k_T}{k} \frac{g}{T} \frac{d\theta}{dz},$$

Q — лучистый поток тепла, b — среднее значение энергии турбулентности, L — масштаб турбулентности.

Определение характеристик пограничного слоя путем решения системы уравнений без учета горизонтальных градиентов температуры справедливо только для средних условий. Между тем, практический интерес представляет расчет этих характеристик в различных конкретных условиях. В таких случаях оказывается весьма существенным влияние горизонтальных градиентов температуры. Погрешности за счет пренебрежения этим фактором превышают погрешности, получаемые за счет того, что коэффициент турбулентности при решении этой задачи заменяется его средним значением, постоянным для всего пограничного слоя.

Поэтому система уравнений (1) — (6) была дополнена уравнениями [4]:

$$dp = -\rho g dz; \quad (7)$$

$$\rho = \frac{p}{RT}; \quad (8)$$

$$\frac{d}{dz} \sqrt{u^2 + v^2} / z=H = f\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right). \quad (9)$$

Последнее соотношение использовалось для определения высоты пограничного слоя H .

Для таких условий решение имеет следующий вид:

$$\delta = 1 + \frac{gH^2 \left(\frac{T_0 - T_H}{H} - \gamma_a\right)}{TXV_{0g}^2 \left[1 + \frac{(\alpha_x^2 + \alpha_y^2)H^2}{V_{0g}^2 X} + 2\frac{\alpha_x H}{XV_{0g}}\right]}; \quad (10)$$

$$H^{2.5} = \frac{\tilde{x}^2}{Vc} \cdot \frac{X^2}{\omega_z} \cdot \frac{(\Phi_H - \Phi_0)^{2.5}}{(\Phi'_H - \Phi'_0)^2};$$

$$\Phi_H - \Phi_0 = \frac{X}{H} V_{0g}^2 + (\alpha_x^2 + \alpha_y^2)H + 2\alpha_x V_{0g} + \frac{g}{T}(T_0 - T_H - \gamma_a H)$$

$$\Phi'_H - \Phi'_0 = -2V_{0g}^2 \frac{X^2}{H^2} \left[1 + \frac{H(\alpha_x + \alpha_y)}{XV_{0g}}\right] - 2\frac{g}{T}\Gamma - \frac{gHV_{0g}}{2TkX} \left[\frac{\partial T}{\partial X}(2X-1) + \frac{\partial T}{\partial y}\right];$$

$$T_0 - T_H = \frac{\frac{R-B}{k\rho C_p}H + (\gamma_a - \Gamma)H - F(H) - \frac{L}{c_p}\varphi_H}{1 + \frac{L}{c_p} \frac{dq_m}{dT}};$$

$$\varphi_H = [q_m(T_H) - q_H];$$

$$kF(H) = V_{0g} \frac{(X-1)H^2}{X^2 2} \left\{ \frac{\partial T}{\partial x} X + \frac{\partial T}{\partial y} \right\};$$

$$k = \frac{\omega_z H^2}{X^2}; \quad V_{0g} = -\frac{1}{\rho l} \frac{\partial p}{\partial n};$$

$$\alpha_x = -\frac{g}{lT} \frac{\partial T}{\partial y}; \quad \alpha_y = \frac{g}{lT} \frac{\partial T}{\partial x};$$

$$\Gamma = \frac{1}{H \rho c_p} \int_0^H \frac{Q_0 - Q_z}{k} dz;$$

$$\mu = \frac{g}{T} \frac{(T_0 - T_H - \gamma_a H)}{V_{0g} l}.$$
(11)

Здесь X — решение уравнения (9) [4]. Горизонтальный градиент температуры при этом считался заданным и постоянным по высоте. Предполагалось также, что $k_T = k_b = k = \text{const}$. Пример расчета δ как функции

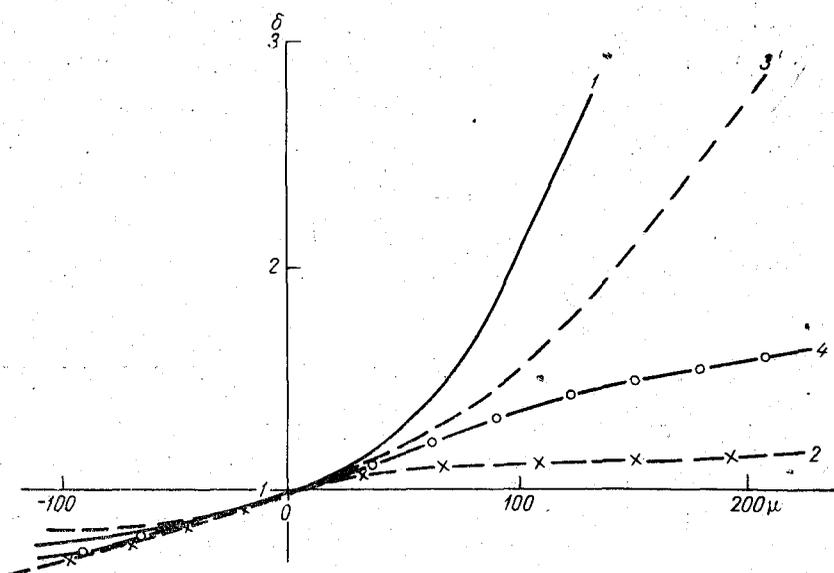


Рис. 1. Зависимость параметра диссипации от устойчивости.

1) $\frac{\partial T}{\partial y} > 0$, 2) $\frac{\partial T}{\partial x} < 0$, 3) $\frac{\partial T}{\partial x} > 0$, 4) $\frac{\partial T}{\partial y} < 0$.

μ по формулам (10) и (11) представлен на рис. 1. При расчете принималось: $\frac{z'}{\sqrt{c}} = 0,018$; $\frac{a_x}{l} = \pm 50$; $\frac{a_y}{l} = \pm 50$, что соответствует градиенту температуры $\frac{dT}{dx} \left(\frac{dT}{dy} \right) = \pm 4^\circ / 100$ км, а $l = 1,12 \cdot 10^{-4}$ /сек. Параметр δ на этом графике представлен в зависимости от μ . Различные кривые рисунка соответствуют различным случаям адвекции. Пример показывает, насколько существенно влияние на δ горизонтального градиента температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат. Л., 1961.
2. Орленко Л. Р. Об определении параметра диссипации по экспериментальным данным. Тр. ГГО., вып. 167.
3. Каган Б. А., Лайхтман Д. Л. Схема предвычисления гидрологических характеристик на поверхности моря. Метеорология и гидрология, № 5, 1965.
4. Утина З. М. О влиянии горизонтального градиента температуры на строение пограничного слоя атмосферы. Тр. ГГО., вып. 127. 1962.

Е. Д. НАДЕЖИНА, В. В. СИМОНОВ

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ ПО ГРАДИЕНТНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ

На основании решения, полученного в [3], разработана методика расчета турбулентных потоков тепла и количества движения. Приведены некоторые примеры расчетов.

Многие прикладные задачи метеорологии требуют определения потоков тепла, влаги и касательного напряжения. Пульсационные измерения дают возможность прямого определения потоков. Однако до настоящего времени не теряют своего значения косвенные методы расчетов потоков, основанные на использовании более простых градиентных измерений.

Для правильной интерпретации последних должна быть изучена связь потоков с распределением средних значений метеозаэлементов.

Эта связь может быть получена из решения системы уравнений, описывающей турбулентный режим в приземном слое воздуха. Основная трудность решения этой задачи связана с незамкнутостью системы уравнений.

Если привлечь гипотезы А. Н. Колмогорова и А. М. Обухова [1, 2] о связи коэффициента k , средней энергии (b) и масштаба турбулентности (l) и уравнение баланса энергии турбулентности, то единственной неопределенной величиной остается l . В работе Д. Л. Лайхмана и С. С. Зилитинкевича [3] для определения среднего масштаба турбулентности l предлагается выражение, обобщающее на случай температурно-неоднородного потока известную формулу Кармана

$$l = -\tilde{x} \frac{\left(\frac{du}{dz}\right)^2 - \alpha_T \frac{g}{\theta_0} \frac{d\theta}{dz}}{2 \frac{du}{dz} \frac{d^2u}{dz^2} - \alpha_T \frac{g}{\theta_0} \frac{d^2\theta}{dz^2}} \quad (1)$$

Если использовать данную гипотезу относительно l , а также ввести обозначения:

$$\tilde{z} = \frac{z}{L};$$
$$L = -\frac{V_*^3}{x \frac{g}{\theta_0} \frac{P}{\rho c_p}}$$

Таблица 1

z	L														
	-1,0	-2,0	-3	-4	-6	-8	-10	-12	-14	-16	-18	-20	-25	-30	-50
0,25	-0,61	-1,25	-1,65	-1,92	-2,31	-2,59	-2,81	-2,99	-3,18	-3,33	-3,44	-3,53	-3,84	-4,11	-4,51
0,50	0,00	-0,61	-0,96	-1,25	-1,65	-1,92	-2,15	-2,31	-2,46	-2,58	-2,70	-2,81	-3,05	-3,24	-3,83
1,0	0,54	0,00	-0,37	-0,61	-0,96	-1,25	-1,48	-1,65	-1,80	-1,92	-2,03	-2,15	-2,36	-2,53	-3,05
2,0	1,00	0,54	0,25	0,00	-0,37	-0,61	-0,81	-0,96	-1,18	-1,25	-1,38	-1,48	-1,68	-1,85	-2,36
4,0	1,35	1,00	0,75	0,54	0,25	0,00	-0,21	-0,37	-0,49	-0,61	-0,71	-0,81	-1,00	-1,18	-1,68
8,0	1,62	1,35	1,16	1,00	0,75	0,54	0,37	0,26	0,12	0,00	-0,12	-0,21	-0,40	-0,55	-1,00
16,0	1,85	1,61	1,47	1,35	1,16	1,00	0,87	0,75	0,64	0,54	0,46	0,37	0,22	0,06	-0,41

Таблица 2

z	L														
	0,25	0,50	0,75	1,0	1,5	2,0	4,0	6,0	8,0	10	12	14	16	20	50
0,25	0,92	0,00	-0,48	-0,82	-1,23	-1,57	-2,26	-2,67	-2,98	-3,20	-3,39	-3,54	-3,68	-3,90	-5,35
0,5	2,18	0,92	0,33	0,00	-0,48	-0,82	-1,57	-1,98	-2,26	-2,48	-2,67	-2,83	-2,98	-3,20	-4,10
1,0	4,30	2,18	1,39	0,92	0,33	0,00	-0,82	-1,29	-1,57	-1,76	-1,98	-2,13	-2,26	-2,48	-3,43
2,0	8,32	4,30	2,91	2,18	1,39	0,92	0,00	-0,48	-0,82	-1,05	-1,29	-1,42	-1,57	-1,80	-2,71
4,0	16,30	8,32	5,64	4,30	2,91	2,18	0,92	0,33	0,00	-0,26	-0,48	-0,66	-0,82	-1,05	-2,02
8,0	32,30	16,30	10,97	8,32	5,64	4,30	2,18	1,39	0,92	0,57	0,33	0,15	0,00	-0,26	-1,28
16,0	64,30	32,30	21,60	16,30	10,97	8,32	4,04	2,74	2,02	1,59	1,27	1,13	0,81	0,48	-0,53

то формулы для скорости ветра и температуры имеют следующий вид:

$$u(\tilde{z}) - u\left(\pm \frac{1}{2}\right) = \frac{V_*}{z} \psi(\tilde{z}); \quad (4)$$

$$\Theta(\tilde{z}) - \Theta\left(\pm \frac{1}{2}\right) = -\frac{P}{\alpha \rho c_p V_*} \psi(\tilde{z}), \quad (5)$$

где

$$\psi(\tilde{z}) = \ln \frac{1-y}{1+y} \cdot \frac{1+y\left(\pm \frac{1}{2}\right)}{1-y\left(\pm \frac{1}{2}\right)} +$$

$$+ 2 \left[\operatorname{arc} \operatorname{tg} y - \operatorname{arc} \operatorname{tg} y\left(\pm \frac{1}{2}\right) \right] + 2 \left[\frac{1}{y} - \frac{1}{y\left(\pm \frac{1}{2}\right)} \right]; \quad (6)$$

через y обозначена неотрицательная переменная, связанная с \tilde{z} следующей зависимостью:

$$\tilde{z} = \frac{2}{y} - \frac{2}{3}y^3 - \frac{4}{3}; \quad (7)$$

$$\frac{P}{\alpha_T \rho c_p} = -k \frac{d\Theta}{dz}; \quad (8)$$

$$V_*^2 = k \frac{du}{dz}. \quad (9)$$

В формулах (4)–(6) знак плюс (+) относится к устойчивой стратификации, а знак минус (–) — к неустойчивой.

На основе полученных формул была разработана методика определения турбулентных потоков тепла P и количества движения V_* . Для этого

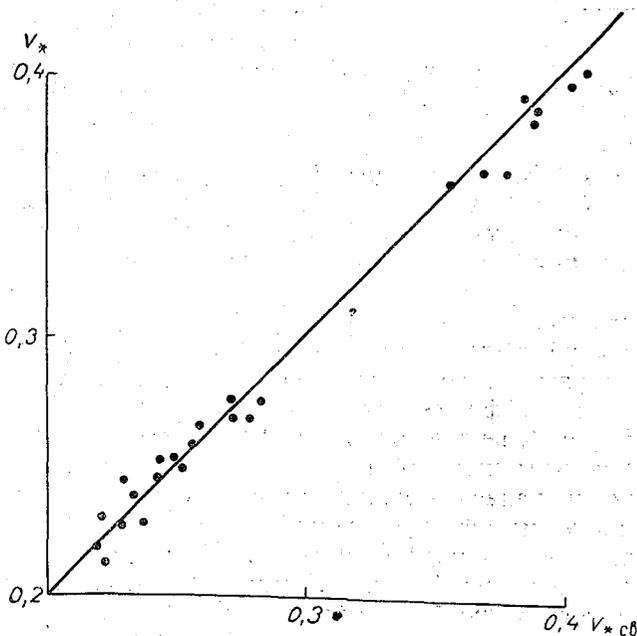


Рис. 1. Связь рассчитанных и измеренных величин динамической скорости.

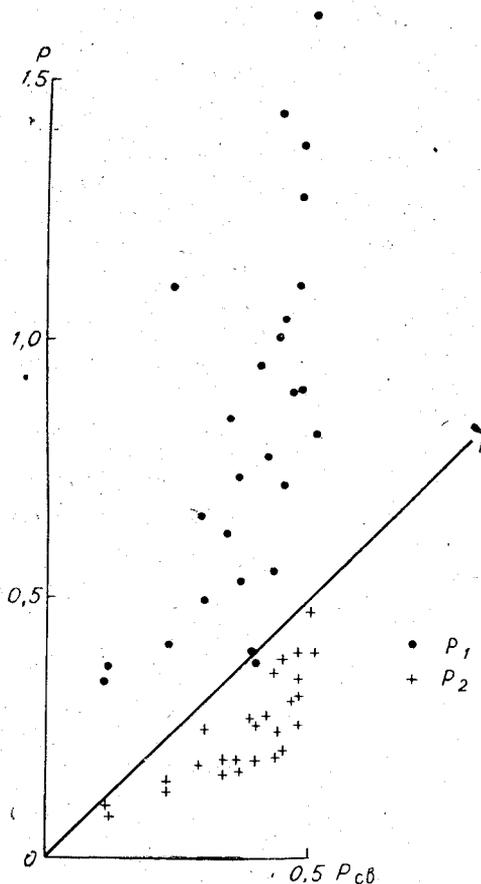


Рис. 2. Связь рассчитанных и измеренных величин турбулентных потоков тепла.

в первую очередь необходимо определить L . Так как профили ветра и температуры подобны, то это можно сделать, используя распределение по высоте одного из метеоэлементов.

Если используется профиль ветра, то полученное значение L будем обозначать через L_u ; если профиль температуры, через L_T . Наиболее целесообразно использовать измерения скорости ветра, так как они проводятся, как правило, до больших высот и с большей точностью. Из формулы (4) видно, что если на графике откладывать по одной из осей величину $\psi(z)$, а по другой — измеренные значения скорости ветра, то при правильно выбранном L_u точки должны укладываться на прямую линию. Тангенс угла наклона этой прямой будет не что иное, как $\frac{V_*}{z}$. Определив таким

образом L_u и V_* , легко вычислить поток тепла по формуле (3). Обозначим этот поток тепла через P_1 . Кроме того, поток тепла (обозначим его P_2) можно определить как тангенс угла наклона прямой, полученной подбором L_T , если по одной из осей откладывать профиль температуры $\Theta(z)$. Для об-

легчения расчетов были рассчитаны табл. 1 и 2 функции $\psi(z)$ для неустойчивой и устойчивой стратификации соответственно.

Используя данную методику был проведен анализ эмпирического материала. Для примера приводятся результаты расчетов по данным Свинбенка [5].

Следует отметить, что эти данные получены при достаточно строгом выполнении условий стационарности и однородности подстилающей поверхности. К сожалению, касательное напряжение не измерялось, а рассчитывалось через коэффициент трения C_S по формуле $V_* = C_S u_{0.5}$. При этом считалось, что C_S не зависит от стратификации. Вертикальный турбулентный поток тепла измерялся прибором Duerg. Надежность этих измерений контролировалась замыканием уравнения теплового баланса, остальные компоненты которого также измерялись.

По всем приведенным профилям ветра и температуры вышеуказанным методом определялись L_u и L_T . Примерно в 65% случаев эти величины оказались достаточно близкими. Дальнейшая обработка показала, что даже при весьма существенных различиях L_u и L_T , рассчитанные и приведенные Свинбенком значения V_* хорошо согласуются (рис. 1).

На рис. 2 приведена связь рассчитанных (P_1 и P_2) и измеренных зна-

чений турбулентных потоков тепла $P_{св}$; V_* дано в м/сек., а P — в кал/см² мин. Из графика видно, что даже при совпадении L_u и L_T , во-первых $P_1 \neq P_2$ и различие это весьма существенно, во-вторых, ни один из этих потоков не совпадает с измеренными величинами.

Полученные результаты не дают возможности в настоящий момент рекомендовать данную методику для проведения массовых расчетов. Но так как предложенная схема не вызывает принципиальных возражений, можно надеяться, что учет диффузии заметно улучшит результаты расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колмогоров А. Н. Уравнения турбулентного движения несжимаемой жидкости. Изв. АН СССР, сер. физич., т. 6, № 1—2, 1942.
2. Обухов А. М. Турбулентность в температурно-неоднородной атмосфере. Тр. Ин-та теорет. геофиз. АН СССР, т. 1, 1946.
3. Зилитинкевич С. С., Лайхтман Д. Л. Турбулентный режим в приземном слое воздуха. Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, т. 1, № 2, 1965.
4. Монин А. С. Турбулентный режим в приземном слое воздуха. Информ. сб. ГУГМС, № 1, 1951.
5. Swinbank W. G. The exponential wind profile Q. J. Roy. Met. Soc., 90, No 384, 1964.

К ВОПРОСУ О РАСЧЕТЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Дается обзор работ, посвященных определению профиля коэффициента турбулентности по экспериментальным данным о скорости ветра, температуре воздуха и структурным измерениям в пограничном слое. Отмечается, что профиль k , полученный разными методами, как правило, представляет кривую с хорошо выраженным максимумом на высотах 100—300 м.

Пограничный слой атмосферы это слой, возникновение которого обусловлено трением воздушного потока о земную поверхность и тепловым взаимодействием земли и непосредственно примыкающего к ней слоя воздуха.

Толщина слоя, в котором существенно влияние этих двух факторов, зависит от свойств подстилающей поверхности и в большей степени от механизма переноса возмущений, возникающих у поверхности земли, в более глубокие слои воздуха. Интенсивность этого переноса в метеорологии характеризуется коэффициентом турбулентности k .

Очевидно, что изучение поведения этой величины с удалением от подстилающей поверхности необходимо для исследования физических процессов в пограничном слое атмосферы.

Для решения целого ряда задач необходимо знать аналитический вид функции $k(z)$. Например, известно, что система уравнений турбулентного движения незамкнута. Для замыкания этой системы в работах наиболее распространены два приема: первый — попытка найти еще одно уравнение, связывающее между собой характеристики пограничного слоя [17, 18, 23, 24, 25], второй — задавать коэффициент турбулентности известной функцией высоты [20, 21, 22, 26 и др.]

Критерием правильности выбора этой функции является согласованность рассчитанного профиля ветра с экспериментальным профилем.

В различного рода задачах были опробованы многие типы функций $k(z)$. Коэффициент турбулентности задавался: а) постоянной, не зависящей от высоты величиной, б) показательной функцией высоты, в) линейно растущим до высоты приземного слоя, а выше постоянным (так называемая модель с изломом), г) линейным внизу и убывающим по экспоненте выше приземного слоя, д) степенной функцией высоты внизу и убывающей по экспоненте выше приземного слоя.

Расчетные и экспериментальные профили, как правило, совпадали хорошо на отдельных участках, но не по всему пограничному слою.

Значит ли это, что выбранные функции $k(z)$ не соответствуют действительному вертикальному распределению K в пограничном слое. На этот

вопрос нельзя ответить однозначно, потому что при постановке задачи строения пограничного слоя атмосферы уравнения движения, как обычно, записываются в стилизованном, упрощенном виде: не учитываются нестационарность, вертикальная составляющая скорости, адвекция, горизонтальное перемешивание и т. д. Все это тоже обуславливает расхождимость в расчетных и экспериментальных профилях ветра, и вопрос о виде $k(z)$ остается открытым.

Имеется ряд работ, где авторы пытаются решить вопрос о виде $k(z)$ обратным путем. По хорошо измеренному профилю скорости ветра из уравнений движения рассчитывается k на разных уровнях. Профиль получается в виде графической кривой.

Такого рода расчеты также содержат ошибки за счет вышеуказанных упрощений уравнений движения и, кроме того, за счет неточности определения производных от составляющих скорости ветра (особенно в слоях выше 500 м, где ветер мало меняется с высотой). Поэтому результаты таких расчетов можно рассматривать как качественные; т. е. по ним в основном можно оценить вид профиля k .

Несмотря на то, что в последние годы стали развиваться работы, в которых k определяется теоретически из замкнутой системы уравнений движения, вопрос о том, какого вида $k(z)$ ближе соответствует действительному вертикальному распределению коэффициента турбулентности остается очень важным как с точки зрения развития работ второго направления, так и с целью проверки теоретического профиля $k(z)$ на экспериментальном материале.

Цель настоящей работы собрать имеющиеся материалы по расчету $k(z)$ по экспериментальным данным в пограничном слое и выяснить, какого вида профиль k является преобладающим.

Определение $k(z)$ по профилю действительного ветра

В 1932 г. Мильднер опубликовал работу [30], в которой привел профиль коэффициента турбулентности k , рассчитанный по данным шаропилотных наблюдений в районе Лейпцига с 9 до 16 час. 31/X 1936 г. в условиях однородной теплой воздушной массы без адвекции и без заметных конвективных процессов. В 100 км от Лейпцига в Линденберге в то же время по данным температурного зондирования был получен градиент температуры $0,65^\circ/100$ м. Подъемы проводились над травяным полем, но до этого воздушная масса проходила над городом. Горизонтальный градиент давления по картам составлял $2,5$ мб/100 км и мало менялся с высотой в нижнем километровом слое, что дает

$$V_g = \frac{|\Delta p|}{\rho f} = 17,5 \text{ м/сек.}$$

Расчет k Мильднер проводил по формуле Сольберга

$$k(z) = \frac{R_n r}{\rho \left(\frac{\partial \sigma}{\partial n} \right)^2} \quad (1)$$

где R_n — нормальная составляющая силы внутреннего трения R к годографу скорости, r — радиус кривизны в точке годографа скорости ветра, σ — длина дуги годографа, отсчитываемая от уровня земли.

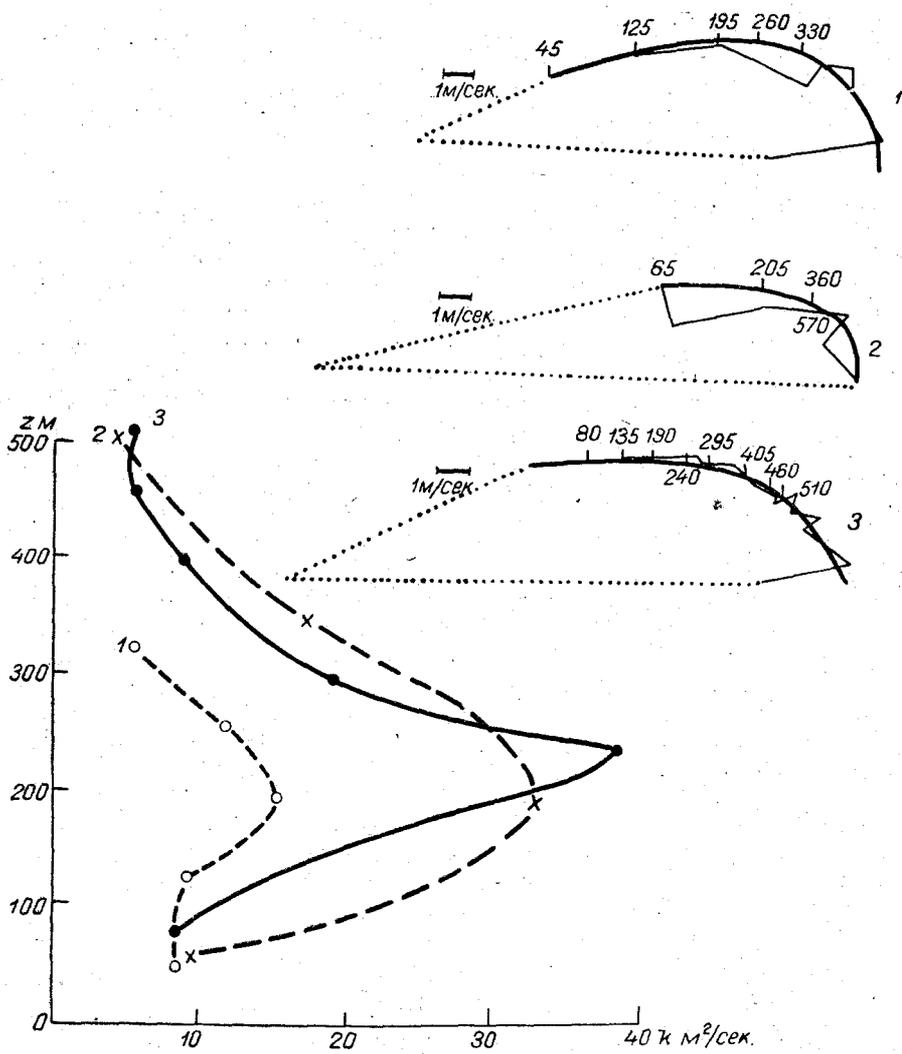


Рис. 1. Годографы скорости ветра и соответствующие им профили коэффициента турбулентности.
 1) 9 час., 2) 12 час., 3) средний профиль из 28 подъемов.

Из уравнений движения для стационарного однородного воздушного потока без адвекции

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z} + \cancel{2} \omega_z v = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z} + \cancel{2} \omega_z u = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}$$

(2)

следует, что R_n обратно по знаку и равно по величине равнодействующей из нормальных составляющих проекций силы градиента давления и силы Кориолиса.

На рис. 1 представлены три годографа скорости ветра и соответственно им три профиля k . В утренние часы k значительно меньше по величине,

чем днем. Однако все три профиля имеют резко выраженный максимум по высоте 200—250 м.

В 1939 г. Н. К. Кашин [8] на материале шаропилотных подъемов в Слуцке рассчитал серию профилей k , осредненных по различным признакам: а) углу между $\frac{dp}{dn}$ и скоростью ветра на высоте 100 м, б) направлению скорости ветра, в) величине скорости ветра, г) времени суток, д) сезонам, е) повороту ветра с высотой.

Градиент давления снимался с карт, обработанных в ЦИПе. Расчет приводился по формуле, полученной в результате дифференцирования уравнений (2).

Поскольку k в этом случае выражается через вторые производные скорости, то автор упрощает выражение для k : он разбивает пограничный слой на тонкие слои и полагает, что в этих слоях скорость ветра и угол меняются с высотой линейно. Тогда формула для приращения k в таком слое будет иметь вид

$$\Delta k = \frac{\Delta P}{\Delta x} \left(\frac{\Delta z}{\Delta V} \right)^2 \cos \left(\alpha + \frac{\Delta \beta}{2} \right), \quad (3)$$

где Δz — толщина слоя, α — угол между $\frac{dp}{dn}$ и v на нижней границе слоя, v — составляющая скорости ветра, $\Delta \beta$ — поворот ветра в слое, $\frac{dp}{dx} = \frac{dp}{dx}$, так как ось x направлена по $\frac{dp}{dn}$.

На рис. 2 показаны профили k до высоты 1200 м, осредненные по вышеперечисленным признакам.

Автор считает, что полученные профили можно оценить только как качественные. Почти все профили имеют два максимума; первый на высоте 400 м, второй на высоте 800 м. Объяснить эту особенность трудно.

Наличие второго максимума может быть вызвано большими ошибками в определении градиентов скорости и угла поворота ветра с высотой, а также некорректным подбором материала для расчета k . Поскольку для вывода формулы (3) использовались уравнения движения, в которых не учитывалась нестационарность и адвекция, то нельзя было использовать для расчета k данные шаров-пилотов, выпускаемых в переходное время суток, когда нестационарность имеет большое значение, а также случаи с поворотом ветра больше 50° и меньше 10° , что явно свидетельствует о наличии адвекции. У автора такие случаи использовались при получении средних профилей k .

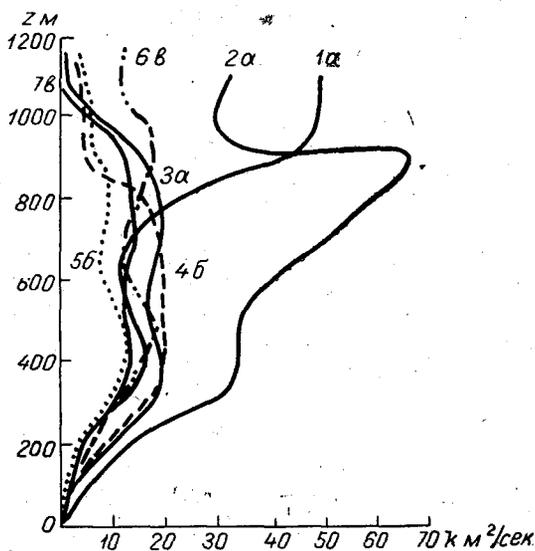


Рис. 2. Средние профили коэффициента турбулентности.

a — угол поворота ветра: 1) $0-10^\circ$, 2) $10-30^\circ$, 3) $30-40^\circ$; б — скорость ветра: 4) 11–12 м/сек., 5) 7–8 м/сек., в — часть суток: 6) день, 7) утро.

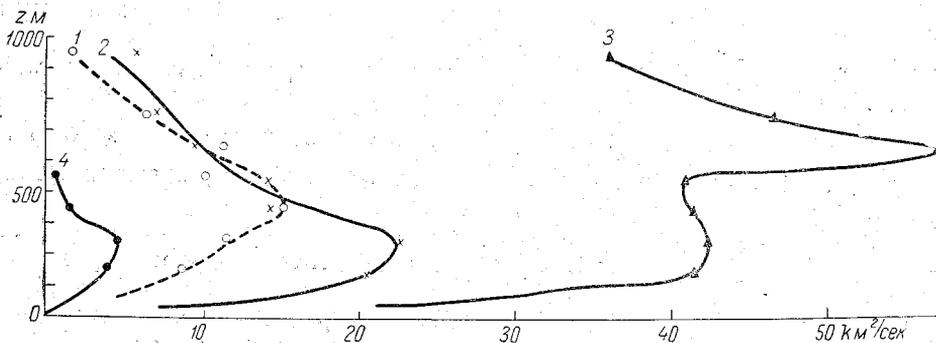


Рис. 3. Профили коэффициента турбулентности по данным экспедиции в Колтушах. 1) 6 час. 15/VIII 1947 г., 2) 8 час. 20/VIII 1948 г., 3) 12 час. 20/VIII 1948 г., 4) 18 час. 26/VIII 1948 г.

В 1951 г. М. П. Чуринова [15] провела расчеты $k(z)$ на материале экспедиции под Ленинградом (Колтуши) по формуле Д. Л. Лайхтмана, полученной интегрированием уравнений движения (2),

$$k_n^* = \frac{2\omega_z \sqrt{\left[\int_z^\infty (U_g - u) dz \right]^2 + \left[\int_z^\infty v dz \right]^2}}{\sqrt{\left(\frac{dc}{dz} \right)^2 + \left(c \frac{d\alpha}{dz} \right)^2}},$$

где U_g — геострофический ветер; α — угол между U_g и c ; c , u и v — соответственно вектор ветра и его составляющие. Подъемы проводились над травяным полем.

На рис. 3 представлены профили k , рассчитанные по отдельным сглаженным профилям скорости ветра. Профили имеют резко выраженный

Таблица 1

Средний профиль ветра и средний профиль коэффициента турбулентности

z м	u м/сек	v м/сек	c м/сек	α	k м²/сек
50	9,15	4,35	10,1	25°30'	10,1
100	10,45	4,64	11,45	24 00	12,1
150	11,58	4,80	12,5	22 30	13,5
200	12,50	4,95	13,5	21 50	13,8
250	13,48	4,96	14,3	20 10	13,9
300	14,40	4,90	15,2	18 45	13,8
350	14,97	4,78	15,7	17 40	13,5
400	15,62	4,60	16,3	16 20	12,8
450	16,28	4,29	16,8	14 45	12,3
500	16,83	4,00	17,3	13 25	11,5
600	17,7	3,37	18,0	10 45	10,5
700	18,23	2,73	18,4	8 30	9,1
800	18,6	2,06	18,7	6 20	7,3
900	10,68	1,31	18,8	4 00	5,4
950	18,62	0,91	18,8	2 35	4,4

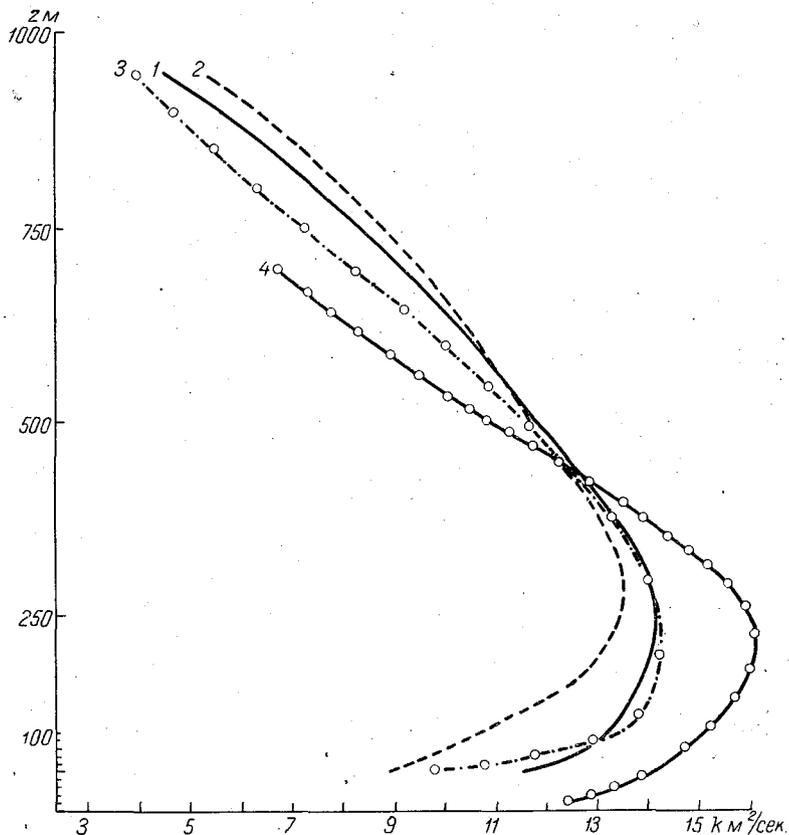


Рис. 4. Профили коэффициента турбулентности, полученные Леттау по среднему профилю ветра, для Лейпцига.

максимум на высоте 250—300 м, за исключением 12-часового, где максимум отмечается на 550 м.

В 1950 г. Леттау [28] еще раз обработал данные 28 шаропилотных подъемов, проведенных Мильднером, и по различным формулам рассчитал четыре профиля $k(z)$ (рис. 4). В табл. 1 приводятся данные осредненного по 28 подъемам профиля ветра и профиль среднего из коэффициентов турбулентности, полученных тремя различными методами.

Профиль 1 рассчитывался по формуле Фьельстадта, полученной интегрированием уравнения (2),

$$k = \frac{2\omega_z}{c^2 \frac{dz}{dz}} \int_0^z (u^2 + v^2 - U_g u) dz. \quad (4)$$

Профиль 2 рассчитывался по профилю касательного напряжения в пограничном слое.

$$k = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\sqrt{(\tau_x)^2 + (\tau_y)^2}}{\sqrt{\left(\frac{du}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dz}\right)^2}}. \quad (5)$$

Профиль касательного напряжения автор определил следующим образом: уравнения движения после интегрирования по z могут быть записаны в виде

$$\tau_x = \tau_{0x} - \rho 2\omega_z \int_0^z v dz = k\rho \frac{du}{dz} \quad (6)$$

$$\tau_y = \tau_{0y} + \rho 2\omega_z \int_0^z (u - U_g) dz = k\rho \frac{dv}{dz}, \quad (7)$$

где τ — касательное напряжение; U_g — составляющая геострофического ветра по оси x , направленного по изобаре (при этом $V_g = 0$). Для определения τ_x и τ_y необходимо рассчитать τ_{0x} , τ_{0y} , U_g по известным профилям u и v . Величина τ_{0x} определяется из уравнения (6), по профилю $v(z)$ при условии, что $\tau_x = 0$. Такое условие выполняется в точке экстремума $u(z)$, где $\frac{du}{dz} = 0$. Если максимум u наблюдается в данном профиле на высоте z , то

$$\tau_{0x} = \rho 2\omega_z \int_0^z v dz. \quad (8)$$

Зная τ_{0x} , можно по профилю v рассчитывать профиль τ_x , но $\tau_{0y} = \tau_{0x} \operatorname{tg} \alpha_0$, где α_0 — угол между направлением геострофического ветра U_g и скоростью ветра у поверхности земли c .

Для высоты z_2 , где наблюдается максимум составляющей скорости v , уравнение (7) запишется

$$\tau_{0x} \operatorname{tg} \alpha_0 = -\rho 2\omega_z \int_0^{z_2} (u - U_g) dz,$$

отсюда

$$U_g = \frac{1}{z_1} \left(\int_0^{z_1} u dz + \operatorname{tg} \alpha_0 \int_0^{z_1} v dz \right).$$

Зная α_0 , можно рассчитать U_g , а следовательно, и весь профиль τ_y . Угол α_0 подбирался таким образом, чтобы рассчитанные значения k по уравнениям (6) и (7) получались одинаковыми.

Для «лейпцигского профиля» получилось $U_g = 17,5$ м/сек., $\alpha_0 = 26,7^\circ$, $\tau = 5,31$ дин/см².

Профиль 3 рассчитан по формуле, выраженной через геострофические отклонения $(c - C_g)$.

Поскольку $\frac{dC_g}{dz} = C_g = 0$ (нет термического ветра), то касательное напряжение можно выразить тоже через $(c - C_g)$. После несложных преобразований автор получил формулу для k

$$k = \frac{t_0 C_g \sin \alpha_0 - \rho 2\omega_z \int_0^z (c - C_g)^2 dz}{(c - C_g)^2 \frac{d\beta}{dz}}, \quad (9)$$

где t_0 — модуль касательного напряжения при $z=0$, C_g — модуль геострофического ветра, α — угол между геострофическим ветром и действительным ветром у земли, β — угол между векторами $(c - C_g)$ и $(-C_g)$.

Средний профиль из трех, рассчитанных по формулам (4), (5) и (9), автор называет характерным средним профилем (см. табл. 1).

Профиль 4 рассчитан в ГГО по лейпцигскому профилю по формуле Д. Л. Лайхтмана. Небольшие различия k , рассчитанных по разным формулам, дают возможность считать эти данные достоверными до порядка величины.

В 1964 г. Леттау и Хёбер [29] провели расчет k в пограничном слое при наличии адвекции. Выпускались шары-пилоты в Северном море с о-ва Гельголанд.

Величина $k(z)$ рассчитывалась так же, как и в предыдущей работе, по профилю касательного напряжения (5).

В этом случае расчет касательного напряжения усложняется, так как геострофический ветер меняется с высотой, а его составляющие нужно вычислять для всего пограничного слоя. Авторы полагают, что геострофический ветер меняется с высотой по линейному закону:

$$\begin{aligned} U &= U_0 + U'_0 z, \\ V &= V_0 + V'_0 z. \end{aligned} \quad (10)$$

Уравнения движения после интегрирования для этого случая имеют вид:

$$\tau_x = \tau_{0x} + 2\omega_z \rho \int_0^z (V - v) dz, \quad (11)$$

$$\tau_y = \tau_{0y} - 2\omega_z \rho \int_0^z (U - u) dz. \quad (12)$$

Для определения профилей геострофического ветра и касательного напряжения по действительному ветру авторы [29] находят удачный метод — выбирают антитриптическую систему координат. Направляя ось x по направлению наземного касательного напряжения, а следовательно, и параллельно наземному направлению ветра, авторы в уравнении (11) получают $\tau_{0x} = 0$. Теперь, имея на какой-то высоте z_1 экстремум составляющей скорости ветра u ($\tau_{xz_1} = A \frac{du}{dz} = 0$), авторы [29] получают возможность рассчитать величину V в точке z_1 по формуле (11).

Если кривая $u(z)$ имеет еще один экстремум в точке z_2 , то V в точке z_2 рассчитывается таким же образом. По двум значениям V определяется профиль $V(z)$. Если второго экстремума нет, то профиль V определяется экстраполяцией до поверхности земли линейного участка кривой $v(z)$. Предполагается, что линейный рост скорости ветра выше пограничного слоя, где влияние подстилающей поверхности ослабевает, обуславливается только термическим фактором. Если определен профиль V , то по уравнению (11) легко определяется весь профиль τ_x .

Для определения $U(z)$, τ_{0y} и $\tau_y(z)$ используется соотношение $\frac{\tau_x}{\tau_y} = \frac{u'}{v'}$ на высоте z^* , где τ_x достигает максимальной величины, равной τ_x^* .

$$\tau_y^* = \tau_x^* \left(\frac{v'}{u'} \right)^*.$$

Используя экстремум для u на высоте h ($\tau_{y,h} = 0$), получим из формулы (12)

$$\tau_{0y} = + 2\omega_z \rho \int_0^h (U - u) dz.$$

Теперь в уравнении (12) для уровня z^*

$$\tau_{y, z^*} = 2\omega_z \rho \int_{z^*}^h (U - u) dz.$$

неизвестно только U . На втором уровне U определяется по второму экстремуму для $u(z)$. Если нет второго экстремума, то по аналогии с V величина U определяется экстраполяцией до земли линейного участка профиля $u(z)$ выше пограничного слоя. Теперь все известно для определения $\tau_x(z)$ и $\tau_y(z)$, а следовательно, и для k .

Для шаропилотных наблюдений были выбраны дни, когда наблюдалась адвекция тепла (9/VIII—1960 г.) и адвекция холода (31/VIII 1960 г.); 19/VIII было выпущено после полудня шесть шаров-пилотов с интервалом 20—30 мин. Малое значение угла поворота определяется малой шероховатостью водной поверхности. Величина $k(z)$ имеет максимум на высоте 125 м, но он очень мал по величине ($5 \text{ м}^2/\text{сек.}$). 31/VIII было выпущено семь шаров-пилотов до полудня через 20—30 мин. До высоты 100 м наблюдалось левое вращение ветра (поворот на $1,5^\circ$), а выше — правое. По мнению автора, до 100 м на ветер оказывает влияние рельеф острова, а значения k , полученные выше 500 м, нереальны из-за больших погрешностей в определении $\frac{du}{dz}$ и $\frac{dv}{dz}$. Средние профили ветра и профили $k(z)$ даны на рис. 5.

Сравнение рассчитанных и действительных (U и V) выше пограничного слоя показывает, что их расчет методом экстраполяции неточен. Профили u и v построены только до 600 м, а линейные участки $u(z)$ и $v(z)$ плохо выражены.

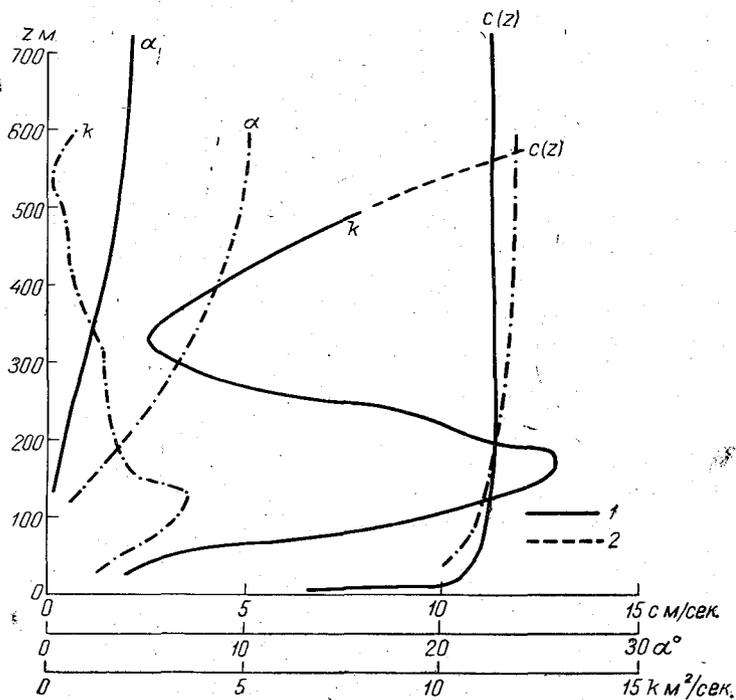


Рис. 5. Профили ветра и коэффициента турбулентности.

1 — при адвекции холода, 2 — при адвекции тепла.

Кроме того, при расчете ветра на высоте $(z_* + h)$ Леттау и Хёбер считают, что в промежутке от z_* до h скорость u меняется по линейному закону. Вероятно, точнее вычислять $\int_{z_*}^h u dz$ графически.

Все это позволяет оценивать результаты расчета $k(z)$ как качественные с точностью до порядка величины.

В 1964 г. Е. О. Холопайнен по шести аэрологическим станциям получил осредненные данные по площади и по времени за три месяца (сентябрь, октябрь, ноябрь), достаточные для расчета силы трения на разных уровнях в пограничном слое. Сила трения рассчитывалась из уравнений движения, записанных в сферических координатах и проинтегрированных по площади и по времени.

Предполагая, что касательное напряжение обусловлено силой трения

$$\begin{aligned} \overline{F}_\lambda &= \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \overline{\tau}_\lambda}{\partial z} = -g \frac{\partial \overline{\tau}_\lambda}{\partial p}, \\ \overline{F}_\varphi &= \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \overline{\tau}_\varphi}{\partial z} = -g \frac{\partial \overline{\tau}_\varphi}{\partial p}, \end{aligned} \quad (13)$$

автор определяет по формулам (13) зональное τ_λ и меридиональное τ_φ касательные напряжения (черта над символом означает осреднение по площади, а дуга — осреднение по времени).

Касательное напряжение у земли рассчитывалось по формулам:

$$\begin{aligned} \overline{\tau}_{\lambda_0} &= \rho_0 c^2 \frac{\overline{u_0}}{v} \overline{V_{g_0}^2}, \\ \overline{\tau}_{\varphi_0} &= \rho_0 c^2 \frac{\overline{v_0}}{v} \overline{V_{g_0}^2}. \end{aligned}$$

Безразмерная константа c принималась равной $1,1 \cdot 10^{-3}$ (осреднение данных проводилось по площади, включающей сушу и море).

Автор получил

$$\overline{\tau}_{\lambda_0} = 1,3 \text{ дин/см}^2; \quad \overline{\tau}_{\varphi_0} = 1,3 \text{ дин/см}^2.$$

Предполагая, что зональные и меридиональные компоненты среднего напряжения пропорциональны вертикальному сдвигу соответствующей компоненты скорости ветра, автор получает возможность определения коэффициента турбулентности из выражений:

$$\begin{aligned} \overline{\tau}_\lambda &= -g \rho^2 k_\lambda \frac{\partial \overline{u}}{\partial p}, \\ \overline{\tau}_\varphi &= g \rho^2 k_\varphi \frac{\partial \overline{v}}{\partial p}. \end{aligned}$$

В табл. 2 приводятся значения $\overline{\tau}$ и k .

	1000	950	900	850	800	750	700
Давление, мб	1000	950	900	850	800	750	700
Высота, м	0	400	800	1200	1600	2000	2400
$\overline{\tau}_\lambda$ дин/см ²	1,3	1,1	0,6	0,3	0,1	0,1	0,1
k_λ м ² /сек	—	—	17	11	7	5	4
$\overline{\tau}_\varphi$ дин/см ²	1,3	-0,9	-1,4	-1,2	-0,8	-0,4	0,0
k_φ м ² /сек	—	—	210	260	420	410	0

Автор работы [27] считает, что k_λ лучше соответствует обычным представлениям о величине коэффициента турбулентности вязкости в атмосфере. Завышенные значения k_φ автор объясняет тем, что при таком расчете τ учитываются не только мелкомасштабные вихри, обуславливающие напряжение Рейнольдса, но и крупномасштабные вихри (синоптического характера).

По наблюдениям выявлено, что южный поток воздуха всегда более завихренный, чем западный, поэтому эффект крупных вихрей сказался больше на меридианальной составляющей касательного напряжения.

Вертикальные профили обеих составляющих k имеют максимумы. Максимум k_λ находится на высоте около 800 м, а k_φ — на высоте около 1500 м.

В работе М. И. Рузина [14] изложены четыре метода расчета $k(z)$ в пограничном слое по известному профилю ветра и полю давления. Общее во всех четырех методах то, что формула для k выводится из уравнений движения с учетом термического ветра и нестационарности. Автор получает семь различных формул для k , частными случаями которых при пренебрежении нестационарностью и изменением геострофического ветра с высотой являются формулы Сольберга, Фьельстадта, Лайхтмана.

Расчеты k с учетом термического ветра и нестационарности очень громоздки. Для упрощения метода определения k автор предлагает разбить пограничный слой на ряд слоев, в которых k можно считать постоянным. Рассчитанные для такого слоя значения k относятся к середине слоя. По этим точкам строится профиль k . При $z=0$ k полагается равным 0.

Уравнение движения при выводе формулы для k записывается в виде

$$k \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} - ilc = il \left(c_g + \frac{i}{l} \frac{dc}{dt} \right),$$

$$\text{где } c = u + iv; c_g = U_g + iV_g; l = 2 \omega_z$$

Правая часть уравнения считается известной функцией координат и времени. В результате довольно громоздких выкладок автор получает формулы для k :

$$k = \frac{\omega_z}{\text{tg}^2 \vartheta_1}, \quad (14)$$

$$k = \frac{4\omega_z}{\text{tg}^2 \vartheta_2}, \quad (15)$$

где ϑ_1 и ϑ_2 — углы наклона к осям абсцисс прямых $F_1(z)$ и $F_2(z)$

$$F_1(z) = \text{arctg} \left(-\frac{R_x + \delta_x}{R_y + \delta_y} \right),$$

$$F_2(z) = \ln \frac{1}{r^2} [(R_x + \delta_x)^2 + (R_y + \delta_y)^2],$$

где R_x , R_y , δ_x и δ_y — в свою очередь сложные функции от k . Расчет k проводится методом последовательных приближений.

Расчеты $k(z)$ по всем полученным в работе формулам проводились на материале шаропилотных наблюдений в Воейково, в 1958 г. [1] (72 случая). Использовались также синоптические карты и карты барической топографии. Значения k , полученные по разным формулам, иногда отличаются на порядок. Ход его с высотой разнообразный. Иногда k получается отрицательным, особенно в верхнем слое. Предварительные вы-

числения $k(z)$ позволили выбрать для основных расчетов формулы (14) и (15). Все 72 случая наблюдений были разбиты на три группы по состоянию стратификации и на 12 групп (I—XII) по направлению ветра.

Профили $k(z)$ вычислялись по средним профилям ветра для каждой группы.

Пограничный слой разбивался на три слоя: первый от 50 до 400—1000 м, второй от 400—1000 до 600—2000 м, третий представляет собой сумму первого и второго слоев. Профиль $k(z)$ приводился по трем точкам.

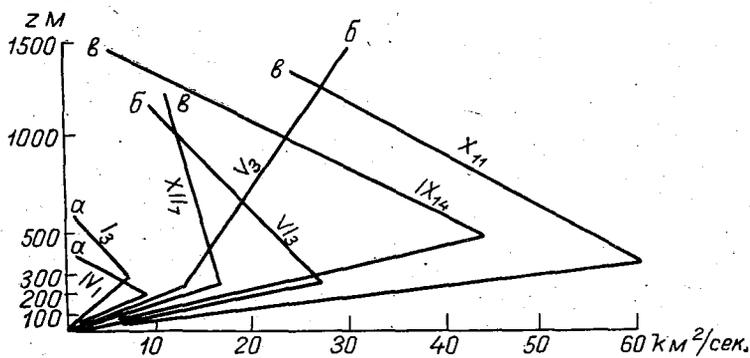


Рис. 6. Профили коэффициента турбулентности, рассчитанные по формуле (14).

а) $\bar{\gamma} = -0,9^\circ/100$ м; б) $\bar{\gamma} = -0,6^\circ/100$ м; в) $\bar{\gamma} = 0,6^\circ/100$ м.

На рис. 6 нанесены различные профили k : а) устойчивое состояние (инверсия до 500 м, $\bar{\gamma} = -0,9^\circ/100$); б) устойчивое состояние (инверсия до 1000 м, $\bar{\gamma} = 0,6^\circ/100$ м); в) падение температуры с высотой во всем пограничном слое ($\bar{\gamma} = +0,6^\circ/100$ м). Каждая кривая k соответствует определенному направлению ветра. Цифра рядом с номером кривой означает число случаев осреднения.

Очевидно, что с ростом неустойчивости растет величина k и высота ее максимума. При расчете этих примеров нестационарность процессов не учитывалась и $F_1(z)$ и $F_2(z)$ рассчитывались по упрощенным формулам:

$$F_1(z) = \arctg \frac{v - V_g}{u - U_g},$$

$$F_2(z) = \ln[(u - U_g)^2 + (v - V_g)^2].$$

Определение $k(z)$ по температурным данным в пограничном слое

Совершенно с других позиций попытался определить вид $k(z)$ Эллиот в 1964 г. [31]. Он определял коэффициент турбулентности для переноса тепла k_H . В основу своей работы он положил гипотезу Пристли о постоянстве по высоте суммы турбулентного и радиационного потоков тепла в нижних нескольких десятках метров. Измеряя действительные изменения температуры воздуха и вычитая из них изменения температуры за счет дивергенции радиационного потока, рассчитанного по методу Фанка, он определял поток тепла за счет турбулентности на разных высотах

$$Q_{\text{турб}} = Q_0 + \rho c_p \int_0^z \left[\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{дейст}} - \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{рад}} \right] dz,$$

где Q_0 — турбулентный поток у земли, равный разнице между радиационным балансом и потоком тепла в почву.

Наблюдения проводились через каждые два часа ночью (от 20 ч. 30 м. до 4 ч. 30 м.) и днем (10 ч. 30 м., 12 ч. 30 м., 14 ч. 30 м.) в прериях штата Небраска, начиная с 4 ч. 30 м. 31 августа до 10 ч. 30 м. 1 сентября 1963 г. при умеренной влажности без облачности при сильных ветрах (днем 10 м/сек., ночью 6—7 м/сек.). Адвективных изменений температуры при этом не наблюдалось.

Вследствие сильного ветра условия были близки к равновесным: на высоте 1 м R_i равно днем — 0,03, ночью +0,015; k рассчитывалось по формуле

$$k_H = \frac{Q}{\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a \right)} \quad (16)$$

На рис. 7 точками изображен профиль k_H средний для ночных подъемов. Максимальная величина k_H равна $3 \text{ м}^2/\text{сек.}$ на высоте 55 м. Поскольку отношение k_H/k_m всегда считалось независимым от высоты (k_m — коэффициент турбулентности для количества движения), то k_m может отличаться по величине от k_H , но профиль k_m должен быть подобен профилю k_H .

Автор указывает, что дневные расчеты (с большим разбросом вследствие влияния коротковолновой радиации) подобны ночным.

В работе Уонга и Брундиджа [33] были рассчитаны профили коэффициента турбулентности по данным о распределении температуры по высоте и по времени, полученным по непрерывным наблюдениям на мачте высотой 430 м в Кедар Хилл в Техасе.

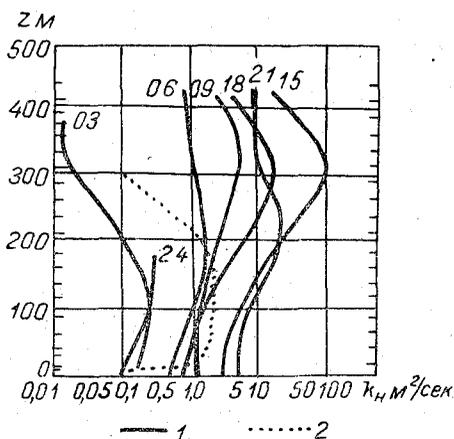


Рис. 7. Изменение k_H по высоте и по времени 3—4/VIII 1948 г. по расчетам Уонга и Брундиджа (1) и Эллиотта (2).

Уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left[k_H \rho \frac{\partial \theta}{\partial z} \right] \quad (16)$$

записывалось в конечных разностях по времени и высоте. Температура по времени осреднялась за час, причем каждый последующий часовой интервал перекрывал на 30 минут предыдущий. Получалось 47 осредненных часовых значений температуры за сутки. При сглаживании профилей исключались только мелкомасштабные флюктуации температуры. По высоте было выбрано 18 уровней.

По уравнению (16) были рассчитаны величины $k_H(z)$ через три часа для 12 суток, выбранных в разные сезоны при различной синоптической обстановке. Чтобы исключить влияние адвекции, отбирались случаи со слабым ветром без облачности.

Расчеты показали, что k_H имеет хорошо выраженные суточные и сезонные колебания. Максимальных величин k_H достигает весной, минимальных — осенью. На рис. 7 приведен пример суточного изменения профиля k_H 4/VIII 1948 г.

В нижнем слое в течение всех суток k_H растет с высотой до $k_{\text{макс}}$, а выше убывает. Ночью максимум k_H расположен на высоте 100—200 м, днем — на высоте 300—400 м. Величина k_H меняется в течение суток на три порядка (от 0,1 м²/сек. ночью до 100 м²/сек. днем).

Подобного типа расчеты были сделаны ранее (1950 г.) Джином и Герхардом [34]. Коэффициент турбулентности для переноса тепла k_H определялся из уравнения теплопроводности (16), проинтегрированного по высоте,

$$k_H(z) = \left[L_0 - \int_0^z c_p \rho \frac{d\theta}{dt} dz \right] \left(c_p \rho \frac{d\theta}{dz} \right)^{-1},$$

где L_0 — поток тепла у земной поверхности ($z=0$).

Величина L_0 определялась по экспериментальному графику $L_0 \approx c(T_{\text{почвы}} - T_{z_1})$, предложенному Леттау, по известному суточному ходу величины $(T_{\text{почвы}} - T_{z_1})$.

По осредненным и сглаженным значениям $\theta(z, t)$ были рассчитаны профили $k_H(z)$ до высоты 70 м через каждые три часа за 3, 4/VIII и 28/IX 1948 г. для того же пункта, что и в работе [33]. В ночные часы профили k_H в августе имеют максимумы на высоте 30—40 м. Днем k_H непрерывно растет (максимум, вероятно, выше 70 м). В сентябре в ночные часы k_H убывает с высотой. Авторы [34] предполагают, что максимум k_H в этом случае расположен ниже 5 м, где k_H не рассчитывалось. По величине k_H меняется в течение суток от 0,5 м²/сек. ночью до 100 м²/сек. днем (на высоте 50 м).

В работе Коулинга и Уайта [35] определялось отношение $\frac{k_{H_2}}{k_{H_1}}$ для различной толщины слоев воздуха также по уравнению (16), проинтегрированному по высоте,

$$k_{H_2} \left(\frac{d\theta}{dz} \right)_2 - k_{H_1} \left(\frac{d\theta}{dz} \right)_1 = \int_{z_1}^{z_2} \frac{d\theta}{dt} dz \quad z_2 > z_1.$$

По измеренным значениям $\frac{d\theta}{dz}$ и $\frac{d\theta}{dt}$ были определены отношения $\frac{k_{H_2}}{k_{H_1}}$ для шести различных случаев распределения температуры с высотой и со временем. В табл. 3 приводится значение $\frac{k_{H_2}}{k_{H_1}}$ для случая, когда температура падала с высотой во всем слое до 87 м и росла со временем. В этом случае $\left(\frac{d\theta}{dz_{1,2}} < 0; \frac{d\theta}{dt} > 0 \right)$. Следовательно,

$$\frac{k_{H_2}}{k_{H_1}} < \frac{d\theta}{dz_1} / \frac{d\theta}{dz_{1,2}}.$$

За z_1 принималась высота 1,2 м.

Таблица 3

Время, часы	z_2 м				
	1,2	12,0	30,0	57,0	87,0
10	1	17	70	106	224
12	1	11	60	87	150
14	1	10	65	76	58
20	1	6,2	14	26	46
24	1	4,5	8,6	12,5	23,4

Из таблицы видно, что k_H во все сроки растет с высотой до 87 м. Наибольший рост наблюдается утром в 10 часов, наименьший — в ночные часы.

В подобных работах, где для расчета коэффициента турбулентности используются изменения температуры по времени, учитываются два основных фактора, определяющих вертикальный перенос тепла (турбулентный и радиационный). Если для расчетов k_H отбираются случаи без адвекции, то полученные значения k_H содержат ошибки только за счет качества используемых экспериментальных данных.

Вероятно, полученные в этих работах величины k_H представляют интерес как в качественном, так и в количественном отношении.

Определение $k(z)$ по структурным данным

Имеется целый ряд работ, в которых профиль k определяется по структурным данным.

1. По данным о вертикальной скорости ветра k рассчитывается по формуле Гессельберга

$$k = \frac{\overline{w^2} \tau_w}{2}, \quad (17)$$

где \overline{w} — среднее значение вертикальной скорости на уровне z , τ_w — среднее время существования w одного знака. Этот метод был использован П. А. Воронцовым при расчете $k(z)$ по данным уравновешенных шаров-пилотов.

2. По данным вертикальных и горизонтальных пульсаций скорости ветра:

а) по формуле Е. С. Ляпина

$$k = \frac{\overline{w'}^2 \tau_w \overline{u}}{2 \overline{u'}^2}, \quad (18)$$

$\overline{w'}$, $\overline{u'}$ — средние пульсации скорости, \overline{u} — средняя скорость воздушного потока,

б) по формуле Л. Т. Матвеева

$$k = \frac{\overline{w'^2}}{dc/dz}, \quad (19)$$

где c — вектор скорости ветра.

3. По вертикальным перегрузкам центра тяжести самолета:

а) по формуле Матвеева

$$k = \frac{G/s \tau_w}{\rho c_y^2} |\Delta \overline{n}|, \quad (20)$$

где $|\Delta \overline{n}|$ — средняя абсолютная величина вертикальной перегрузки самолета, G/s — удельная нагрузка на несущие поверхности, c_y^2 — производная от коэффициента подъема силы по углу атаки;

б) по формуле Дубова

$$k = \frac{\overline{w'^2} \overline{v} \tau_w}{2 \overline{u'}^2}, \quad (21)$$

где $\overline{w'}$ и $\overline{u'}$ — средняя по модулю вертикальная и горизонтальная составляющие порывов ветра, \overline{v} — скорость самолета.

При предположении изотропности турбулентности ($\frac{w'}{u'} = 1$) формула (21) принимает вид

$$k = \frac{w' \bar{v} \tau_w}{2}, \quad (22)$$

Для короткопериодного участка спектра турбулентности

$$k = \frac{b \Delta n \bar{v} \tau_w}{2}, \quad (23)$$

где b — коэффициент, зависящий от аэродинамических характеристик самолета; Δn — ускорение центра тяжести самолета.

В работах А. С. Дубова [5], П. А. Воронцова [2], Л. Т. Матвеева [9, 10], М. А. Германа [3], А. Р. Константинова и др. получены профили самых разнообразных форм в зависимости от температурной стратификации воздуха при наличии облачности, туманов и глубоких инверсий.

Таблица 4

Время, час. мин.	Высота, м				
	100	200	300	1000	2000
5 58	3,1	1,5	2,3	0,4	2,4
10 35	8,9	6,5	7,5	8,2	2,2
14 15	5,1	9,0	7,4	8,2	9,5

В табл. 4 помещены данные k м²/сек. по перегрузкам самолета (формула 22), полученные Дубовым по наблюдениям в районе Тбилиси 20/VII 1947 г.

Как отмечает Дубов, значения k сильно занижены, что заставляет сомневаться также и в достоверности профиля k .

Л. Т. Матвеев получил профили k по материалам самолетного зондирования в июле 1956 г. [10] в районе оз. Севан. Значение k рассчитывалось по формуле (19). Результаты расчетов помещены на рис. 8. Характер вертикального распределения среднего значения k над водной поверхностью отличен от профиля k над сушей. Выше 50 м k практически не меняется. Автор предполагает, что уровень максимума k лежит над озером ниже 50 м.

Профили k по отдельным подъемам также имеют максимумы на высотах 200—300 м.

Н. З. Пинус [13] по материалам полетов самолета ЛИ-2 над равнин-

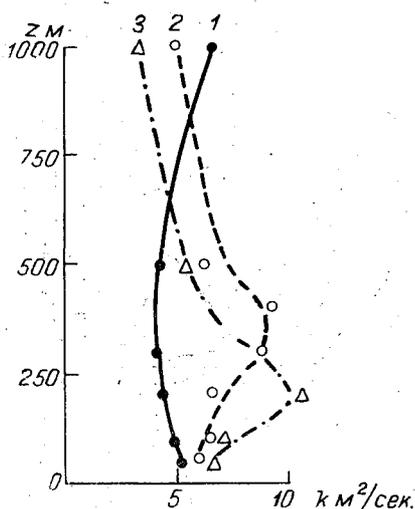


Рис. 8. Средние профили коэффициента турбулентности в районе оз. Севан
1 — Малый Севан, 2 — суша, 3 — пос. Севан.

ной местностью в районе Запорожья получил профили k по формуле Ляпина — Дубова, уточненной Германсм и Дубовым

$$k = \frac{b \tau (\Delta n)}{2 \frac{\rho_z}{\rho_0} \eta}, \quad (24)$$

где η — учитывает передаточную функцию самолета для возмущений различных частот. При расчете k предполагалось, что турбулентность обуславливается возмущениями средней частоты. Каждое значение k определялось для времени полета, равного примерно 1 минуте. Затем k осреднялось для всей площадки полета. Полеты проводились при различной термической стратификации при сравнительно сильном ветре в безоблачную погоду.

Полученные пространственные разрезы пограничного слоя атмосферы показали, что «мгновенное» пространственное распределение турбулентности имеет «ядерную» структуру и что распространение турбулентности по вертикали осуществляется путем «прорыва» вверх отдельных «ядер».

Из рис. 9 видно, что в утренние часы (кривая 2 и 3) турбулентность максимальная на высоте 50 м, а выше убывает до 400 м. Днем (кривая 1) максимум k смещается выше. Автор считает, что первый максимум k обусловлен динамическими причинами (близостью подстилающей поверхности), а второй — температурной стратификацией. Максимумы k в основном совпадают с максимальным падением температуры с высотой. В слоях инверсии k убывает.

Многочисленные расчеты $k(z)$ проводились Воронцовым по формуле Ляпина на материале аэростатных подъемов в Пахта-Арале, Днепропетровске, Каменной Степи, Воейкове и г. Советск. К сожалению, эти расчеты проведены в основном только до высоты 300 м.

На рис. 10 приведены профили k для ст. Воейково в различные часы суток.

В заключение приведем профиль величины $\frac{k}{v_* \delta}$, полученный над плоскостной пластинкой при обдуве ее в аэродинамической трубе (рис. 11). Профиль $\frac{k}{v_* \delta}$ имеет максимум на высоте, равной $0,3 \delta$. При среднем значении высоты пограничного слоя δ , равной 800—1000 м, высота максимума $\frac{k}{v_* \delta}$ равна около 200—

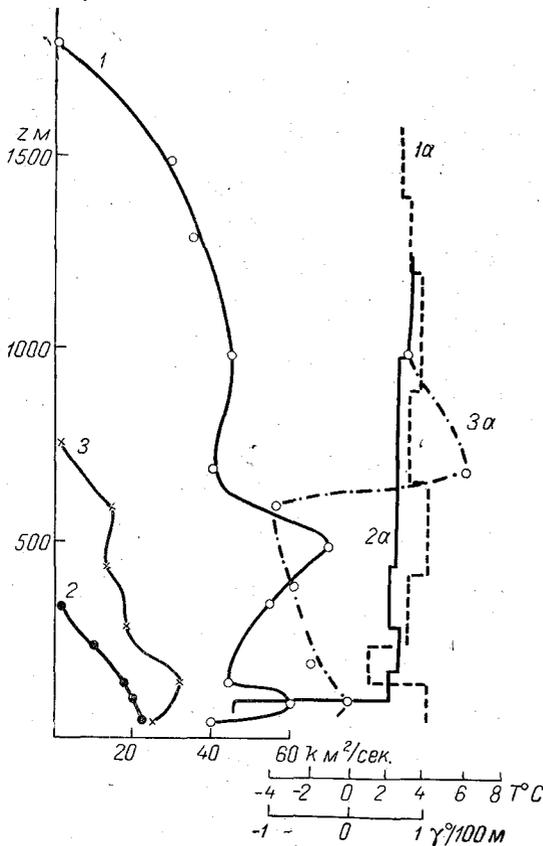


Рис. 9. Профили коэффициента турбулентности (1, 2, 3), вертикального градиента температуры (1а и 2а) и температуры (3а).

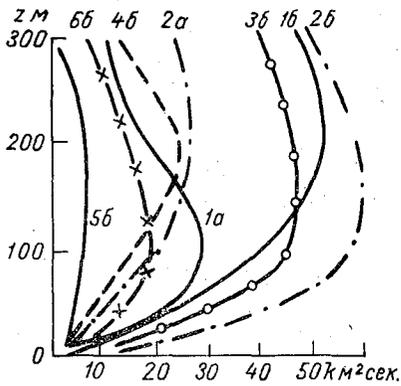


Рис. 10. Профили коэффициента турбулентности над Воейково, рассчитанные по формуле Ляпина. а — холодный период, б — теплый период; 1) 6—10 час., 2) 10—14 час., 3) 14—18 час., 4) 18—22 час., 5) 22—2 час., 6) 2—6 час.

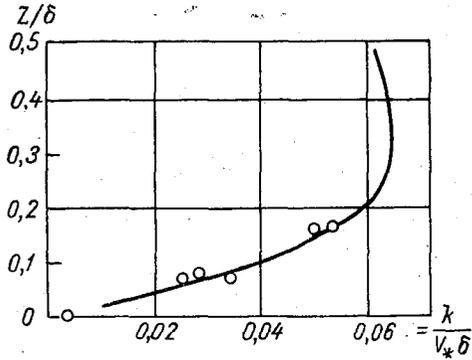


Рис. 11. Профиль коэффициента турбулентности над плоской пластиной.

300 м. Точки, нанесенные на кривую, дают величину $\frac{k}{v_*\delta}$, рассчитанную по формуле (25) по данным наблюдений на мачте ИПГ.

$$k = \frac{\epsilon}{\left(\frac{du}{dz}\right)^2}, \quad (25)$$

где ϵ — диссипация энергии турбулентности (рассчитывалась по структурным измерениям).

Анализ всех изложенных работ показал, что на настоящем этапе исследования распределения коэффициента турбулентности в пограничном слое атмосферы можно говорить только о качественных результатах.

Расчеты $k(z)$ в пограничном слое производятся с большими погрешностями. Все методы определения $k(z)$ по профилю действительного ветра дают большие погрешности в вычислении k , особенно в слое, где ветер слабо меняется с высотой. Кроме того, большими недостатками этих методов являются жесткие ограничения при выборе экспериментального материала, так как формулы для расчета k применимы для условий стационарности, однородности потока над сравнительно однородной подстилающей поверхностью. Такие условия редко наблюдаются в действительности. Значение k по таким данным не характеризует режима турбулентности в реальной атмосфере.

Структурные методы в этом отношении совершеннее. Для расчета k могут использоваться наблюдения, проведенные в любых условиях. Но в этих методах есть свои недостатки. Не ясно, за какой период нужно осреднять пульсации, чтобы получить реальные характеристики турбулентности. Осреднение данных за периоды 30 и 60 сек. дает существенно разные значения k [2].

При предположении изотропности турбулентности ($\frac{w_1}{u_1} = 1$) получается погрешность в определении k порядка 20—25% [2]. Большим недостатком этих методов является несовершенство

Таблица 5

z,	100	200	300
k м²/сек. (по длиннопериодным пульсациям)	30	43	48
k м²/сек. (по короткопериодным пульсациям)	2,4	4,4	5,5

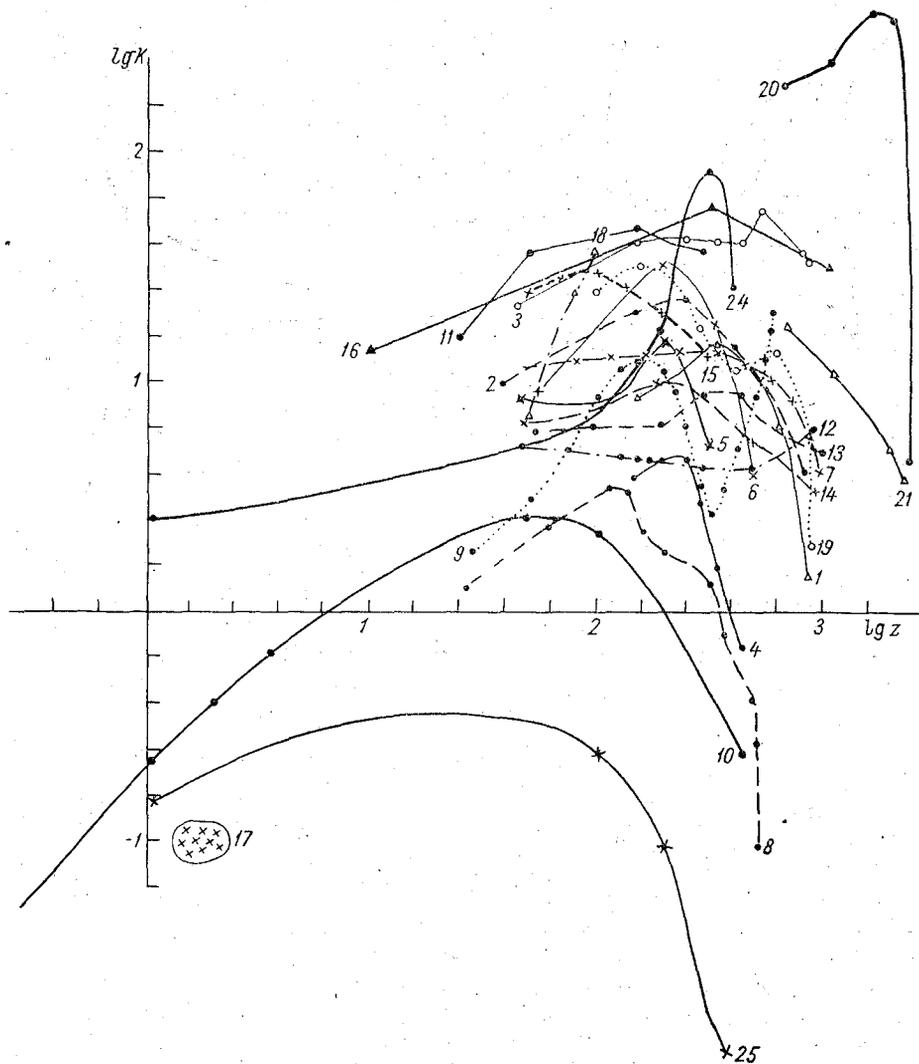


Рис. 12. Зависимость коэффициента турбулентности от высоты по данным Чуриновой (1—4), Мильднера (5—6), Леттау (7). Леттау и Хебера (8, 9), Эллиотта (10), Воронцова (11, 15), Матвеева (12—14), Рузина (16), Милина (17), Мушенко (18), Пинуса (19), Холопайнена (20 для k_s , 21 для k_λ), Джина и Герхарда (24 для k_H в 15 часов, 25 для k_H в 3 часа).

ность измерительной техники. Существующие приборы регистрируют вихри, наблюдающиеся в данный момент, далеко не всех размеров. Поэтому полученные величины k не отражают действительного режима турбулентности в атмосфере. Зависимость величины k от измеряемого спектра турбулентности очень сильна. В работе М. П. Чуриновой [16] проведен расчет k по данным длиннопериодных и короткопериодных пульсаций (табл. 5). Полученные величины k различаются на порядок.

На основании вышеизложенных работ можно сказать, что функция $k(z)$ в большинстве случаев имеет следующий вид: коэффициент турбулентности растет в нижнем слое, имеет максимум, а затем убывает до

верхней границы пограничного слоя. Это хорошо видно на сводном графике $k(z)$ (рис. 12). Отчетливо прослеживается зависимость высоты максимальных значений k от величины самого k : в условиях развитой турбулентности максимум k смещается в верхние слои воздуха.

В условиях сложного температурного расслоения вид k , вероятно, может быть самый разнообразный. Сильное влияние на k температурной стратификации, шероховатости подстилающей поверхности и геострофического ветра не позволяет выявить универсальный закон изменения k с высотой. Этот закон, вероятно, можно искать не для k , а для какой-то комбинации величин k , $\frac{\partial T}{\partial z}$, z_0 , V_g и т. д.

Приведенные экспериментальные материалы, как правило, не содержат всего комплекса этих элементов, поэтому обобщить их и построить универсальные зависимости не представилось возможности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Болдырева Н. А., Рузин М. И., Савельева Т. А. Некоторые результаты вычисления коэффициента турбулентного обмена в пограничном слое. Тр. ЛГМИ, вып. 15, 1963.
2. Воронцов П. А. Аэрологические исследования пограничного слоя атмосферы. Гидрометеоздат, 1960.
3. Герман М. А. О турбулентном обмене в облаках. Метеорология и гидрология, № 10, 1963.
4. Дмитриев А. А. О некоторых результатах исследований нижнего слоя атмосферы на метеорологической вышке. Тр. ВНМС, т. VII, 1963.
5. Дубов А. С. Определение коэффициента турбулентности по ускорению самолета. Тр. ГГО, вып. 98, 1959.
6. Иванов В. Н., Волковицкая З. Н. Некоторые характеристики структуры пограничного слоя атмосферы. Тр. ИПГ, вып. 2, 1965.
7. Иванов В. Н., Клинов Ф. Л. О некоторых характеристиках ветрового поля в нижнем 300-метровом слое атмосферы. Тр. ВНМС, т. VII, 1963.
- ✓ 8. Кашин К. Н. Зависимость коэффициента турбулентности в пограничном слое от высоты. Метеорология и гидрология, № 7—8, 1939.
9. Матвеев Л. Т. Структурные функции вертикальной скорости воздушного потока и новый способ расчета коэффициента турбулентности в свободной атмосфере. Тр. ГГО, вып. 78, 1958.
10. Матвеев Л. Т. Исследование турбулентной структуры воздушного потока в районе оз. Севан с помощью самолета. Тр. ГГО, вып. 78, 1958.
11. Милин В. Б. Новые методы определения коэффициента турбулентности в приземном слое воздуха по атмосферно-электрическим характеристикам. Тр. ГГО, вып. 53, 1955.
12. Мушенко П. М. Сопоставление характеристик атмосферной турбулентности, полученных с помощью автоматического интегрального пульсационметра (АИП) и методом мгновенных дымопусков. Тр. ЛГМИ, вып. 15, 1963.
13. Пиус Н. З. Некоторые особенности развития турбулентности над равнинной местностью. Изв. АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, т. 1, № 3, 1965.
14. Рузин М. И. Определение коэффициента турбулентности в пограничном слое атмосферы. Тр. ЛГМИ, вып. 15, 1963.
- ✓ 15. Чуринова М. П. Некоторые данные о коэффициенте турбулентности в свободной атмосфере. Тр. ГГО, вып. 28, 1951.
16. Чуринова М. П. Определение коэффициента турбулентности над оазисом (Пахта-Арал) и полупустыней (Голодная Степь) по аэрологическим наблюдениям. Тр. ГГО, вып. 39, 1953.
17. Монин А. С. Динамическая турбулентность в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. 14, № 3, 1950.
18. Зилитинкевич С. С. и Лайхтман Д. Л. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы. Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, т. 1, № 2, 1965.
- ✓ 19. Рузин М. И. Вертикальный профиль коэффициента турбулентности в пограничном слое атмосферы. Тр. ВНМС, т. VII, 1963.

20. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеониздат Л., 1961.
21. Ключникова Л. А., Лайхтман Д. Л., Цейтин Г. Х. К вопросу о расчете вертикального профиля ветра в пограничном слое атмосферы. Тр. ГГО, вып. 167, 1965.
22. Матвеев Л. Т. К установлению профиля коэффициента турбулентности в приземном слое воздуха. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1960.
23. Blackadar A. K. The distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. J. Geophys. Res., vol. 67, No 8, 1962.
24. Lettay H. H. Theoretical wind spirals in the boundary layer of a barotropic atmosphere. Beitr. Phys. Atm., Bd 35, No 3, 4, 1962.
25. Sharon S. Wu. A study of heat transfer coefficients in the lowest 400 meters of the atmosphere. J. Geophys. Res., vol. 70, No 8, 1965.
- ✓ 26. Estoque M. A. numerical model of the atmospheric boundary layer. J. Geophys. Res., vol. 68, No 4, 1964.
27. Holopainen E. O. Investigation of friction and diabatic processes in the atmosphere. Comment. Phys-Math Soc. Sci. Fennica, vol. 29, No 9, 1964.
- ✓ 28. Lettay H. H. A reexamination of the Leipzig wind profile considering some relations between wind and turbulence in the frictional layer. Tellus, vol. 2, No 2, 1950.
- ✓ 29. Lettay H. H., Hoeber H. Über die Bestimmung der Höhenverteilung von Schubspannung und Austauschkoefizient in der atmosphärischen Reibungsschicht. Beitrage zur Physik der Atmosphäre. Bd 37, 1964.
- ✓ 30. Mildner P. Über die Reibung in einer spiraelen Luftmasse in den untersten schichten der Atmosphäre. Beitrage zur Physik der freien Atmosphäre. Bd XIX, 1932.
31. Elliott W. P. The height variation of vertical heat flux near the ground. Q. J. Roy. Met. Soc., vol. 90, No 385, J1, 1964.
32. Angell J. K. Use Of tetroons to investigate the kinematics and dynamics of the planetary boundary layer. Monthly weather Rew., vol. 92 No 10, Oct., 1964.
33. Wong E. Y. J., Brundidge K. C. Vertical and Temporal distributions of the heat conductivity and flux. J. Atm. Sci., vol. 23, No 2, 1966.
34. Jehn K. H., Gerhard J. R. A preliminary study of the eddy transfer of heat near the earth's surface. I. Met., No. 7, 1950.
35. Cowling T. Q., White A. The eddy diffusivity and the temperature of the lower layers of the atmosphere. Q. L Met. Soc., vol. 67, 1941.

ВЛИЯНИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ НА НАРАСТАНИЕ ЛЬДА

Рассматривается совместная задача о трансформации воздушной массы и нарастании льда. Получены формулы, позволяющие рассчитывать изменение толщины льда на разных расстояниях от берега и приведены некоторые примеры расчета. Оценивается влияние отдельных факторов на скорость ледообразования.

Имеется большое число исследований, относящихся к вопросам ледообразования, начало которым положили выполненные еще в прошлом веке работы К. Вайпрехта и Ю. Стефана. К. Вайпрехт эмпирически, а Ю. Стефан теоретически получили для толщины льда δ аналогичные зависимости вида

$$\delta = \sqrt{\alpha \sum T}, \quad (1)$$

где α — некоторый коэффициент пропорциональности.

И в большинстве последующих работ основным параметром, определяющим толщину льда, является сумма отрицательных температур воздуха или поверхности льда за рассматриваемый период ($\sum T$). Но, как указывал еще Стефан, нарастание льда представляет собой значительно более сложный процесс. На него оказывают влияние самые разнообразные гидрометеорологические факторы. Этим объясняется появление целого ряда работ, в которых авторы пытаются учесть не только температуру воздуха, но и мощность снежного покрова, поток тепла из воды к нижней поверхности льда, скорость ветра, облачность, скорость течения в водоеме, количество оттепелей, теплообмен водной толщи с грунтом, наличие шуги или сала и т. д. В большинстве этих работ считаются известными либо температура воздуха или поверхности льда, либо поток тепла в воздух, либо составляющие теплового баланса на верхней поверхности льда [1, 4, 6, 9, 14, 23, 26, 28, 29, 30]. Но совершенно ясно, что термический режим нижнего слоя воздуха и процесс ледообразования тесно связаны между собой и взаимно влияют друг на друга. Поэтому необходимо рассматривать нарастание льда вместе с трансформацией воздушной массы, привлекая в качестве граничного условия уравнение теплового баланса на верхней границе снежно-ледяного покрова. При этом для получения картины близкой к реальному процессу в первую очередь необходимо учитывать снежный покров и поток тепла из воды [5, 9, 15, 19, 20, 24, 25].

При рассмотрении ледообразования на море существенной может оказаться также зависимость теплофизических характеристик льда от его температуры и солености [2, 6, 9, 31]. Все эти факторы попытался учесть Ю. П. Доронин [2] при решении задачи о нарастании многолетнего льда в районах Центральной Арктики. В дальнейшем по полученным формулам автором построены номограммы, позволяющие достаточно быстро производить необходимые расчеты [3]. В своей работе Доронин для нижнего слоя воздуха решает стационарное и без учета адвективного члена уравнение теплопроводности. Для Центральной Арктики такая постановка вопроса, по-видимому, вполне правомерна. Но в прибрежных районах, особенно в конце осени — начале зимы, между берегом и поверхностью водоема могут наблюдаться большие градиенты температуры. Поэтому необходимо, кроме турбулентного теплообмена, учитывать также адвективный член в уравнении теплопроводности для нижнего слоя воздуха, что и сделано в рассматриваемой здесь задаче.

При учете потока тепла из воды для толщины льда получается нелинейное дифференциальное уравнение и расчет приходится проводить методом последовательных приближений. Поэтому, видимо, имеет смысл не рассматривать уравнение теплопроводности снега, а высоту снежного покрова, которая может быть функцией времени и расстояния, учитывать при последовательных приближениях, необходимых для определения толщины льда. Если процесс в снежном покрове близок к стационарному, то такой подход, практически не снижая точности расчетов, значительно упрощает систему исходных уравнений.

Для получения решения в аналитическом виде соленость льда приходится брать средней по глубине. Поэтому в данной работе и влияние солености на скорость нарастания льда и обратное влияние [27, 31, 33] учитываются опять-таки при последовательных приближениях. Можно думать, что такой приближенный метод учета влияния солености на теплофизические характеристики в значительной степени оправдывается существенным упрощением решения задачи.

При рассмотрении задач о нарастании льда снежный покров рассматривается обычно только как теплоизолирующий слой. В реальных условиях высота и плотность, а следовательно, и теплофизические характеристики снежного покрова меняются со временем и расстоянием. Как указывается в [25], из-за недостатка сведений приходится пренебрегать непостоянством теплофизических характеристик и учитывать только изменение толщины снега. При этом автор рекомендует пользоваться средневзвешенным значением высоты снега за весь расчетный период.

В данной работе не учитывается проникающая в лед радиация. Однако, как следует из [32], при рассмотрении в ледяном покрове температурного поля, распределения рассола и других изменяющихся со временем величин этот эффект может играть заметную роль. Измерения, например, в Арктике [12] показывают, что в зависимости от состояния подстилающей поверхности в снег на глубину 10 см при ясном небе проникает 10—30% величины радиации, поглощенной на поверхности. При пасмурном небе доля проникающей радиации несколько увеличивается. Но в зимнее время суммарная радиация невелика, а альbedo снега достигает 70—90% [18]. Следовательно, можно надеяться, что в период заметного роста льда, когда толщина его значительно меньше равновесной, приток тепла в снежно-ледяном покрове за счет проникающей радиации будет невелик по сравнению с притоком тепла, обусловленным вертикальным распределением температуры.

Совершенно ясно, что в ледяном покрове горизонтальный градиент температуры значительно меньше вертикального. Коэффициент темпера-

гуопрорводности в горизонтальном направлении также меньше [31]. Поэтому в уравнении теплопроводности для льда теплообменом по горизонтали пренебрегают.

Интенсивность ледообразования определяется свойствами самого нижнего приземного слоя воздуха. Поэтому в дальнейшем принимается, что в этом тонком слое воздуха: 1) очень быстро по сравнению с подстилающей поверхностью устанавливается квазистационарное состояние; 2) направление ветра практически не меняется с высотой; 3) можно пренебречь влиянием вертикальных токов; 4) изменение скорости ветра $u(z)$ и коэффициента турбулентности $k(z)$ с высотой хорошо описывается простыми степенными законами

$$u(z) = u_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^m \quad \text{и} \quad k(z) = k_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^{1-\varepsilon}; \quad (2)$$

5) воздушная масса в направлении перпендикулярном к ее перемещению однородна; 6) продольная диффузия мала по сравнению с адвективным членом [11, 13, 21, 22].

Учитывая все вышесказанное, задачу можно сформулировать следующим образом. В общем случае имеется снежно-ледяной покров, который рассматривается как пластина толщиной $(\delta + \delta_1)$ с некоторыми средневзвешенными коэффициентами теплопроводности $\bar{\lambda}$, температуропроводности \bar{a} и теплоемкости $\bar{\rho}c$. Эти коэффициенты определяются по формулам:

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda \lambda_1 (\delta + \delta_1)}{\delta \lambda_1 + \delta_1 \lambda}; \quad (3)$$

$$\bar{a} = \frac{\lambda \lambda_1 (\delta + \delta_1)^2}{(c \rho \delta + c_1 \rho_1 \delta_1) (\delta \lambda_1 + \delta_1 \lambda)}; \quad (4)$$

$$\bar{\rho}c = \frac{c \rho \delta + c_1 \rho_1 \delta_1}{\delta + \delta_1}; \quad (5)$$

где величины без индекса относятся к ледяному покрову, а индексом 1 обозначены величины, относящиеся к снежному покрову.

Введение таких коэффициентов часто применяется при решении аналогичных задач [4, 6, 7, 17, 19].

С берега на водоем поступает холодная воздушная масса. Если ось x направить по ветру, то система уравнений и граничных условий имеет вид:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{\rho_2 c_p} \frac{\partial R}{\partial z}; \quad (6)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \bar{a} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}; \quad (7)$$

$$x = 0 \quad T = T^0(z); \quad (8)$$

$$\tau = 0 \quad \theta = \theta^0(\tilde{z}); \quad (9)$$

$$z = \tilde{z} = 0 \quad T = \theta; \quad (10)$$

$$-k \rho_2 c_p \frac{\partial T}{\partial z} - \bar{\lambda} \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{z}} = R - L_2 E; \quad (11)$$

$$\tilde{z} = \delta + \delta_1 \quad \theta = \theta_0; \quad (12)$$

$$L \rho \frac{d\delta}{d\tau} = \bar{\lambda} \frac{\partial \theta}{\partial \tilde{z}} + B. \quad (13)$$

Здесь T и Θ — температура воздуха и льда, τ — время, $\rho_2 c_p$ — теплоемкость воздуха, R — радиационный баланс, $L_2 E$ — затраты тепла на испарение, B — поток тепла в воде (считается положительным, когда направлен вниз), L — теплота плавления льда, ось z направлена от поверхности снега вверх, ось \tilde{z} — вниз.

Поток тепла из воды считается заданным, а высота снега за расчетный период — постоянной (берется средневзвешенное значение), поэтому $\frac{d}{d\tau}(\delta + \delta_1) = \frac{d\delta}{d\tau}$. Величина $L_2 E$ принимается равной $L_2 E_0$. В осенне-зимний период при наличии снежно-ледяного покрова на поверхности водоема это допущение кажется вполне приемлемым. Для данного водоема температура замерзания Θ_0 считается известной. Радиационный баланс можно представить в виде

$$R = R_0 + Q_0(A_0 - A) - 4\sigma \tilde{T}_0 T_{00}^3, \quad (14)$$

где Q_0 — суммарная радиация, A — альbedo поверхности, T_{00} — температура поверхности суши, \tilde{T}_0 — разность температур поверхности водоема и суши, σ — постоянная Стефана — Больцмана. (Здесь и далее величины с индексом 0 относятся к суше.)

При получении этой формулы принят целый ряд допущений. Но, как показано, например, в работе [8], ошибка при расчетах по формуле (14) не превышает нескольких процентов.

Решение уравнения теплопроводности будем искать для отклонений температуры от некоторого равновесного распределения $T_1^0(z)$, которое удовлетворяет соотношению $\frac{d}{dz} k \frac{\partial T_1^0}{\partial z} = 0$,

$$\tilde{T}(x, z) = T(x, z) - T_1^0(z). \quad (15)$$

Уравнение теплопроводности льда решается аналогично тому, как это сделано в работе М. Е. Швеца [29].

Если ввести новые безразмерные переменные и обозначения

$$\left. \begin{aligned} \varsigma &= \left(\frac{z}{z_1}\right)^{\frac{m+\varepsilon+1}{2}}; \quad \xi = \frac{\varepsilon^2 k_1 x}{4 p^2 u_1 z_1^2}; \quad t = \frac{\bar{a} \tau}{z_1^2}; \quad y = \frac{\tilde{z}}{z_1}; \\ H &= h + h_1 = \frac{\delta + \delta_1}{z_1}; \quad p = \frac{\varepsilon}{m + \varepsilon + 1}; \quad \alpha = 1 - 2p; \\ x &= \frac{\bar{\lambda}}{L \rho \bar{a}}; \quad \tilde{B} = \frac{2B z_1}{L \rho \bar{a}}, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

то уравнения (6) и (7) и граничные условия (11) и (13) с учетом (14) переписуются следующим образом:

$$\varsigma^\alpha \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial \varsigma} \varsigma^\alpha \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \varsigma} + \frac{2z_1 p}{k_1 \varepsilon \rho_2 c_p} \cdot \frac{\partial R}{\partial \varsigma}; \quad (17)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2}; \quad (18)$$

$$-\frac{k_1 \rho_2 c_p \varepsilon}{2z_1 p} \varsigma^\alpha \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \varsigma} - \frac{\bar{\lambda}}{z_1} \frac{\partial \Theta}{\partial y} = B_0 + (P_0 - P_1) + Q_0(A_0 - A) - 4\sigma \tilde{T}_0 T_{00}^3; \quad (19)$$

$$\frac{dH}{dt} = \frac{dh}{dt} = \alpha \frac{\partial \Theta}{\partial y} - \frac{\tilde{B}}{2}. \quad (20)$$

Соответственно переписутся и остальные граничные условия. Здесь B_0 — поток тепла в почву; P_0 — турбулентный поток тепла, P_1 — турбулентный поток тепла, соответствующий равновесному распределению $T_1^0(z)$.

В предположении, что известна температура поверхности снега T_0 , решения уравнений (6) и (7) имеют вид:

$$\begin{aligned} \tilde{T}(\xi, \zeta) = & \frac{\zeta^p}{2\xi} \int_0^\infty \mu^{1-p} \exp\left(-\frac{\mu^2 + \zeta^2}{4\xi}\right) I_p\left(\frac{\mu\zeta}{2\xi}\right) [T^0(\mu) - T_1^0(\mu)] d\mu + \\ & + \frac{\zeta^{2p}}{2^{2p} \Gamma(p)} \int_0^\xi \exp\left(-\frac{\zeta^2}{4\xi - 4\nu}\right) [T_0(\nu) - T_1^0(0)] \frac{d\nu}{(\xi - \nu)^{1+p}} + \\ & + \frac{z_1 p \zeta^p}{k_1 \varepsilon \rho_2 c_p} \int_0^\infty \frac{\partial R}{\partial \mu} \mu^p d\mu \int_0^\xi \exp\left(-\frac{\zeta^2 + \mu^2}{4\xi - 4\nu}\right) I_p\left(\frac{\zeta\mu}{2\xi - 2\nu}\right) \frac{d\nu}{(\xi - \nu)}; \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \Theta(t, y) = & T_0 + (\Theta_0 - T_0) \frac{y}{H} + \left(\frac{y^2}{2} - \frac{y^3}{6H} - \frac{Hy}{3}\right) \frac{dT_0}{dt} + \\ & + (\Theta_0 - T_0) \frac{y}{6} \cdot \frac{dH}{dt} \left(1 - \frac{y^2}{H^2}\right). \end{aligned} \quad (22)$$

Если равновесное распределение описывается формулой

$$T_1^0(z) = T_{00} + (T_1 - T_{00}) \left(\frac{z}{z_1}\right)^\varepsilon, \text{ то } T_1^0(0) = T_{00}.$$

Из уравнения (22)

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\Theta_0 - T_0}{H} - \frac{H}{3} \cdot \frac{dT_0}{dt} + \frac{\Theta_0 - T_0}{6} \cdot \frac{dH}{dt}, \quad (23)$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right|_{y=H} = \frac{\Theta_0 - T_0}{H} + \frac{H}{6} \cdot \frac{dT_0}{dt} - \frac{\Theta_0 - T_0}{3} \cdot \frac{dH}{dt}. \quad (24)$$

Подставляя формулу (24) в выражение (20) получим

$$\frac{d}{dt} \left\{ H_1^2 \left[1 + \frac{x}{3} (\Theta_0 - T_0) \right] \right\} = 2x(\Theta_0 - T_0) - \tilde{B}H. \quad (25)$$

Величина $\frac{x}{3} \approx 2 \cdot 10^{-3}$, поэтому вторым членом в квадратных скобках пренебрегаем, после чего имеем

$$\frac{dH}{dt} = \frac{x(\Theta_0 - T_0)}{H} - \frac{\tilde{B}}{2}, \quad (26)$$

$$H^2 = H_0^2 + 2x \int_0^t (\Theta_0 - T_0) dt - \int_0^t \tilde{B}H dt. \quad (27)$$

Исключая из уравнения (23) и (24) величину $\frac{dT_0}{dt}$ и используя (20) и (26), получаем

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\Theta_0 - T_0}{H} \left[1 - \frac{x}{2} (\Theta_0 - T_0) + \frac{\tilde{B}H}{4} \right].$$

Опять пренебрегая величиной $\frac{z}{2}(\Theta_0 - T_0)$ по сравнению с единицей, окончательно имеем

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{\Theta_0 - T_0}{H} \left(1 + \frac{\tilde{B}H}{4} \right). \quad (28)$$

Определив из уравнения (21) величину $\frac{d\tilde{T}}{d\xi}$, получим выражение для потока тепла в воздух вида

$$-\frac{k_1 \rho_2 c_p \varepsilon}{2z_1 p} \left. \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = \frac{k_1 \rho_2 c_p \varepsilon}{2^{2p} \Gamma(p+1) z_1} \cdot \frac{\partial}{\partial \xi} \int_0^\xi \tilde{T}_0(\nu) \frac{d\nu}{(\xi-\nu)^p} - M. \quad (29)$$

Известно, что

$$M = \frac{k_1 \rho_2 c_p \varepsilon}{z_1 2^{2p+1} \Gamma(p+1) \xi^{p+1}} \int_0^\infty \mu \exp\left(-\frac{\mu^2}{4\xi}\right) [T^0(\mu) - T_1^0(\mu)] d\mu + \int_0^\infty P\left(p, \frac{\mu^2}{4\xi}\right) \frac{\partial R}{\partial \mu} d\mu,$$

где $\Gamma(p)$ — гамма-функция, $P(p, x) = 1 - \frac{\Gamma(p, x)}{\Gamma(p)}$,

$\Gamma(p, x)$ — неполная гамма-функция.

Теперь для определения T_0 (или \tilde{T}_0) подставим уравнения (28) и (29) в уравнение теплового баланса (19) и получим

$$\alpha \frac{\partial}{\partial \xi} \int_0^\xi \tilde{T}_0(\nu) \frac{d\nu}{(\xi-\nu)^p} = \gamma - \beta \tilde{T}_0, \quad (30)$$

где

$$\alpha = \frac{k_1 \rho_2 c_p \varepsilon}{2^{2p} \Gamma(p+1) z_1},$$

$$\beta = N + \frac{\bar{\lambda} \tilde{B}}{4z_1} + 4\sigma T_{00}^3,$$

$$\gamma = M + N(\Theta_0 - T_{00}) + \frac{\bar{\lambda}(\Theta_0 - T_{00})\tilde{B}}{4z_1} + B_0 + (P_0 - P_1) + Q_0(A_0 - A),$$

а

$$N = \bar{\lambda} \left\{ z_1^2 \left[H_0^2 + 2\kappa(\Theta_0 - T_{00})t - \int_0^t (2\kappa \tilde{T}_0 + \tilde{B}H) dt \right] \right\}^{-\frac{1}{2}}.$$

Если искать решение уравнения (30) в виде ряда

$$\tilde{T}_0(\nu) = \sum_{i=0}^{\infty} C_i \nu^{ip}, \quad (31)$$

то окончательно имеем

$$\tilde{T}_0 = \frac{\gamma}{\beta} A(q), \quad (32)$$

$$A(q) = \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \frac{q^{i+1}}{\Gamma[1+(i+1)p]},$$

где

$$q = \frac{\beta \xi^p}{\alpha \Gamma(1-p)}.$$

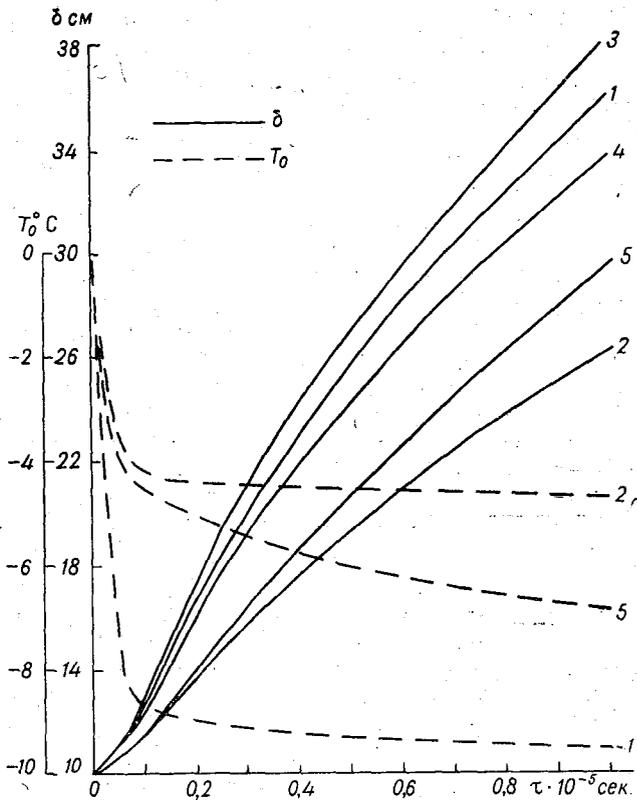


Рис. 1. Влияние $\theta_0 - T_{\infty}$; V_0 и k на скорость нарастания льда.

1) $\theta_0 - T_{\infty} = 10^\circ$, $V_0 = 0$; $k_1 = 1$; 2) $\theta_0 - T_{\infty} = 5^\circ$; 3) $V_0 = -33$; 4) $V_0 = 33$; 5) $k_1 = 0,1$.

Для определения A в зависимости от q для нескольких значений p построен график, который приводится в работе [12].

По полученным формулам были проведены некоторые расчеты, при этом: 1) распределение температуры в поступающей воздушной массе считается равновесным, 2) не учитывается в воздухе лучистый приток тепла, 3) альbedo поверхности суши и водоема принимаются равными, 4) поток тепла из воды направлен вверх и берется постоянным со временем и расстоянием. В начальный момент времени толщина льда равняется 0,1. При рассмотрении влияния снежного покрова берется средняя его толщина за рассматриваемый период, тоже равная 0,1. Температура поверхности снежно-ледяного покрова в начальный момент времени равна 0°C . Теплофизические характеристики выбраны следующие: $\lambda = 0,5$; $a = 10^{-6}$; $\rho c = 5 \cdot 10^{-5}$; $\lambda_1 = 6 \cdot 10^{-2}$; $a_1 = 3 \cdot 10^{-7}$; $\rho_1 c_1 = 2 \cdot 10^5$.

Здесь и далее величины выражены в калориях, граммах, метрах, секундах и градусах.

Как видно из уравнения (13), определяющего скорость нарастания льда, толщина его зависит от двух величин: градиента температуры во льду и потока тепла из воды. Градиент в ледяном покрове формируется под влиянием большого числа внешних факторов и в первую очередь — температуры поступающего с суши воздуха. Совершенно ясно, что при прочих равных условиях чем ниже температура поступающего воздуха, тем ниже будет температура поверхности льда и больше его толщина. Пример расчета для перепадов температуры 5 и 10° приведен на рис. 1

(кривые 1 и 2). Из графика видно, что температура поступающего воздуха существенно влияет на толщину льда. Кроме того, изменения толщины льда и температуры поверхности носят несколько различный характер. Температура поверхности наибольшие изменения претерпевает в начале процесса, в то время как толщина льда меняется значительно более плавно. Это лишний раз подтверждает тот факт, что толщина льда определяется всей предшествующей историей и, в частности, суммой отрицательных температур воздуха или поверхности льда за рассматриваемый период, а не мгновенным ее значением.

Но определенную роль в этом процессе играет не только сама температура натекающей на водоем воздушной массы. Оказывается на скорость нарастания льда влияет соотношение составляющих теплового баланса, формирующих данную температуру. В задаче это влияние сказывается через величину и направление потока тепла в почву. Для примера на рис. 1 приведены кривая 3 ($B_0 = -33$) и кривая 4 ($B_0 = 33$). Объяснить это можно следующим образом. Примем для простоты, что $R_0 - L_2 E_0 = 0$, т. е. $B_0 = -P_0$. При $B_0 > 0$ турбулентный поток тепла будет отрицательным, т. е. в поступающей воздушной массе наблюдается инверсионное распределение температуры. При переходе воздушной массы с данной стратификацией на более теплую подстилающую поверхность, вертикальный градиент температуры уменьшается, что вызывает уменьшение притока тепла из воздуха к поверхности льда. (Трансформация коэффициента турбулентности не рассматривается). Наоборот, при $B_0 < 0$ турбулентный поток тепла над водоемом увеличивается и, следовательно, увеличивается теплоотдача с поверхности льда. Это и приводит в последнем случае к более низким значениям температуры поверхности ледяного покрова и более быстрому его нарастанию.

О определенную роль в данном процессе играет также и соотношение потоков B_0 и B . В чистом виде это проявляется при рассмотрении температуры поверхности и толщины льда, когда последняя достигает своего предельного значения. В этом случае процесс становится строго стационарным и все определяемые нами величины являются функциями только расстояния. Оказывается, что при $B_0 < B$, несмотря на то что первоначальный источник холода находится на берегу, предельная толщина льда увеличивается, а температура поверхности льда понижается по мере удаления от берега. Правда, с количественной стороны этот эффект незначителен. Для примера можно сказать, что при $\xi = 6000$ и $B - B_0 = -2$ предельная толщина льда равняется 1,34 и температура поверхности $-9,8$, а при $B - B_0 = 2$ эти величины соответственно равны 1,37 и $-10,2$.

Когда толщина льда достигает своего предельного значения, поток тепла в верхней его поверхности становится равным потоку тепла из воды, который мы приняли постоянным с расстоянием. Пока температура поверхности льда выше температуры поверхности суши, теплообмен с воздухом (турбулентный и лучистый) способствует дальнейшему охлаждению ледяного покрова. В конце концов температуры поверхностей льда и суши становятся равными¹. Но разность $B - B_0$ остается. Поэтому температура поверхности льда неизбежно опустится ниже температуры поверхности суши. При этом холодная адвекция переходит в теплую и, кроме того, уменьшаются потери тепла поверхностью льда за счет лучистого и турбулентного теплообмена с воздухом. Эти дополнительные источники тепла и компенсируют как раз разность $B - B_0$.

¹ Здесь имеется в виду случаи, когда $B_0 < B$.

При решении задачи о стационарной трансформации воздушной массы над неоднородной поверхностью почвы такого явления не наблюдается, так как в этом случае фиксируется не поток тепла, а температура на некоторой глубине в почве.

На рис. 1 показано также влияние интенсивности турбулентного перемешивания в воздухе на температуру поверхности и толщину льда (кривая 1 для $k_1=1$; кривая 5 для $k_1=0,1$). Если при этом пренебречь изменением стратификации, то изменения коэффициента турбулентности будут обусловлены изменением скорости ветра. При расчете примеров это учитывалось отношением k_1/u_1 . Физически совершенно ясно (и расчет это подтверждает), что чем больше коэффициент турбулентности, тем интенсивнее происходит потеря тепла поверхностью ледяного покрова и, следовательно, температура его будет ниже, а толщина — больше. Но картина процесса меняется не только с качественной, но и с количественной стороны. Особенно это заметно на примере температуры поверхности. Так, например, изменения температуры поверхности льда на 6°C происходят за 12 часов при $k_1=1$ и за 138 часов при $k_1=0,1$.

Отдельно было рассмотрено влияние скорости ветра на нарастание льда при неизменном коэффициенте турбулентности. Оказалось, что это влияние незначительно, во всяком случае по сравнению с другими факторами. Как и следовало ожидать, увеличение скорости ветра вызывает более интенсивное нарастание льда.

Несколько иначе на температуру поверхности и толщину льда влияет поток тепла из воды. Если ранее разобранные факторы влияли в первую очередь на температуру поверхности льда, а уже через нее на толщину ледяного покрова, то поток тепла из воды, наоборот, в первую очередь оказывает влияние на толщину льда. Дело в том, что любое изменение потока тепла из воды компенсируется изменениями количества выделяющейся теплоты плавления. При этом поток тепла через лед, а следовательно, и температура его поверхности меняются значительно меньше, особенно при большой начальной толщине ледяного покрова. Нижняя поверхность льда является как бы барьером, через который тепловые волны проходят значительно ослабленными. Это хорошо видно из сравнения кривых 1 (для $V=0$) и 2 (для $V=3,67$) на рис. 2. На этом же рисунке кривая 3 (для $\delta_1=0,1$) иллюстрирует влияние снежного покрова, а кривая 4 (для $V=3,67$ и $\delta_1=0,1$) — влияние снежного покрова и потока тепла из воды.

Как видно из графика, в данном примере учет потока тепла из воды не вызывает значительных изменений в толщине льда. В то же время влияние снежного покрова весьма существенно. Но, задавая другие значения толщины снега и потока тепла из воды, можно получить самое разнообразное относительное влияние этих величин на скорость нарастания льда.

Обращают на себя внимание характерные изгибы в начальный период в кривых нарастания льда. Особенно это заметно на кривой 4, где лед сначала не только не нарастает, а даже тает. Это объясняется особенностью выбранных нами начальных условий. Было принято, что в начальный момент имеется лед толщиной 0,1, с нулевой температурой. Ясно, что при учете потока тепла из воды до начала адвекции лед таял. Но даже после поступления на водоем холодной воздушной массы требуется некоторое время, чтобы, во-первых, волна холода достигла нижней поверхности льда и, во-вторых, поток тепла через снежно-ледяной покров стал больше потока тепла из воды. При наличии снега это время значительно увеличивается, так как увеличивается толщина и заметно уменьшается теплопроводность снежно-ледяного покрова.

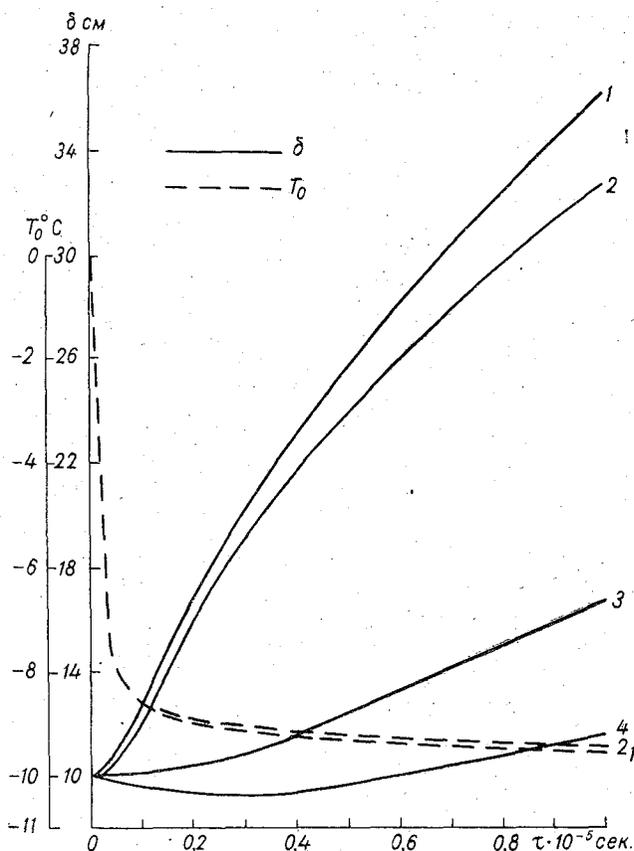


Рис. 2. Влияние V и δ_1 на скорость нарастания льда.
 1) $V=0$, $\delta_1=0$; 2) $V=3,67$; 3) $\delta_1=0,1$; 4) $V=3,67$, $\delta_1=0,1$.

Уравнение нарастания льда (13) можно переписать следующим образом:

$$\frac{L \rho h_0^2}{t_0 \bar{\lambda} \theta_0} \cdot \frac{dh_*}{dt_*} = \frac{d\theta_*}{dz_*} - \frac{Bh_0}{\bar{\lambda} \theta_0},$$

где величины с индексом 0 — характерные масштабы, а величины с индексом * — безразмерные переменные порядка единицы. Из этого уравнения видно, что с увеличением толщины снежно-ледяного покрова h_0 и уменьшением его теплопроводности $\bar{\lambda}$ при прочих равных условиях относительное влияние потока тепла из воды на скорость нарастания льда будет больше. Это как раз и видно на рис. 2 при сравнении кривых 1 и 2 с кривыми 3 и 4. Так, например, через десять суток после начала процесса относительная ошибка в определении толщины льда, вызванная неучетом потока тепла из воды, при наличии снега и без него составляет соответственно 45 и 10%. Ясно, что степень влияния на скорость нарастания льда любого другого фактора также зависит от всего комплекса условий.

Таким образом, в любой момент времени и на любом расстоянии от берега по полученным формулам можно рассчитать толщину льда в зависимости от свойств воздушной массы, параметры которой измеряются на береговых метеостанциях. Кроме того, можно сделать следующие практические выводы. Например, точные значения потока тепла из воды

необходимы для определения толщины льда, а при рассмотрении трансформации воздушной массы над ледяным покровом его можно задавать более или менее приближенно. Наоборот, надежные данные о скорости ветра требуются при рассмотрении трансформации воздушной массы, в то время как при расчетах толщины льда, особенно для малых расстояний и небольших отрезков времени, ее можно задавать с малой точностью.

Совершенно аналогично решается задача о нарастании льда, если рассматривается нестационарная трансформация воздушной массы, т. е. для воздуха уравнение теплопроводности записывается в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{1}{\rho_0 c_p} \cdot \frac{\partial R}{\partial z}.$$

При этом, конечно, требуется знать изменение метеоэлементов со временем.

В заключение можно сказать, что результаты данной работы могут быть использованы, например, при разработке методики, связанной с прогнозом режима работы портов в зимнее время.

ЛИТЕРАТУРА

1. Доронин Ю. П. К вопросу о нарастании морского льда. Пробл. Аркт. и Антаркт. № 1, 1959.
2. Доронин Ю. П. О термической трансформации нижнего слоя атмосферы в Арктике. Тр. ААНИИ, т. 226, 1959.
3. Доронин Ю. П. Методика расчета толщины и температуры льда. Тр. ААНИИ, т. 267, 1964.
4. Зайков Б. Д. Очерки по озероведению. Гидрометеоздат, Л., 1955.
5. Зубов Н. Н. О предельной толщине морских многолетних льдов. Метеорология и Гидрология, № 7, 1938.
6. Зубов Н. Н. Льды Арктики. Изд. Главсевморпути, М., 1945.
7. Каменская О. А. Приближенный метод расчета роста льда. Тр. ЛГМИ, вып. 11, 1961.
8. Кириллова Т. В., Тимофеев М. П. О расчете теплового баланса водоемов по радиационному балансу суши. Метеорология и гидрология, № 11, 1959.
9. Колесников А. Г. К теории нарастания льда на поверхности моря. Тр. НИУ ГУГМС, сер. V, вып. 12, 1946.
10. Коптев А. П., Пятненко Б. А. О поглощении и проникновении солнечной радиации в снег и лед в Арктике. Пробл. Аркт. и Антаркт., № 10, 1962.
11. Лайхтман Д. Л. Трансформация воздушной массы под влиянием подстилающей поверхности. Метеорология и гидрология, № 1, 1947.
12. Лайхтман Д. Л., Цейтин Г. Х. Изменение температуры приземного слоя атмосферы при орошении. Тр. ГГО, вып. 39(101), 1953.
13. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя. Гидрометеоздат, Л., 1961.
14. Мамаев И. М. Вычисление толщины ледяного покрова. Пробл. Арктики, № 3, 1943.
15. Меншуткин В. В. Теплообмен через ледяной покров Южного Байкала. Тр. Лимнологического ин-та СО АН СССР, вып. 5(25), 1964.
16. Назинцев Ю. Л. Экспериментальное определение теплоемкости и теплопроводности морского льда. Пробл. Аркт. и Антаркт., № 1, 1959.
17. Орленко Л. Р., Утина З. М. Расчет намерзания и таяния льда. Тр. ГГО, вып. 127, 1962.
18. Радиационный и тепловой баланс Арктики. Тр. ААНИИ, т. 229, 1961.
19. Сабинин К. Д. К вопросу о влиянии снежного покрова и тепла воды на нарастание льда. Океанология, т. III, вып. 1, 1963.
20. Холтсмарк Б. Е. Теплоизолирующее влияние снежного покрова на рост однолетнего морского льда. Сб. «Исследования морского льда за рубежом», Гидрометеоздат, Л., 1962.
21. Цейтин Г. Х. К вопросу об учете горизонтальной диффузии при трансформации воздушной массы. Тр. ГГО, вып. 60, 1956.
22. Цейтин Г. Х. К вопросу о строении пограничного слоя атмосферы в нестационарных условиях. Тр. ГГО, вып. 107, 1961.

23. Цуриков В. Л. Несколько замечаний относительно формул нарастания ледяного покрова. Тр. Байкальской лимнологической станции, Изд-во АН СССР, 1932.
24. Цуриков В. Л. О влиянии снега на нарастание морского льда, *Метеорол. и Гидрол.*, № 7, 1938.
25. Цуриков В. Л. Анализ нарастания морского льда под снежным покровом. *Океанология*, т. III, вып. 3, 1963.
26. Цуриков В. Л., Церерина М. И. Обзор иностранных исследований морского льда. Тр. ГОИН, вып. 76, 1964.
27. Цуриков В. Л. О формировании ионного состава и солености морского льда. *Океанология*, т. V, вып. 3, 1965.
28. Шепелевский А. А. Скорость нарастания пресного льда при заданной температуре верхней поверхности его. *Пробл. Арктики*, № 10, 1940.
29. Швец М. Е. Приближенная теория нарастания льда. *Метеорология и Гидрология*, № 5, 1949.
30. Anderson Don. L. Growth rate of sea ice. *J. of glaciology*, vol. 3, No 30, 1961.
31. Schwerdtfeger P. The thermal properties of sea ice. *J. of glaciology*, vol. 4, No 36, 1963.
32. Untersteiner N. Calculations of temperature regime and heat budget of sea ice in the central Arctic. *J. geophys. Res.*, vol. 69, No 22, 1964.
33. Weeks W. F., Lee O. S. The salinity distribution in young sea ice. *«Arctic»*, vol. 15, No 2, 1962.

СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Рассматриваются случаи с резкими усилениями скорости ветра в пограничном слое, иногда превышающими скорости геострофического ветра, и приводятся некоторые соображения о физике процесса.

Пограничный слой атмосферы, существование которого обусловлено турбулентным перемешиванием, далеко не всегда является однородным по своей структуре. Эти неоднородности выражаются прежде всего в том, что профили скорости ветра или другого метеорологического параметра изменяются с высотой не монотонно, а часто скачками. В этом случае профили не могут быть однозначно определены граничными условиями на подстилающей поверхности и в свободной атмосфере.

Слоистая структура пограничного слоя потребует изучения каждого слоя в отдельности, что значительно осложняет задачу исследования. Случаев слоистой структуры пограничного слоя довольно много и, как правило, они относятся к тем состояниям, когда турбулентное перемешивание мало и наблюдаются прослойки с инверсиями, изотермией и небольшими вертикальными градиентами температуры, т. е. имеют место так называемые задерживающие слои.

Исследование слоистой структуры пограничного слоя представляет не только научный интерес, но имеет и прикладное значение, например, при учете условий распространения примесей в атмосфере, расчете ветровых нагрузок на высотные сооружения, использовании турбулентных характеристик для целей аэронавигации.

Наибольший интерес представляет исследование резко выраженных неоднородностей в распределении скорости ветра и, в частности, струйных течений пограничного слоя.

Струйные течения пограничного слоя — это потоки воздуха относительно большой скорости, образующиеся внутри пограничного слоя и ограниченные сверху и снизу слоями, в которых скорости ветра резко уменьшены. В некоторых случаях максимальные скорости ветра в струе больше скоростей геострофического ветра.

В первом приближении можно выделить четыре типа струйных течений пограничного слоя.

Первый тип — **струи орографического происхождения**. Они обычно наблюдаются в горных районах. Сюда можно отнести мощные нисходящие потоки, подобные горным фёнам, сточным ветрам (бора, ледниковые ветры), и целый ряд сильных местных ветров типа сарма, урсатьевского и др., образующихся в местах сужения рельефа.

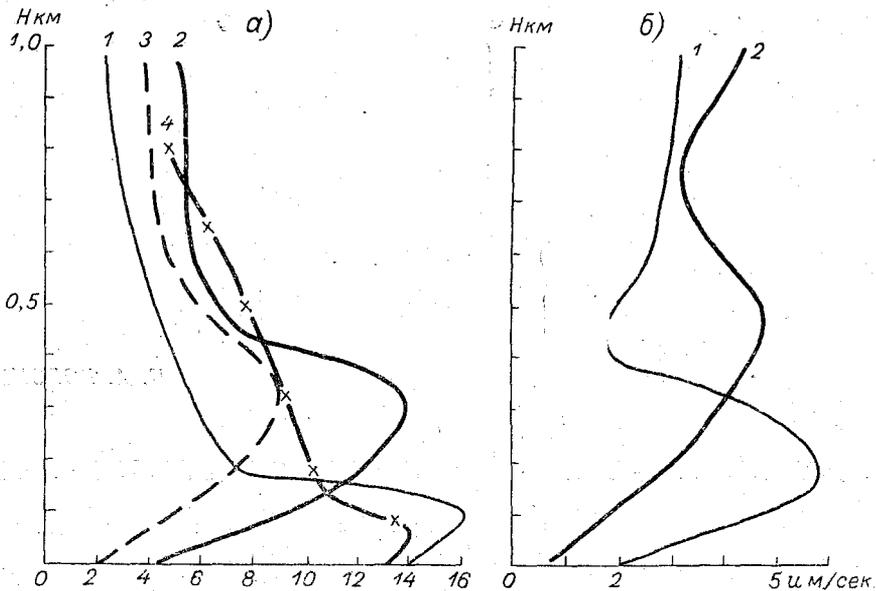


Рис. 1. Профили ветра со струйными течениями.

a — орографические ветры: 1 — сточный (Мирный, 11/VIII 1956 г.), 2 — северо-восточный (Ереван, 26/VIII 1956 г.), 3 — фен (Рионская долина), 4 — бора (Новороссийск); *б* — термические ветры: 1 — бриз (Цимлянское водохранилище), 2 — горный ветер (Зугдиди).

Примеры профилей скорости ветра со струйными течениями орографического происхождения даны на рис. 1 *a*. Сюда отнесены сточные ветры в Антарктиде (11/VIII 1956 г.), вечерние северо-восточные ветры в Ереване (26/VIII 1956 г.) и типовой профиль фенового ветра в Рионской долине. Здесь хорошо заметно местное усиление скорости ветра в слое 0,1—0,3 км.

Второй тип струйных течений назван нами термическим. Этот тип образуется в горных береговых или равнинных районах, где горизонтальный термический градиент направлен под углом или в противоположную сторону горизонтальному градиенту давления. При этом наблюдается поворот ветра с высотой часто на 180° , а его скорость после достижения максимума иногда уменьшается до нуля с последующим ростом.

На рис. 1 *б* приведены профили бризового и горного ветра. Здесь хотя и намечается слой с усилением ветра, но он не всегда хорошо выражен и абсолютные значения скорости ветра невелики.

Строение и физика этих двух видов струи сравнительно хорошо исследованы и на них останавливаться не будем.

Третий тип струйных течений условно назовем ночным. Здесь образование струи связано с развитием в вечерние, ночные и утренние часы приземных или приподнятых инверсий или слоев с уменьшенными вертикальными градиентами температуры. Усиление скорости ветра наблюдается обычно как в самом слое инверсии, так и ниже или выше задерживающего слоя. При этом скорости ветра в струе, как правило, не достигают больших абсолютных значений, хотя рост скорости ветра с высотой наблюдается весьма значительным и часто отношение $\frac{u_z}{u_{10}} = 5 \div 6$, где u_z и u_{10} скорости ветра на уровнях z и 10 м. В некоторых случаях $u_z > u_g$ (скорости геострофического ветра). Этот тип струйных течений

наиболее подробно исследован и по этому вопросу имеется большой экспериментальный материал наблюдений. Хотя следует заметить, что окончательного мнения о природе этого вида струи не существует, поскольку часто неясен источник энергии, вызывающей развитие таких струй в пограничном слое.

Первым обратил внимание на слои с максимумом скорости ветра П. А. Молчанов [1]. Он по наблюдениям за шарами-пилотами в Павловске получил данные об их повторяемости по сезонам года и периодом суток и отметил, что в слое до 1000 м они наиболее часто повторяются зимой, в ночные и утренние часы и образуются при наличии инверсионных или изотермических прослоек.

В последующем из работ многих авторов следует, что участки с резкими усилениями скорости ветра в большинстве случаев располагаются в слое инверсии, но часты случаи, когда максимум скорости ветра был под слоем инверсии, а иногда и выше его, однако почти всегда мезоструи связаны с наличием слоев с $\gamma < 0^\circ$.

Существует несколько гипотез, объясняющих происхождение струй этого типа.

П. А. Молчанов считал [1], что основную роль имеет термическая составляющая барического градиента.

Блакадер [2] обратил особое внимание на то, что ветер в слоях усиления скорости в ночные часы иногда оказывается больше скорости геострофического ветра U_g . Считая что барический градиент, а следовательно, и U_g меняются мало, изменение скорости ветра в слоях 200—400 м он объяснил инерционными колебаниями скорости ветра, обусловленными суточными изменениями интенсивности турбулентного обмена. Поскольку усиление скорости ветра наблюдается в слоях с резким уменьшением турбулентного перемешивания, можно понять, что, по мнению Блакадера, происходит нарушение связи слоя с $U_{\text{макс}}$ с вышеш и нижележащими слоями, что и вызывает возрастание скорости за счет перераспределения энергии количества движения.

Наиболее четкие зоны с максимумом скорости ветра должны наблюдаться в периоды суток, когда происходит наибольшее ослабление турбулентности.

Гипотеза, предложенная Блакадером, очевидно, может иногда объяснить условия образования слоев с максимумом скорости ветра в ночные часы.

Но эту гипотезу нельзя применить при длительном существовании мезоструй особенно в зимний период, когда суточные колебания турбулентного перемешивания сравнительно малы.

Н. И. Новожилов [3] объясняет процесс образования струй максимумом скорости ветра — волнообразным движением в зоне струйных течений. Если бегущая волна захватывает лишь определенный слой, ограниченный снизу и сверху невозмущенными слоями, то с наибольшей амплитудой будут колебаться частицы, находящиеся в середине данного слоя. При этом в зонах ложбины и гребня волны будут наблюдаться наибольшие сгущения линий тока, что и должно вызвать усиление скорости ветра.

По данной гипотезе мезоструи должны развиваться только в зонах волновых возмущений, т. е. в слоях инверсии. Но наблюдения показывают, что мезоструи очень часто развиваются выше и ниже слоя инверсии, где волновые движения ослаблены или чаще отсутствуют.

Но, очевидно, волновыми движениями можно объяснить сравнительно небольшое возрастание скорости ветра и только при условии относительно больших значений амплитуд инверсионных волн, порядка сотен

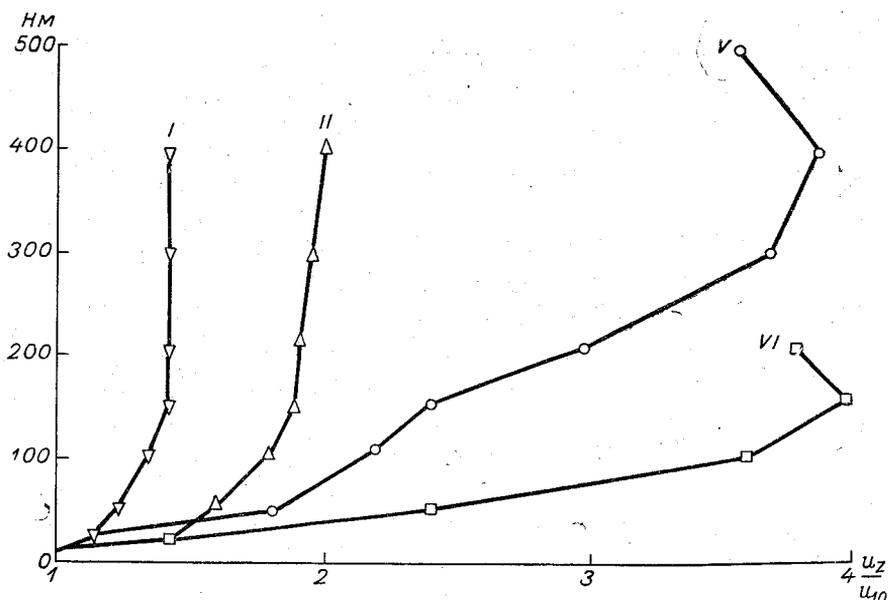


Рис. 2. Профили скорости ветра при различной термической стратификации (пос. Днестровский Молдавской ССР).

Про- фили	$\gamma^{\circ}/100$ м		Число случаев	u_{10} м/сек		
	внизу	вверху		среднее	мин.	макс.
I	>1	≈ 1	26	5,0	2,3	6,8]
II	>0,8	>0,5	3	2,4	1,6	3,8
V	<0	>0	11	0,9	0,5	1,6
VI	<0	≈ 0	7	0,7	0,5	1,6

метров. В этих условиях, вероятно, должны отмечаться два максимума скорости ветра — в ложбине и гребне волны.

В работах целого ряда исследователей и, в частности, во многих статьях автора [4, 5] указывалось на сложную структуру профилей скорости ветра при инверсионных условиях. Для иллюстрации этого положения приведем последние данные, полученные из материалов экспедиции ГГО в пос. Днестровский Молдавской ССР в сентябре 1965 г.

На рис. 2 приведены четыре характерных профиля скорости ветра в слое 0—500 м при различной термической стратификации. Подъемы привязного аэростата проводились в светлое время суток с 8 до 18 часов до высоты 500 м с пятиминутными площадками на восьми уровнях.

Профиль I соответствует неустойчивому состоянию ($\gamma \geq 1^{\circ}$) во всем слое 0,5 км, при котором отмечается интенсивное перемешивание и скорости ветра с уровня 0,2 км практически остаются постоянными. При профиле II с $\gamma = 0,5 \div 0,8^{\circ}$ на 100 м перемешивание ослаблено и наблюдается некоторый рост скорости ветра.

Профили V и VI с инверсиями дают типичное распределение скорости ветра по высоте с быстрым ростом $\frac{u_z}{u_{10}}$ и максимум u на уровне 150—300 м. Ввиду того что подъемы производились в светлое время суток, число случаев с профилями V и VI сравнительно невелико. Абсо-

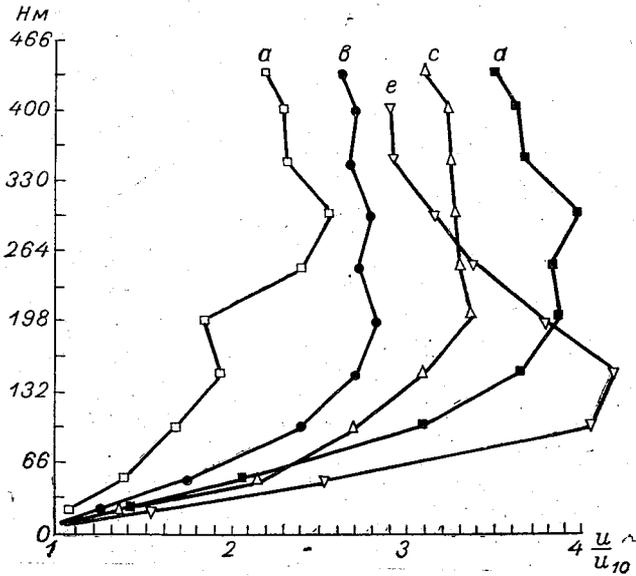


Рис. 3. Средние профили ветра, соответствующие различным формам стратификации с инверсионными градиентами.

Профиль	Стратификация		Число случаев	u_{10} м/сек.		
	внизу	вверху		среднее	мин.	макс.
<i>a</i>	неустойчивая	инверсионная	4	5,3	3,3	6,8
<i>b</i>	изотермическая	изотермическая	12	4,0	2,3	5,8
<i>c</i>	инверсионная	устойчивая	17	3,3	1,0	5,6
<i>d</i>	изотермическая	инверсионная	5	3,4	2,1	4,8
<i>e</i>	инверсионная	изотермическая	7	2,8	1,2	4,4

лютные скорости ветра при наличии инверсии были, как правило, слабые.

В работе [9] приведены характеристики профилей скорости ветра и температуры по данным наблюдений в США на 450-метровой башне.

При вертикальных градиентах температуры $\gamma > 0,2^\circ$ во всем слое профили средней скорости ветра имеют монотонный ход и примерно укладываются в логарифмический или степенной закон.

Инверсионные стратификации наиболее сложны для построения типовых профилей скорости ветра. На рис. 3 приведены пять примерных профилей скорости ветра, полученных при различной стратификации и различной скорости ветра на 10 м. На всех профилях отмечается максимум скорости ветра на высоте 150—300 м с последующим уменьшением.

Попытки коррелировать максимумы ветра с различными формами профилей оказались безуспешными, но установлено, что сдвиг ветра возрастает с ростом устойчивости в нижних слоях, а температурная стратификация более высоких слоев также оказывает влияние на профили ветра (профили *b* и *d*).

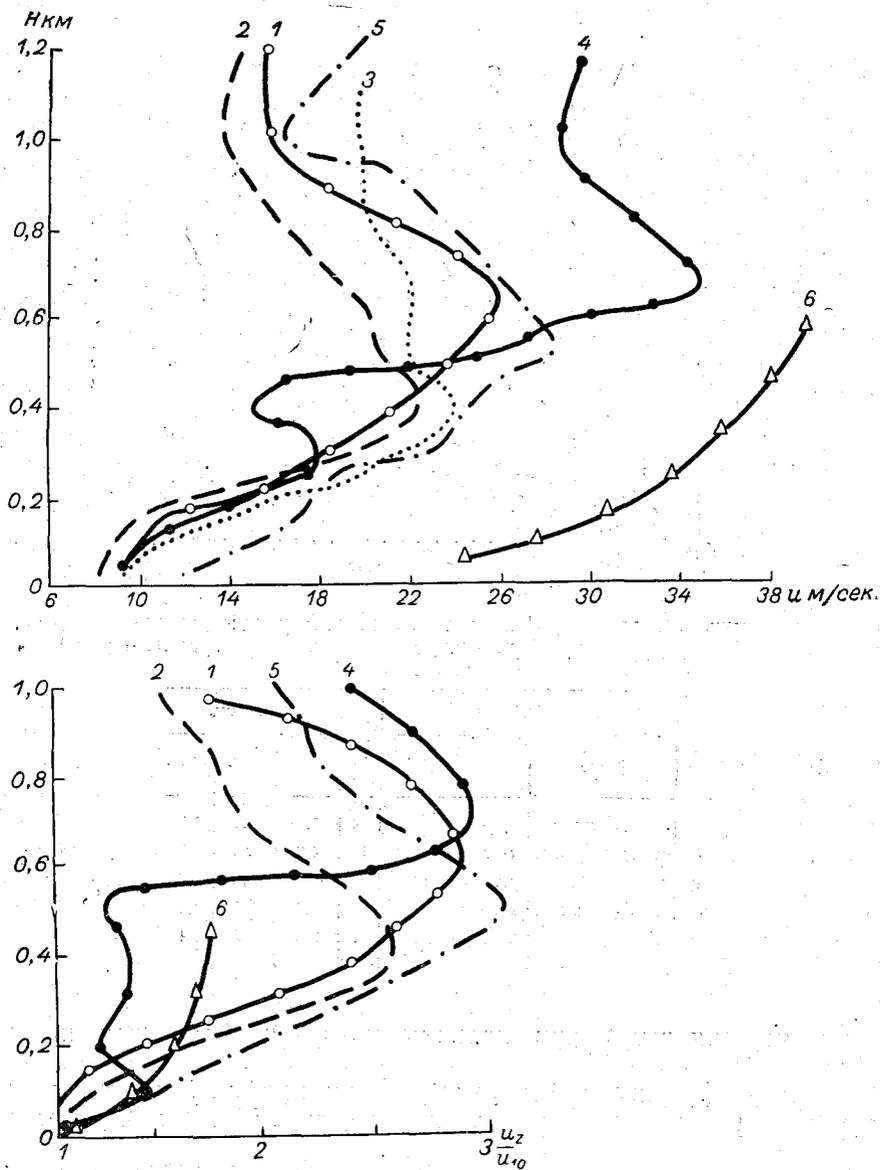


Рис. 4. Профили U и $\frac{u_z}{u_{10}}$ (пос. Воейково, 9—10/X 1964 г.).

1) 3 час. 9/XII, 2) 9 час. 9/XII, 3) 21 час. 9/XII, 4) 3 час. 10/XII, 5) 9 час. 10/XII, 6) логарифмическая зависимость.

Рост скорости ветра на некоторой высоте рассматривался в этой работе как струя нижнего уровня, но дать объяснения этому процессу не удалось.

Ниже рассмотрим строение струйного течения четвертого типа иного масштаба, чем приведенные выше, и названного нами общециркуляционным. Здесь, во-первых, струя будет занимать сравнительно большую площадь, время ее существования будет определяться несколькими сутками; во всех пунктах и во все сроки максимум скорости ветра в струе будет, как правило, больше скорости геострофического

ветра: Этот тип струи в пограничном слое рассмотрен впервые. В литературе строение мезоструй почти всегда рассматривается при сравнительно небольших скоростях ветра и поэтому существовало мнение, что с ростом скорости ветра должно наблюдаться возрастание турбулентного перемешивания, способствующее уничтожению струи, т. е. выравниванию скорости ветра с переходом к профилю с монотонным изменением. Поскольку подъемы привязных аэростатов при сильных ветрах не производились, а наблюдениями на метеорологических мачтах мы не располагали, то были использованы результаты радиозондовых подъемов. По данным радиозондовых подъемов в пос. Воейково за последние 5 лет удалось выделить несколько таких периодов (особенно интересным оказался период с 7 по 10 декабря 1964 г.), когда скорости ветра в мезоструе были больше 18 м/сек., струя длительное время (почти 3 суток) сохранялась и скорости геострофического ветра во все сроки были меньше скоростей потока воздуха в струе.

На рис. 4 приведены профили скорости ветра u м/сек. в слое 0,07—1,2 км над уровнем моря и отношение $\frac{u_z}{u_{10}}$ для пос. Воейково. Здесь интересным является переломный профиль u и $\frac{u_z}{u_{10}}$ с максимумом $u=35$ м/сек. в слое 0,3—0,6 км и резким ослаблением скорости выше и ниже этого слоя. Во всех случаях отмечались положительные вертикальные градиенты температуры в самых нижних слоях и наличие слоя с приподнятой инверсией, в котором, как правило, и наблюдалась струя. Скорости ветра возрастали в 2,5—3 раза по сравнению с наземной скоростью. Для данного периода интересным является синоптическое положение — непрерывно наблюдались мощные юго-западные и западные вторжения, сопровождающиеся прохождением систем фронтальных разделов. Фронты были связаны в основном с ложбиной центрального циклона, центр которого (970 мб) перемещался на север Англии, вдоль Скандинавского полуострова и далее на восток. Над Ленинградом проходили уже окклюдированные фронты, а 10 декабря — теплый фронт; здесь наблюдалось довольно интенсивное падение давления с повышением температуры воздуха и увеличением влажности у земли. Во фронтальных зонах отмечались большие горизонтальные градиенты давления, что и обуславливало значительные скорости ветра. Здесь интересным является также одновременное наличие струй над Псковом, Сортавалой и Петрозаводском. Структура их дана в табл. 1 и 2. Таким образом, зона усиления ветра охватывала довольно широкий район: от Пскова до Сортавала 450 км и от Воейково до Петрозаводска 350 км. Далее приведем данные, характеризующие строение пограничного слоя в рассматриваемый период (табл. 1) в пос. Воейково (высоты даны от поверхности земли). Термодинамический градиент

$$\Gamma = \gamma + \frac{T}{g} (\Delta v)^2 = \gamma + \gamma_d. \quad (1)$$

В 15 час. 10/XII в Петрозаводске инверсия отсутствовала и мезоструи не наблюдалось, скорость ветра постепенно возрастала с высотой. В табл. 2 приведены для Петрозаводска данные за 21 час, когда в слое изотермии наблюдалась струя, хотя и слабо выраженная. Наиболее отчетливо струя была выражена в пос. Воейково.

Во всех случаях скорости ветра в мезоструе, как правило, больше скорости геострофического ветра, в отдельных случаях почти в 1,5 раза, при сравнительно больших абсолютных значениях u_{\max} и U_g . По данным Блекадара [2], на территории США ночные струи встречаются довольно

Строение пограничного слоя в период 8—10 декабря 1964 г., пос. Воейково

Дата	Время, часы	H=2 м		Слой инверсии				Струя						Пограничный слой				
		f°	u м/сек.	высота, м		температура, град.	H _ц м	u _{макс} м/сек.	γ°/100 м		β м/сек. 100 м		Γ		H _п м	U _г м/сек.	u _{макс} / U _г	
				от	до				от	до	н	в	н	в				н
8/XII	21	-2,3	11	480	800	-5,7	2,2	300	27	0,7	0,7	7	-6	13,9	10,4	850	22	1,2
9/XII	3	-3,8	9	320	900	-4,7	1,0	300	26	0,0	0,0	1	-3	0,3	2,4	980	13	2,0
	9	-3,0	8	510	790	-5,4	-1,4	300	22	0,4	0,5	5	-1	7,1	0,8	770	17	1,3
	15	-0,8	9	130	660	-1,7	1,7	600	19	0,0	0,0	3	-2	2,4	1,1	810	17	1,1
	21	0,6	9	150	620	-1,0	1,3	330	24	-1,0	-0,5	2	-2	0,1	0,6	1030	22	1,1
10/XII	3	1,4	12	500	930	-0,8	4,7	650	35	-0,5	-1,8	4	-3	3,8	2,6	1010	29	1,2
	9	2,2	9	410	800	0,6	2,8	430	28	0,0	-0,2	3	-2	2,4	0,9	980	16	1,8
	15	3,0	8	400	800	2,0	3,8	400	19	0,3	-0,4	3	-2	1,7	0,7	810	18	1,1
Среднее		—	—	360	860	-2,0	1,6	450	25	-0,0	-0,2	4	-3	4,0	2,3	860	19	1,3

Примечание. В табл. 1 и 2 приняты следующие обозначения: H_ц — высота центра струи, u_{макс} — скорость ветра в центре струи, γ и β — вертикальные градиенты температуры воздуха и скорости ветра ниже (н) и выше (в) центра струи в слое 100 м, Γ — термодинамический градиент, рассчитанный по формуле $\Gamma = \gamma + \frac{g}{T} (\Delta v)^2 = \gamma + \gamma_d$ для слоя ниже (н) и выше (в) центра струи, H_п — высота слоя в метрах, U_г — скорость геострофического ветра и $\frac{u_{макс}}{U_g}$ — отношение скорости ветра в струе к скорости геострофического ветра.

Строение мезоструй в районе Псков (1) — Воейково (2) — Сортавала (3) — Петроаводск (4) за период 8—10 декабря 1964 г.

Пункт	H=2 м		Слой инверсии				Струя						Пограничный слой				
	t°	u м/сек.	высота, м		температура, град.		H _п м	u _{макс} м/сек.	γ°/100 м		β м/сек. 100 м		Γ		H _п м	U _г м/сек.	u _{макс} / U _г
			от	до	от	до			н	в	н	в	н	в			
8/XII, 21 час																	
1	-2,1	8	600	950	-5,7	2,0	600	21	0,6	-1,7	2	1	2,4	-1,4	1000	19	1,2
2	-2,3	11	550	870	-5,7	2,2	370	27	0,7	0,7	7	-6	13,9	10,4	920	22	1,2
3	0,6	6	720	1000	-4,8	0,3	1000	22	-0,6	-0,6	2	2	0,5	0,5	1100	19	1,2
4	-1,8	8	860	890	-4,8	-2,1	710	26	-1,3	-1,3	3	5	1,1	5,4	950	21	1,3
9/XII, 15 час																	
1	0,5	5	400	600	-2,3	2,7	500	14	-2,5	-2,5	2	4	-1,4	1,8	900	17	0,8
2	-0,8	9	200	720	-1,7	1,7	670	19	0,0	0,0	3	-2	2,4	1,1	880	17	1,1
3	1,5	6	750	800	-3,0	-3,0	920	21	-0,0	-0,0	3	-6	2,4	9,6	950	18	1,2
4	-3,3	6	950	1000	-8,5	-2,0	950	20	0,5	-2,6	2	-2	1,6	-1,5	1100	18	1,1
10/XII, 15 час																	
1	1,6	6	310	880	1,0	5,6	570	17	-1,6	-1,6	4	-2	2,7	-0,5	900	17	1,0
2	3,0	8	470	870	2,0	3,8	470	19	0,3	-0,4	3	-2	1,7	0,7	880	18	1,1
3	5,2	4	720	930	1,8	1,8	920	17	-0,0	-0,0	3	1	2,4	0,3	1000	17	1,0

Примечание. Высоты даны над уровнем моря.

часто. В отдельных случаях, в период активного развития струи их скорости могут более чем в три раза превышать скорости геострофического ветра. Ночные струи имеют суточный ход высоты и скорости: ночью высота струи и скорость ветра в ней возрастают, вечером и утром уменьшаются.

В рассматриваемый период в пос. Воейково струи наблюдались внутри инверсионного слоя и только вечером 8/XII и утром 9/XII центр струи располагался на 180 и 210 м ниже начала приподнятой инверсии, а в 15 час. 10/XII совпадал с нижней границей инверсии.

В других пунктах наличие струи также почти всегда было связано с инверсионными или изотермическими слоями, причем большей частью струя располагалась внутри приподнятой инверсии и изредка ниже инверсионного слоя. В некоторых случаях из-за относительно большой инерции приемника температуры радиозонда высота начала слоя инверсии могла быть завышенной и $u_{\text{макс}}$ тогда будет в зоне инверсии.

В разных пунктах одного и того же срока уровень максимума скорости ветра в слое инверсии может колебаться в сравнительно больших пределах (от 400 до 1000 м за 21 час 8/XII, от 500 до 900 м в 15 час. 9/XII). Высота пограничного слоя определена ориентировочно по профилю скорости ветра.

Во всех пунктах и почти во все сроки максимальные скорости ветра в струе были больше, чем U_g .

В струе наибольший прирост скорости ветра, как и следовало ожидать, идет снизу к центру струи, вверх от центра струи отмечается более замедленное уменьшение скорости ветра. Температура воздуха в слое выше центра струи повышается больше, чем в слое под центром струи

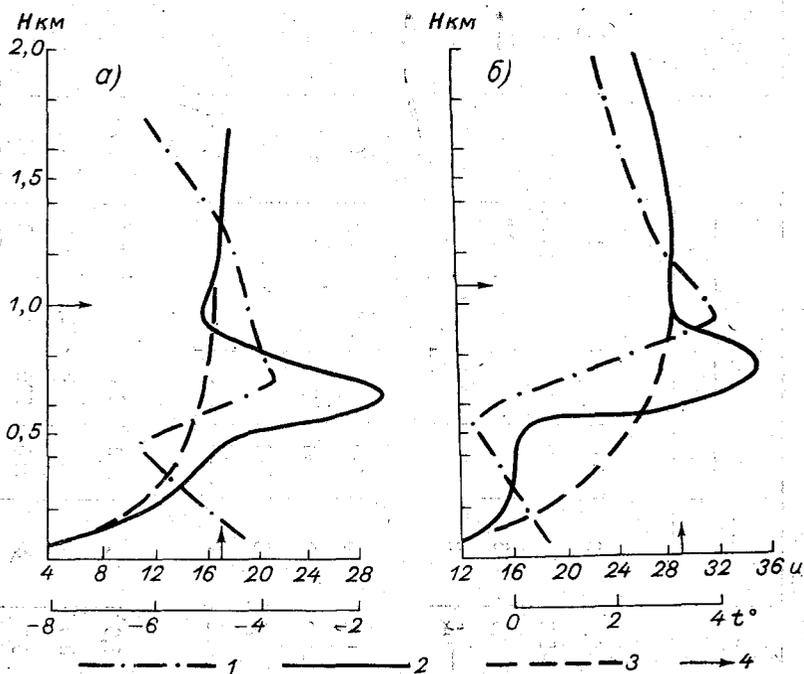


Рис. 5. Профили скорости ветра и температуры воздуха в слое 0—2 км за 3 часа 8/XII (1) и 10/XII (2) 1964 г. (пос. Воейково).

1 — температура, 2 — фактический ветер, 3 — рассчитанный ветер, 4 — высота пограничного слоя.

при том же расстоянии от центра, что вызвано расположением струи ближе к нижней границе инверсии.

Следует заметить, что максимум скорости ветра имеет место в сравнительно небольшом по вертикали слое в виде струи. На рис. 5 приведены профили скорости ветра и температуры воздуха до высоты 2 км, взятые нами как типовые. Здесь с уровня 0,9—1 км выше пограничного слоя начинается нормальное изменение скорости ветра. На этом же рисунке пунктирной линией дан логарифмический профиль скорости ветра.

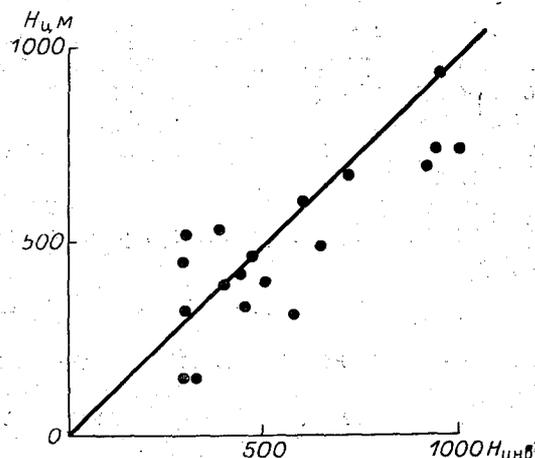


Рис. 6. Связь $H_{инв}$ с $H_{ц}$.

На рис. 6 дана связь высоты центра струи $H_{ц}$ с нижней границей приподнятой инверсии $H_{инв}$. Здесь хотя и имеется небольшой разброс, но в общем много точек ложится на биссектрису угла или вблизи нее, а чаще всего центр струи находится в слое приподнятой инверсии.

Для практических целей желательно проверить закономерности распределения скорости ветра при наличии струйных течений.

В табл. 3 приведены значения показателя n из степенного закона распределения скорости ветра с высотой

$$\frac{u_z}{u_{10}} = \left(\frac{z}{10}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (2)$$

для уровней 100, 200, 300, 500 м и для высоты центра струи.

Таблица 3

Величины n в слое до u_{\max} (пос. Воейково, 1964 г.).

H м	8/XII		9/XII				10/XII				Среднее
	время, часы										
	21	3	9	15	21	3	9	15			
100	8,3	11,2	8,4		4,0	6,7	6,3	12,2	8,1		
200	5,2	5,3	3,7	8,3	3,4	10,1	3,9	6,4	5,6		
300	4,2	4,0	3,6	6,9	3,5	9,6	3,5	4,9	4,7		
330	—	—	—	—	3,9	—	—	—	—		
400	—	—	—	—	—	—	—	4,4	4,4		
500	—	3,8	—	6,2	—	4,6	3,6	—	4,6		
600	—	7,7	—	5,9	—	—	—	—	6,8		
650	—	—	—	—	—	3,7	—	—	—		
Среднее	5,9	6,4	5,2	6,8	3,7	7,9	4,3	6,9	—		

Как видно, разброс значений показателя степени n весьма велик. Очевидно нельзя установить какую-либо закономерность, используя степенной закон в строении профиля скорости ветра в условиях приподнятой инверсии с наличием в ней мезоструй.

На рис. 4 приведен логарифмический профиль u в слое до 400 м. На высоте 10 м рассчитанные u значительно меньше наблюдаемых. При использовании на уровне 10 м установленной климатологами для Ленинграда расчетной максимальной скорости ветра 24 м/сек. логарифмический профиль дает завышенные значения скорости ветра на уровнях от 100 м и выше.

Для каждого случая зондирования был сделан расчет длины атмосферных волн λ , которые могут развиваться вдоль слоя инверсии, по формуле

$$\lambda = \frac{\pi(\Delta u)^2}{2g} \cdot \frac{T + T'}{T - T'} = \frac{\pi \cdot T}{g} \frac{\Delta v^2}{\Delta T}, \quad (3)$$

где λ — длина волны в метрах, Δu — векторная разность скоростей ветра в подынверсионном и инверсионном слоях, T — абсолютная температура в инверсионном слое, T' — абсолютная температура в подынверсионном слое.

По приближенной формуле также были подсчитаны отношения амплитуды A к вертикальной скорости w в волне.

$$\frac{A}{w} = \frac{\lambda}{2\pi u}, \quad (3a)$$

где u — скорость ветра в волне.

В табл. 4 приведены характеристики инверсионных волн.

Таблица 4

Ориентировочные значения λ и $\frac{A}{w}$

Даты	8/XII		9/XII				10/XII	
	время, часы							
	21	3	9	15	21	3	9	15
λ м	320	240	345	350	350	780	1340	1680
$\frac{A}{w}$	1,9	1,5	3,4	2,9	2,5	3,0	9,8	13,8

По данным Георгии [6], средние размеры инверсионных волн составляют 400—500 м. По нашим расчетам, величина $\lambda=610$ м, однако она может колебаться в пределах 240—1300 м. Отношение $\frac{A}{w}$ меняется от 1,5 до 10. Принимая для малых длин волн величину $w=0,5$ м/сек. и для крупных волн $w=1$ м/сек., можно считать, что амплитуды инверсионных волн будут находиться в пределах 3—25 м. Таким образом, инверсионные волны должны быть плоскими и тогда нельзя ожидать какого-либо значительного усиления скорости ветра в ложбинах и гребнях волн.

Приведенный пример за 8—10/XII 1964 г. интересен тем, что в природе могут при благоприятных условиях длительное время существовать узкие по вертикали струи со скоростями ветра до 25—35 м/сек. В этих условиях приподнятая инверсия как слой с ослабленной турбулентностью, очевидно, является своего рода каналом, по которому без заметного перемешивания происходит движение воздуха, подобное потоку в гигантской аэродинамической трубе, размерами в сотни километров.

В заключение сделаем некоторые предположения о природе образования мезоструй. На рис. 7 приведено типовое распределение основных

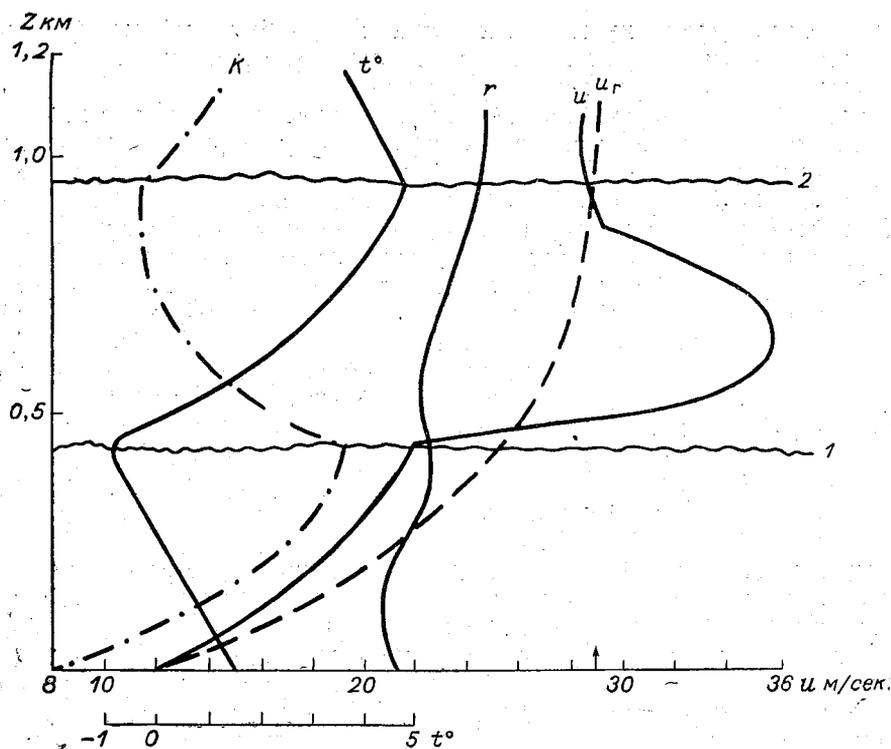


Рис. 7. Распределение t° , u , r , K в струе за 3 часа 10/XII (пос. Воейково).

1 — нижняя граница приподнятой инверсии, 2 — верхняя граница приподнятой инверсии, K м²/сек. — коэффициент турбулентности, t° — температура воздуха, u м/сек. — скорость фактически наблюдаемого ветра, u_r м/сек. — скорость ветра в пограничном слое при отсутствии инверсии, $r\%$ — относительная влажность.

метеорологических элементов за 3 часа 10 декабря 1964 г. в пос. Воейково.

Профиль скорости ветра дан фактический u и примерный u_p , соответствующий падению температуры во всем пограничном слое при увеличении u от 11 м/сек. с уровня 10 м до 1 км, где $U_g = 29$ м/сек. Профиль температуры t указывает на наличие слоя приподнятой инверсии с нижней границей 1 и верхней 2 в зоне 500—950 м. Линия K дает типовое качественное распределение профиля коэффициента турбулентности K , соответствующее наличию слоя приподнятой инверсии. В этих условиях величина K возрастает до начала слоя инверсии, в слое инверсии K быстро уменьшается, а выше инверсионного слоя снова увеличивается. Можно считать, что при достаточно больших горизонтальных градиентах давления (в наших случаях $\frac{dp}{dn} = 2 \div 3$ мм/1°) вследствие значительного трения о подстилающую поверхность и большого турбулентного обмена наблюдается несколько замедленный рост скорости ветра с высотой.

Однако как только поток воздуха достигает слоя приподнятой инверсии, где турбулентный обмен значительно ослаблен, сразу же (иногда скачком), скорость ветра возрастает. При особенно благоприятных условиях динамический напор в относительно узком слое инверсии может быть настолько велик, что скорость ветра может оказаться больше скорости геострофического ветра. В нашем примере, когда струя занимала площадь в сотни километров, источником энергии, вызвавшим такое

значительное увеличение скорости ветра, могли быть только процессы макромасштабные, связанные с резко выраженными циклоническими областями и фронтальными разделениями.

Таким образом, в слоях с приподнятой инверсией, изотермией или даже в некоторых случаях в зонах с уменьшенным вертикальным градиентом температуры, где наблюдается резкое уменьшение турбулентного обмена, возникает возрастание скорости ветра типа струи в результате резкого уменьшения турбулентного обмена, а при особенно больших горизонтальных градиентах давления и температуры это может вызвать скорости ветра, превышающие скорость геострофического ветра. Далее сделаем попытку оценить роль других факторов, которые могут оказать влияние на формирование струйного течения в пограничном слое.

В литературе широко описан процесс образования так называемых динамических инверсий. Напомним, что усиление скорости ветра в зоне динамической инверсии, в частности, обусловлено втягиванием воздуха струей снизу и сверху. К сожалению, имеющиеся у нас наблюдения не позволяют непосредственно судить о наличии данного процесса, но имеются некоторые косвенные оценки, в частности профиль относительной влажности r .

Как известно, при подъеме воздуха вследствие его охлаждения наблюдается рост r с высотой, при опускании — уменьшение. Поэтому при втягивании воздуха в струю на уровне центра струи должен бы наблюдаться перелом в профиле r с резким уменьшением выше уровня струи. На рис. 7 профиль r является почти типовым. Видно, что r не только не уменьшается выше струи, но даже несколько увеличивается.

Температура воздуха на всех высотах, следовательно, положительная, обледенения приемника не должно быть, инерция животной пленки в датчике влажности радиозонда достаточно мала и может отметить уменьшение r . Очевидно, заметного втягивания воздуха струей не наблюдается, поэтому не происходит усиления скорости потока.

Представляют интерес большие значения термодинамического градиента Γ выше и ниже струи, приведенные в табл. 1 и 2. При подсчитанных значениях Γ в зоне струи должен был бы наблюдаться интенсивный вертикальный турбулентный обмен, который в конечном итоге сравнительно быстро привел бы к ликвидации струйного течения. Так как этого процесса не обнаружено, очевидно, здесь имеют место другие закономерности.

Поскольку вертикальные перемешивания замедлены и малы, имеющийся в струе избыток кинетической энергии должен пойти на развитие беспорядочных движений воздушных частичек в горизонтальной плоскости, т. е. на развитие порывистости ветра. Но проверить это положение по экспериментальному материалу нам не удалось. Далее мы произведем оценку роли термического ветра в формировании струй пограничного слоя.

Уравнение движения с учетом горизонтального градиента температуры $\frac{\partial T}{\partial y}$, согласно работе З. М. Утиной [7], имеет вид:

$$u = U_g + \frac{gT}{l} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \int_0^z \frac{dt}{T} - e^{-\sqrt{\frac{\omega_z}{K}}z} u_g \cos \sqrt{\frac{\omega_z}{K}}z, \quad (4)$$

$$v = -\frac{gT}{l} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \int_0^z \frac{dt}{T} + e^{-\sqrt{\frac{\omega_z}{K}}z} U_g \sin \sqrt{\frac{\omega_z}{K}}z. \quad (5)$$

Обозначим

$$-\alpha_x = \frac{gT}{l} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \int_0^z \frac{dt}{T} = u - U_g \left[1 - e^{-\sqrt{\frac{\omega_z}{K}} z} \cos \sqrt{\frac{\omega_z}{K}} z \right], \quad (6)$$

$$\alpha_y = -\frac{gT}{l} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \int_0^z \frac{dt}{T} = v_* U_g e^{-\sqrt{\frac{\omega_z}{K}} z} \sin \sqrt{\frac{\omega_z}{K}} z, \quad (7)$$

где u и v — составляющие скорости ветра на данном уровне z , U_g — скорость геострофического ветра, $\omega_z = 6,31 \cdot 10^{-5} 1/\text{сек.}$, l — параметр Кориолиса, K — коэффициент турбулентности в слое.

Из решения данных уравнений определяют α_x и α_y , считая заданными значения u , v , U_g и K .

Принимая $\alpha_y = 0$; $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$, получим

$$\alpha_x = \frac{gT}{l} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^z \frac{\partial T}{T} = -\frac{g}{Tl} \int_0^z \frac{\partial T}{\partial y} dz, \quad (8)$$

$$\alpha_{xz_2} = \alpha_{xz_1} - \frac{g}{Tl} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial T}{\partial y} dz, \quad (9)$$

$$\alpha_{xz_1} - \alpha_{xz_2} = 0,26 \cdot 10^3 (z_2 - z_1) \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{z_2 - z_1} \text{ м/сек.}, \quad (10)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{z_2 - z_1} = \frac{\alpha_{xz_1} - \alpha_{xz_2}}{0,26(z_2 - z_1)} \text{ град/км.} \quad (11)$$

Результаты расчета $\frac{\partial T}{\partial n}$ даны в табл. 5.

Таблица 5

Значения $\frac{\partial T}{\partial n}$ для струйного течения за 3 часа 10 ноября							
Z м	100	300	440	550	650	800	1000
K м ² /сек.	12,6	18,0	19,1	14,7	13,0	11,4	12,2
$\sqrt{u^2 + v^2}$ м/сек.	15,4	20,0	21,6	33,4	36,0	32,7	20,0
α 1/сек. ($\Delta v_{\text{тер}}$)	11,6	11,0	9,7	17,5	20,0	15,5	10,8
$\frac{\partial T}{\partial n}$ град/100 км	45	1,2	3,6	-27,3	-9,6	12,0	9,0

Приведенные в табл. 5 необходимые величины горизонтального градиента температуры $\frac{\partial T}{\partial n}$ для образования ветра заданной скорости по высоте получились явно завышенными внизу и на высоте с наличием резких перемен знака $\frac{\partial T}{\partial n}$. Очевидно и термический ветер не может быть единственной причиной образования струй пограничного слоя.

Следовательно, единственным фактором, с помощью которого можно выяснить механизм образования струи, остается резкое уменьшение турбулентного трения в зоне струи, благодаря чему создаются условия скачкообразного роста скорости ветра. Имеется ряд работ о связи профиля коэффициента турбулентности с профилем скорости ветра, в частности, сюда можно отнести работу А. З. Ариель [8].

Как известно, увеличение K в верхнем слое приводит к увеличению скорости ветра внизу и уменьшению наверху и наоборот. В нашем случае резкий рост скорости ветра наверху должен быть связан с уменьшением K в верхнем слое. Но этот вопрос еще требует дополнительных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Молчанов П. А. Аэрология. Гидрометеиздат, 1938.
2. Blackadar A. K. Boundary layer wind maxima and their significance for the growth of nocturnal inversion. Bull. Am. Met. Soc., 38, 1957.
3. Новожилов Н. И. Тропосферные мезоструи. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1961.
4. Воронцов П. А. Профили основных метеорологических элементов в пограничном слое. Тр. ГГО, вып. 63, 1956.
5. Воронцов П. А. Аэрологические исследования пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, 1960.
6. Georgii W. Meteorologische Navigation des Segelfluges. Braunschweig, 1959.
7. Утина З. М. Строение пограничного слоя горизонтально неоднородной атмосферы. Тр. ГГО, вып. 167, 1965.
8. Ариель А. З. О влиянии профиля коэффициента турбулентности на ветер в пограничном слое. Тр. ГГО, вып. 69, 1957.
9. Thuillier R, Lappe U., Wind and temperature Profile characteristics from observations on a 1,400 ft tower. J. Appl. Met., No 3, 1964.

ОБ ЭВОЛЮЦИИ ПРИПОДНЯТЫХ И ПРИЗЕМНЫХ ИНВЕРСИЙ ПРИ ТУМАНАХ

На основании учащенных зондирований и радиозондовых наблюдений показаны некоторые особенности развития приземных и приподнятых инверсий и связанных с ними туманов.

Из многочисленных исследований известно, что подавляющее большинство туманов связано с наличием инверсий температуры в пограничном слое атмосферы [2, 5, 11]. Инверсии типичны для холодного полугодия, что определяет зимний максимум в годовом ходе туманов.

Ниже будут освещены некоторые особенности в строении пограничного слоя при возникновении приземных и приподнятых инверсий и связанных с ними осенних и зимних туманов.

Как показали результаты зондирований, непосредственно над подстилающей поверхностью вертикальный градиент температуры $\gamma^\circ/100$ м в туманах может иметь различный знак (табл. 1).

Таблица 1

Повторяемость $\gamma^\circ/100$ м в слое тумана (%)

Пункт	Градиент										Число случаев		
	положительный					отрицательный							
	> 1,50	1,5—1,01	1,0—0,51	0,5—0,21	0,2—0,0	—0,01—0,20	—0,21—0,50	—0,51—1,00	—1,01—1,5	—1,51—2,00		—2,01—5,0	> 5,0
Кривой Рог	—	5	27	17	6	4	4	21	8	3,0	5,0	—	
Воейково	1	2	22	22	18	6	4	4	2	4	2	13	182
Диксон	9	5	10	14	24	3	10	6	2	6	9	2	171
Днестровск	—	13	44	25	6	—	—	6	6	—	—	—	16
Суворов	—	3	33	26	16	3	2	7	—	5	5	—	58

Инверсионные градиенты в слое тумана достигали величин $>5^\circ/100$ м. Положительные градиенты встречаются чаще, чем отрицательные, причем значения γ в отдельных случаях могут быть близкими к адиабатическим и даже сверхадиабатическим, что вероятно связано с интенсивным перемешиванием и притоком тепла из смежных слоев.

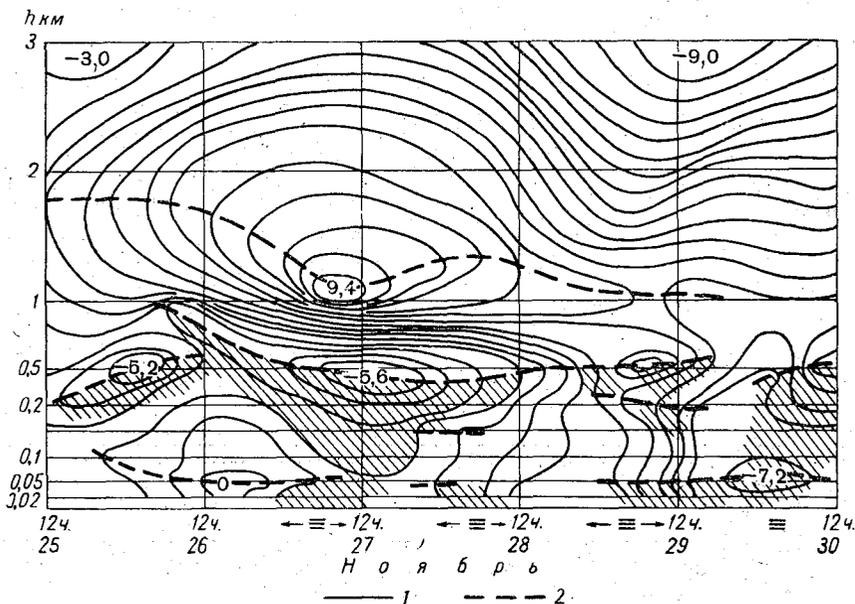


Рис. 1: Изоплеты температуры воздуха в период 25—30 ноября 1960 г., построенные по данным учтенных зондирований над Криворожем (1), и оси холодных и теплых прослоек (2).

Штриховкой отмечены зоны облаков и туманов.

Приземные инверсии при туманах часто имеют сравнительно большую мощность (от десятков до сотен метров).

Разнообразие наблюдающихся в туманах вертикальных градиентов температуры связано с тем, что в процессе эволюции тумана происходит существенная перестройка стратификации, причем изменение температуры в тумане, на его верхней и нижней границах происходит с различной скоростью. Например, в случае учтенных аэростатных и самолетных зондирований в конце ноября 1960 г. над Криворожем низкая облачность несколько раз опускалась к земной поверхности в виде тумана (рис. 1). Наибольшие изменения температуры, естественно, происходили на верхней границе этого облачного покрова. Возникновению тумана сопутствовало изменение высоты обеих границ облачного слоя.

В полдень 27/XI 1960 г. при рассеянии тумана (при поднятии облачного покрова) на полукилометровой высоте на верхней границе облака температура была $-5,6^{\circ}$, а выше, на уровне 1 км, температура достигала $+9,4^{\circ}$. Развитие туманов началось под приподнятой инверсией в ночь на 27/XI. Днем туманы рассеивались при усилении ветра. В слое от 25 до 500 м почти все время градиент температуры был положительным. Выше 500 м отмечалась надоблачная инверсия. Ночью облачность опускалась до земли в виде тумана. В то время как на высотах 700—2500 м развивалось потепление, на верхней границе облачного покрова происходило сильное охлаждение, по-видимому, радиационного характера, которое сопровождалось увеличением положительного градиента температуры в нижней части этого облака и распространением его вниз в виде тумана. В данном случае поверхность почвы была теплее верхней границы тумана, возникшего в результате адвекции теплого воздуха с юга с температурами выше 9° на высоте около 1 км.

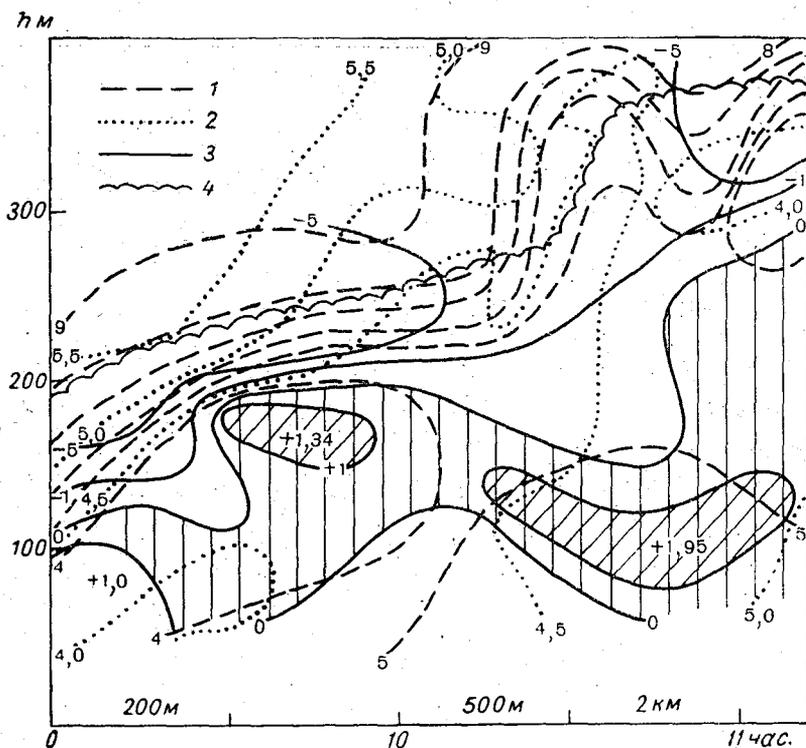


Рис. 2. Изоплеты температуры (1), вертикальных градиентов температуры (2), удельной влажности (3) и верхняя граница St и облачности, опускающейся до земли в виде тумана (4).

Перед возникновением тумана (опусканием облачности до земли) во всем приземном слое вертикальный градиент температуры был близок к сухадиабатическому (в слое тумана), в самой нижней части приземного слоя он оставался таким и при тумане 27/XI, и постепенно уменьшился до изотермического в ночь на 28/XI. Относительная влажность в нижней части тумана (по данным учащенных зондирований с помощью привязных шаров) уменьшалась в направлении к земле. Кроме того, внутри тумана на верхней границе приземного слоя располагалась узкая инверсия малой вертикальной мощности, от восхода до полудня смещавшаяся вверх.

Таким образом, в разные моменты времени на разных высотах туман характеризовался различными значениями вертикальных градиентов температуры.

Во многих случаях учащенных зондирований зимой обнаруживалось, что приподнятая инверсия длительно сохранялась над большей частью Украины, меняя свою мощность и высоту и ограничивая сверху облачный покров или слой тумана. Как правило, после восхода солнца эта верхняя граница поднималась, в нижней части пограничного слоя увеличивался положительный градиент температуры. Дальнейший рост градиента в течение дня сопровождался увеличением неустойчивости и рассеянием тумана, если таковой возникал ночью, или подъемом нижней границы тумана. Это можно иллюстрировать, например, данными учащенных самолетных зондирований в туманах 28/X 1961 г. на периферии сибирского антициклона над Криворожьем (рис. 2). На рисунке видимость у земли

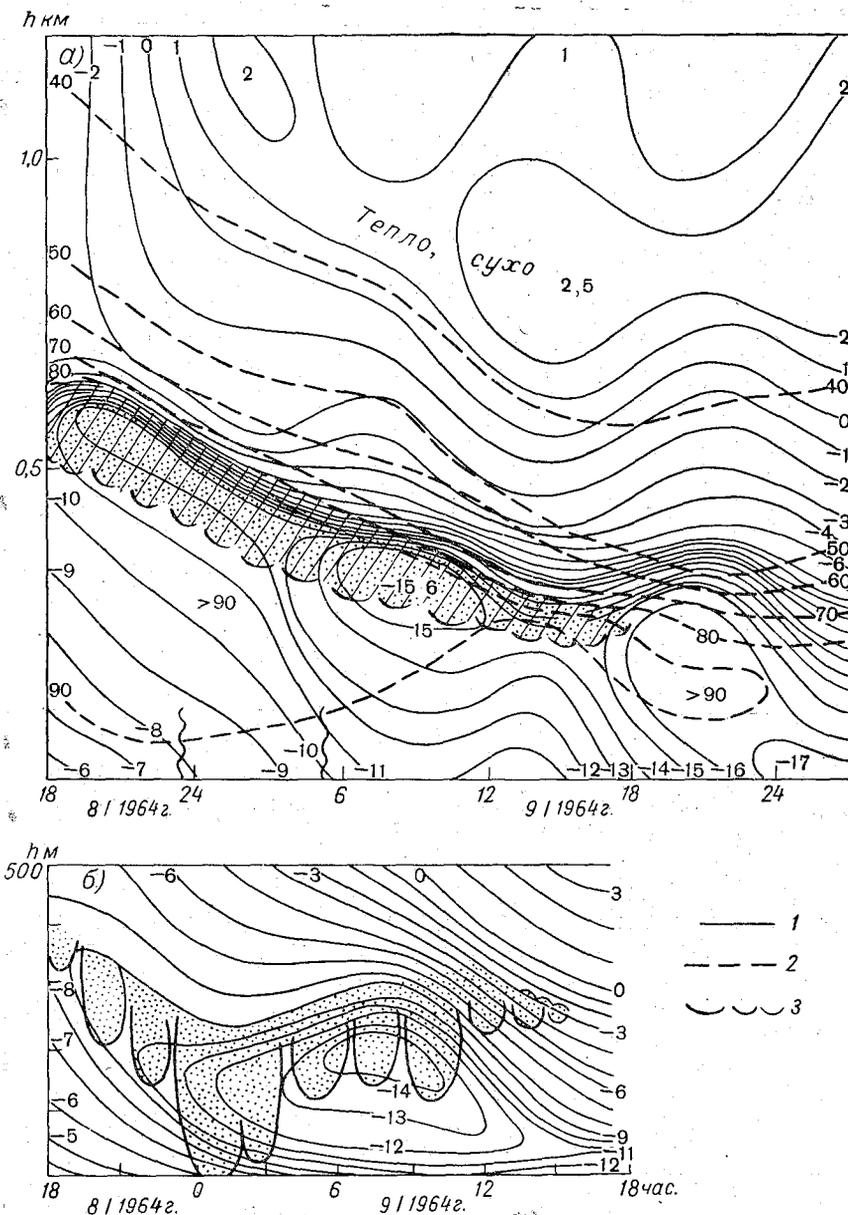


Рис. 3. Изоплеты температуры (1), относительной влажности (2) и нижняя граница облаков и туманов (3) 8—9 января 1964 г.

а — по данным радиозондовых и самолетных зондирований над Кривым Рогом, б — по аэростатным измерениям в Жовтневом.

указана на горизонтальной оси сверху, а высота дана над уровнем земной поверхности.

Известный интерес представляет случай учащенных аэростатных зондирований и радиозондирований 8—9/1 1964 г., когда центр антициклона с давлением около 1040 мб сместился с Карпат до Киева, а над Балтикой располагался циклон. В центральной части антициклона и в его гребне, ориентированном на восток, верхняя граница низких обла-

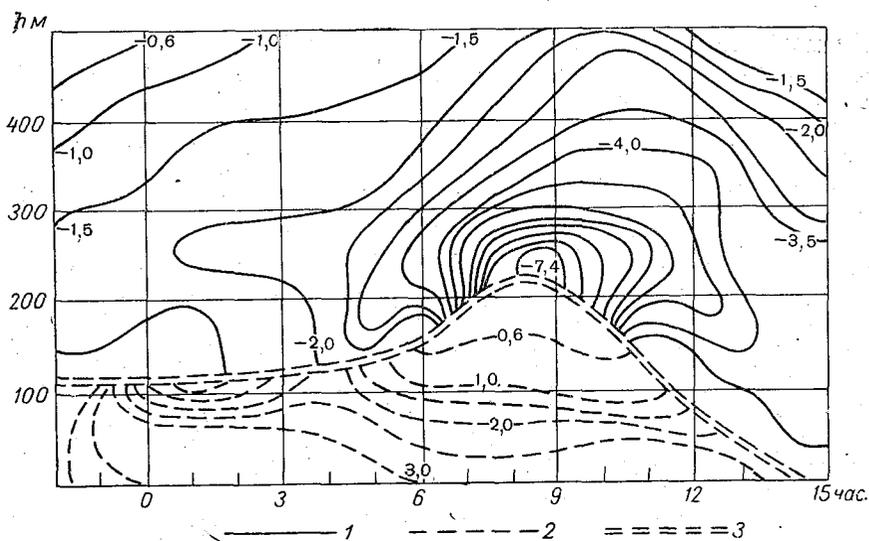


Рис. 4. Изоплеты вертикальных градиентов температуры по аэростатным зондированиям в Жовтневом 9/І 1964 г.

1 — отрицательные значения γ , 2 — положительные значения γ , 3 — уровень раздела.

ков располагалась под приподнятой инверсией. Относительная влажность резко убывала в слое инверсии с высотой, верхняя граница облаков была ровной. С самолета-зондировщика на ней наблюдались глории и нижнее солнце с двумя боковыми солнцами — признак кристаллической структуры облака. Нижняя граница облаков была беспокойной, нечеткой, в облаках наблюдались просветы. В полете отмечалось обледенение в виде матового налета. Местами образовались очаги кристаллизации и выпадал слабый снег и снежные зерна. В полдень 8/І температура воздуха была на Украине -5 , -8° .

Температура расположенной на высоте 800—1000 м тепловой части инверсии (рис. 3) менялась незначительно, в то время как на верхней границе облачного слоя она резко понижалась в течение ночи на 9/І.

С меньшей скоростью происходило похолодание на более теплой, чем облачный слой, подстилающей поверхности. В подоблачном слое сохранялся положительный градиент температуры, увеличивающийся по направлению к земле. Это видно на рис. 4 внизу, на котором представлено распределение с высотой и со временем вертикальных градиентов температуры по данным учащенных аэростатных зондирований в тот же период времени в Жовтневом, где ночью был туман. В Жовтневом облачная система была ниже и немного теплее, чем в Кривом Роге, где тумана не было.

В данном случае скорость северо-западного ветра во всем пограничном слое была малой, в облаках ко времени наибольшего охлаждения их (перед рассветом) — наименьшей. Это охлаждение не было связано с адвекцией, фронтальными процессами или турбулентностью, и, по всей видимости, отражает роль радиационного выхолаживания верхней границы облачного слоя. Интересно отметить, что в Кривом Роге тумана не было, а в Жовтневом, в степи, в 30—40 км к востоку от Кривого Рога, ночью облачность опустилась до земли в виде плотного тумана. Днем 9/І, судя по синоптической карте, зона тумана смещалась на юго-восток.

По мере смещения антициклона к северо-востоку к ночи на 10/1 над Криворожьем атмосферное давление медленно повышалось, температура воздуха понижалась местами до -20° , особенно там, где облачность была разорванной или отсутствовала. В первой половине дня 9/1 охлаждение облачного покрова над Кривым Рогом дошло до $-15,6^\circ$, над Жовтневым — только до $-14,0^\circ$. Вероятно, над Кривым Рогом в результате деятельности предприятий происходило уплотнение облачности и, следовательно, более интенсивное радиационное охлаждение ее. В подоблачном слое над Кривым Рогом градиент температуры в тумане был больше, чем над Жовтневым.

Очевидно, в данном случае интенсивность радиационного охлаждения верхней границы облачности, местами опускавшейся до земли в виде тумана, может существенно различаться уже на расстояниях 30—50 км. Поэтому радиозондирования в ряде случаев не могут дать достаточной информации для прогноза тумана в конкретных аэропортах, если эти зондирования выполняются не в самом аэропорту.

Приведенные выше примеры эволюции приподнятых инверсий и связанной с ними облачности, которая опускается до земли в виде тумана, позволяют высказать ряд соображений о роли дивергенции приземного трения и радиационного охлаждения облачного слоя или слоя тумана. Ниже укажем на некоторые детали процесса охлаждения воздуха, которые в ряде случаев влияют на изменение температуры и стратификации ее, меняя условия для туманообразования.

Охлаждение воздуха может быть оценено на основании следующего приближенного уравнения притока тепла [6]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \left(\gamma_a + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \omega + Q, \quad (1)$$

где u , v и ω — составляющие скорости по направлению осей x , y , z ; t — время, T — температура, Q — неадиабатический приток тепла к единице массы воздуха за единицу времени, деленный на теплоемкость при постоянном давлении c_p отражающий действие конденсационного, турбулентного и лучистого обменов; γ_a — адиабатический градиент температуры воздуха. Согласно уравнению (1) можно выделить [5] три основные причины локального изменения температуры: горизонтальный перенос, вертикальные движения и неадиабатический приток тепла. Процессы, приводящие к конденсации в атмосфере в результате охлаждения воздуха, имеют неравноценное значение для образования естественных туманов. Обычно адиабатическое расширение воздуха для большинства типов туманов несущественно, так как в приземном слое изменения давления происходят сравнительно медленно, а вертикальные движения ослаблены. Последние усиливаются в горных местностях и вместе с ландшафтно-географическими особенностями могут служить местными факторами туманообразования, в частности, у морских берегов со сложной конфигурацией береговой черты. Подстилающая поверхность выступает в роли «холодильника» или «увлажнителя»; основным механизмом, приводящим к образованию и распространению тумана в очаге его формирования, является турбулентный тепло- и влагообмен между подстилающей поверхностью и воздухом [1, 11]. В ряде случаев [12] адвекцию можно оценивать как фон, определяемый на основании синоптического прогноза, который отражает действие основных для туманообразования общециркуляционных факторов.

Эволюция тумана связана с перестройкой стратификации температуры [10], которая характеризует направление потока тепла. Роль стратификации может быть оценена на основании следующих соображений.

Рассматривая внутримассовые процессы вдали от фронтальных зон, в уравнении (1) можно пренебречь адвекцией температуры и затем продифференцировать это уравнение по высоте z , получив следующее соотношение для изменения вертикального градиента температуры $\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = (\gamma_a - \gamma) \frac{\partial w}{\partial z} - w \frac{\partial \gamma}{\partial z} - \frac{\partial Q}{\partial z}. \quad (2)$$

Представляя $\gamma(z, t)$ в виде ряда по степеням t и ограничиваясь первым членом разложения, А. И. Ромов получил

$$\gamma(z, t) = \gamma(z, 0) + \left[(\gamma_a - \gamma) \frac{\partial w}{\partial z} - w \frac{\partial \gamma}{\partial z} - \frac{\partial Q}{\partial z} \right] t, \quad (3)$$

где величина множителя при t , заключенная в квадратные скобки, берется для $t=0$. Соотношения (2) и (3) показывают, что изменение температурной стратификации при отсутствии адвекции зависит от исходной стратификации, вертикальных движений и от изменения с высотой неадиабатического притока тепла. Эти соотношения обсуждены совместно с Ромовым. Обсуждение позволило высказать ряд замечаний. Обычно полагают, что вертикальные движения не оказывают существенного влияния на формирование туманов, так как вблизи земной поверхности на равнине вертикальные скорости по абсолютной величине малы и, согласно уравнению (1), обусловленные ими изменения температуры незначительны. Поэтому непосредственное влияние этого фактора на условия конденсации в частице воздуха мало.

Однако косвенное влияние вертикальных движений на механизм туманообразования при известных условиях может оказаться существенным, так как туманы связаны с приземными или приподнятыми инверсиями и с условиями турбулентного и радиационного обмена.

В уравнениях (2) и (3) фактор изменения градиента, обусловленного вертикальными движениями, выражается слагаемыми $(\gamma_a - \gamma) \frac{\partial w}{\partial z} t$ и $-w \frac{\partial \gamma}{\partial z}$. В первом из них первый множитель велик и положителен в инверсиях и изотермиях; оценка второго множителя показывает, что изменение стратификации связано с характером синоптического положения. Уравнение неразрывности при малом индивидуальном изменении давления и плотности в приземном слое приближенно можно представить в виде

$$\frac{\partial w}{\partial z} \approx - \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right). \quad (4)$$

Благодаря трению, у земной поверхности дивергенция ветра достигает больших величин. В хорошо выраженных барических образованиях она бывает на порядок больше, чем в свободной атмосфере, и достигает $10^{-5} - 10^{-4}$ 1/сек. Соответственно здесь возрастают величины $\frac{\partial w}{\partial z}$, а порядок величины члена $(\gamma_a - \gamma) \frac{\partial w}{\partial z} t$ равен порядку слагаемого $\frac{\partial Q}{\partial z}$ и порядку самого $\frac{\partial \gamma}{\partial t}$ из уравнения (2). Действительно, при интенсивном развитии приземной инверсии для $\frac{\partial \gamma}{\partial t}$ из наблюдений можно получить оценку $10^{-7} - 10^{-6}$ град/м·сек., в то же время $(\gamma_a - \gamma) \approx 10^{-2}$. Итак, подтверждается близость порядков рассматриваемых величин.

Упорядоченные вертикальные движения, обусловленные приземным трением, являются одним из факторов изменения стратификации температуры и, следовательно, туманообразования. Направление влияния этого фактора зависит от характера барического образования. В областях хорошо развитых ложбин и циклонов имеет место приземная конвергенция, так как $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} < 0$, т. е., согласно уравнению (4), $\frac{\partial w}{\partial z} > 0$. Так как при синоптических положениях, благоприятных для туманов, имеется приземная или приподнятая инверсия, т. е. $(\gamma_a - \gamma) > 0$, то $(\gamma_a - \gamma) \frac{\partial w}{\partial z} > 0$. Возможны следующие случаи.

1. В циклонических областях, где $\frac{\partial w}{\partial z} > 0$:

а) $\gamma < 0$ (инверсия), $\frac{\partial \gamma}{\partial t} > 0$, γ будет увеличиваться вплоть до исчезновения инверсии и достижения им значения γ_a ;

б) $0 < \gamma < \gamma_a$, $\frac{\partial \gamma}{\partial t} > 0$, конвергенция трения способствует увеличению градиента γ вплоть до значения γ_a ;

в) $\gamma > \gamma_a$, $\frac{\partial \gamma}{\partial t} < 0$, вертикальный градиент γ будет уменьшаться до значения γ_a ;

2. В антициклонических областях, где $\frac{\partial w}{\partial z} < 0$:

а) $\gamma < 0$, $\frac{\partial \gamma}{\partial t} < 0$, инверсия будет более глубокой;

б) $0 < \gamma < \gamma_a$, $\frac{\partial \gamma}{\partial t} < 0$, градиент γ будет уменьшаться вплоть до появления изотермии и затем появления и развития инверсии;

в) $\gamma > \gamma_a$, $\frac{\partial \gamma}{\partial t} > 0$, градиент γ будет увеличиваться (маловероятный случай).

Итак, в соответствии с уравнением (2), приходим к выводу, что в циклонических областях конвергенция трения действует в направлении усиления неустойчивости до достижения стратификации, соответствующей адиабатическому градиенту температуры; инверсии в таких областях имеют тенденцию к разрушению за счет этого фактора (конвергенция трения).

В областях антициклонов, гребней и отрогов, где имеется приземная дивергенция ветра, эффект должен быть обратным, т. е. здесь создаются благоприятные условия для формирования приземных инверсий и их перемещения вниз, к земной поверхности. Эти соображения должен учитывать синоптик при анализе условий вероятности формирования туманов.

Изменение влагосодержания может быть оценено аналогично предыдущему на основании уравнения диффузии водяного пара [1, 6]:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -u \frac{\partial S}{\partial x} - w \frac{\partial S}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial S}{\partial z} \right). \quad (5)$$

Здесь S — удельное влагосодержание — масса водяного пара, капель воды кристаллов льда в 1 г воздуха (до начала конденсации $S = q$, где q — удельная влажность воздуха); K — коэффициент турбулентности водяного пара, мало отличающийся от коэффициента для тепла.

При отсутствии адвекции влаги изменение стратификации влагосодержания определяется упорядоченными вертикальными и неупорядо-

ченными турбулентными движениями. Если обозначить $S' = -\frac{\partial S}{\partial z}$, то из уравнения (5) можно получить

$$\frac{\partial S'}{\partial t} = -S' \frac{\partial W}{\partial z} - w \frac{\partial S'}{\partial z} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(K \frac{\partial S'}{\partial z} \right). \quad (6)$$

По аналогии с тем, что как это было сделано для градиента температуры, можно получить приближенное соотношение для изменения градиента влажности $\delta S'$ в приземном слое за счет дивергенции приземного трения при отсутствии адвекции влаги

$$\delta S' = [S'(z, t) - S'_0] = -S'_0 \frac{\partial W}{\partial z} \Big|_0 \Delta t. \quad (7)$$

Здесь S' — начальная стратификация влажности; Δt время, за которое происходит изменение влажности.

Из формулы (7) можно сделать следующие качественные выводы.

Когда S'_0 близко к нулю, дивергенция ветра не оказывает значительного влияния на изменение распределения удельной влажности S с высотой. Это наблюдается при интенсивном перемешивании в приземном слое, в частности, при ветре. В хорошо развитых барических образованиях (при больших абсолютных величинах $\frac{\partial w}{\partial z}$) при резком изменении удельной влажности с высотой (например, в глубоких инверсиях или над водной поверхностью) дивергенция ветра оказывает существенное влияние на перестройку стратификации S . Возможны случаи:

1. В циклонических областях, где $\frac{\partial w}{\partial z} > 0$:

а) $S'_0 > 0$, $\delta S' < 0$ (происходит уменьшение вертикального градиента удельной влажности, выравнивание распределения влажности по высоте);

б) $S'_0 < 0$, $\delta S' >$ (инверсия удельной влажности разрушается);

2. В антициклонических областях, где $\frac{\partial w}{\partial z} < 0$:

а) $S'_0 > 0$, $\delta S' > 0$ (градиент удельной влажности увеличивается).

б) $S'_0 < 0$, $\delta S' < 0$ (инверсия удельной влажности усиливается). Например, если в антициклонической области возникла инверсия удельной влажности с градиентом $S'_0 = -2$ г/кг на 100 м, то за ночь (за 6 часов) при $\frac{\partial w}{\partial z} = -5 \cdot 10^{-5}$ получим изменение градиента $\delta S' = -[-2(-5 \cdot 10^{-5}) 2,2 \cdot 10^4] = -2,2$. Это значит, что инверсия станет еще более мощной и глубокой, что способствует подтоку влаги из верхних слоев (из инверсии удельной влажности) к подстилающей поверхности. Иными словами, в этом случае в антициклоне при развитой дивергенции трения есть условия для накопления влаги в приземном слое и туманообразования. В циклонических областях за счет конвергенции происходит выравнивание распределения удельной влажности с высотой, условия для накопления влаги у подстилающей поверхности хуже, чем в антициклонических. Это хорошо согласуется с практическими наблюдениями синоптиков и со статистическими синоптико-климатологическими данными [3, 6, 7].

Изложенное позволяет указать на некоторые особенности формирования приподнятых туманов. Приподнятые радиационные туманы могут образоваться при ослабленном турбулентном обмене внутри приземного слоя [8, 13, 16]. В таких случаях образованию тумана предшествует ночное радиационное охлаждение подстилающей поверхности и прилегающего к ней слоя воздуха и образование приземной инверсии. Это может произойти в результате нескольких причин, в частности, при адвекции теплого влажного воздуха. Мелкомасштабная адвекция, обусловленная

местными ландшафтно-орографическими особенностями, может оказаться весьма существенной, и охлаждение воздуха иногда приобретает «пятнистый» характер. При ослабленном турбулентном обмене внутри инверсии на некоторой высоте могут сложиться условия, благоприятные для накопления атмосферных взвесей и продуктов конденсации [8, 9]. Эта высота различна в зависимости от характера аэрозолей и внешних условий. Появление замутненного слоя воздуха вблизи уровня с нулевым радиационным изменением температуры — главный момент в формировании приподнятого радиационного тумана [8, 16].

Туманы под приподнятыми инверсиями типичны для зимних условий на материке во внетропических широтах [14, 15]. Длительные периоды ночного охлаждения и опускание воздуха над уже существующими туманами или низкими слоистыми облаками усиливают инверсию над ними и способствуют сохранению тумана. Опускание инверсии в области дивергенции трения сопровождается уменьшением высоты тумана. Если образование приподнятого тумана начинается в области активной дивергенции приземного трения, то инверсия опускается и может стать более глубокой. Надтуманная инверсия, опустившись до земли после рассеяния тумана, вновь создает условия, благоприятные для тумана. Этот эффект может проявиться и при туманах других типов [9].

Возникновение адвективных туманов на юго-западе ЕТС обычно связано с адвекцией теплого влажного воздуха со стороны теплых морей. По мере продвижения потока на сушу разность между температурами туманонесущего потока и подстилающей поверхности обычно увеличивается, а высота инверсии растет. Затем градиент температуры становится положительным, а инверсия приподнятой: в $\frac{3}{4}$ случаев зондирований в адвективных туманах под Москвой вертикальные градиенты температуры до высоты 100—200 м были влажноадиабатическими или превышали их (по данным Н. В. Петренко [7]). Следовательно, адвективным туманам свойственна приподнятая инверсия адвективного происхождения, с которой на ЕТС обычно связаны не только туманы, но и низкие слоистые облака.

После возникновения адвективного тумана его верхняя граница становится источником эффективного излучения [2, 8, 13, 16]. Для покрытия теплорасходов нисходящий турбулентный поток над туманом должен быть больше, чем в слое тумана. В устойчивом тумане этому соответствует более высокий вертикальный градиент температуры смоченного термометра над туманом, чем в тумане. При сильном эффективном излучении, когда над туманом воздух особенно сух, к концу ночи температура на верхней границе тумана может опуститься на 6—10° ниже температуры подстилающей поверхности [9], приводя к формированию положительного градиента температуры в тумане.

Итак, в процессе эволюции туманов разных типов происходит существенная перестройка стратификации, сильно зависящая от конкретных ландшафтно-орографических условий, предшествующей стратификации и характера протекающего синоптического процесса, в частности, от интенсивности и знака приращения вертикальной скорости ветра с высотой (дивергенции или конвергенции ветра), мелкомасштабной адвекции и т. п.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронцов П. А. Аэрологические исследования пограничного слоя атмосферы. Гидрометеоздат, Л., 1960.
2. Воронцов П. А. Об условиях перехода низкой облачности в туман и тумана в низкую облачность. Тр. ГГО, вып. 106, 1961.

3. Девятова В. А. Микроаэрологические исследования нижнего километрового слоя атмосферы. Гидрометеоздат, Л., 1957.
4. Матвеев Л. Т. Некоторые вопросы образования и эволюции слоистообразной облачности. Тр. ААНИИ, т. 228, 1959.
5. Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии. Гидрометеоздат, Л., 1965.
6. Осипова Г. И. Некоторые характеристики туманов северо-запада ЕТС. Тр. ГГО, вып. 72, 1957.
7. Петренко Н. В. Характеристика тумана по данным аэростатного зондирования в Долгопрудном. Тр. ЦИП, вып. 81, 1961.
8. Прох Л. З. К вертикальной структуре радиационных туманов на Украине. Информ-бюллетень, № 7 при Президиуме АН УССР, 1964.
9. Прох Л. З. О перестройке стратификации температуры при эволюции туманов на суше. Тр. УкрНИГМИ, вып. 55, 1966.
10. Руководство по краткосрочным прогнозам погоды. Ч. II, Гидрометеоздат, Л., 1965.
11. Тимофеев М. П. К теории адвективных туманов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., т. 6, 1955.
12. Хргиан А. Х. Новейшие исследования по физике слоистообразных облаков. Тр. ЦАО, вып. 47, 1963.
13. Fleagle R. G. A theory of fog formation. J. Mar. Res., vol. 12, No 1—3, 1953.
14. George J. J. Weather forecasting for aeronautics. Ac. Press, N.Y., 1960.
15. Petterssen S. Weather analysis and forecasting. 1956.
16. Rodhe B. The effect of turbulence on fog formation. Tellus, vol. 14, 1962.

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОГО РЕЖИМА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПО ДАННЫМ АЭРОСТАТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Рассматривается методика определения статистических характеристик структуры скорости ветра по материалам аэростатного зондирования в пос. Воейково. Излагается метод вычисления корреляционной функции, выраженной через центральный и начальный моменты второго порядка, по записям структуры пульсаций скорости ветра, полученных по прибору системы ГГО.

В последние годы в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова и Ленинградском гидрометеорологическом институте накоплен достаточный опыт по исследованию турбулентного режима пограничного слоя атмосферы с помощью различных летательных аппаратов. Этому обстоятельству способствовали многочисленные исследовательские полеты и экспедиции, проводимые совместно.

Результаты исследований, изложенные в работах [1, 2], позволили экспериментально изучать ряд особенностей турбулентного состояния атмосферы в том или ином слое.

В качестве статистических характеристик в указанных работах используются так называемые центральные моменты некоторого гидродинамического поля. По своим характеристикам эти моменты являются пространственно-временными или просто временными. Наиболее часто для исследования используются корреляционные функции — двухточечные моменты второго порядка.

Вычисления корреляционных функций по материалам эксперимента обычно ведутся в следующем порядке [4].

Весь интервал T записи реализации случайной функции разбивается на m интервалов длины Δ и считается, что в интервал времени τ попадает k интервалов длины Δ . При осреднении по времени в качестве значения корреляционной функции можно будет принять

$$\tilde{R}\tau = \frac{1}{m-k-1} \sum_{j=1}^{m-k} [x(t_j) - \tilde{x}] [x(t_j + \tau) - \tilde{x}], \quad (1)$$

где $j=1, 2, \dots, m$.

Умножая и деля правую часть полученного равенства на Δ и замечая, что

$$\Delta(m-k) = T - \tau, \quad (2)$$

после перехода к пределу $\Delta \rightarrow 0$ вместо (1) получим

$$\tilde{R}(\tau) = \frac{1}{T-\tau} \int_0^{T-\tau} [x(t) - \tilde{x}] [x(t + \tau) - \tilde{x}] dt. \quad (3)$$

Возможно вести обработку экспериментального материала иначе: сперва получить значение математического ожидания произведения $X(t)X(t+\tau)$, а затем перейти к значению корреляционной функции, воспользовавшись общим соотношением между центральным и начальным моментами второго порядка

$$R(\tau) = M[X(t)X(t+\tau)] - [\bar{x}]_k^2, \quad (4)$$

в котором математические ожидания, стоящие справа, нужно заменить их соответствующими значениями. Расчетная формула в этом случае будет иметь вид

$$[\tilde{R}(\tau)] = \frac{1}{T-\tau} \int_0^{T-\tau} x(t)x(t+\tau)dt - [\tilde{x}]^2. \quad (5)$$

Формула (5) не совпадает с формулой (3), однако при достаточно большом T результаты, полученные по этим формулам, будут практически идентичны.

Для того чтобы формулу (3) можно было рассматривать как соответствующее значение корреляционной функции, необходимо убедиться, что при росте T математическое ожидание $\tilde{R}(\tau)$ стремится к $R(\tau)$, а дисперсия $\tilde{R}(\tau)$ — к нулю.

Для проверки первого утверждения достаточно вычислить математические ожидания обеих частей уравнения (5), что после внесения оператора вычисления математического ожидания под знак интеграла дает

$$M[\tilde{R}(\tau)] = R(\tau) - D[\tilde{x}]. \quad (6)$$

Дисперсия $D[x]$ обычно стремится к нулю при росте T . Следовательно,

$$\lim_{T \rightarrow \infty} M[\tilde{R}(\tau)] = R(\tau). \quad (7)$$

Отметим, что в отличие от \tilde{x} математическое ожидание соответствующего значения $\tilde{R}(\tau)$ равно $R(\tau)$ только в пределе.

Если бы в формулу (3) или (5) вместо \tilde{x} можно было бы подставить истинное значение математического ожидания x , то математическое ожидание $\tilde{R}(\tau)$ точно равнялось бы $R(\tau)$ и при любом значении T соответствующее значение корреляционной функции не имело бы систематической ошибки.

Вычисление дисперсии правой части формулы (3) или (5) приводит к довольно громоздкому выражению. Чтобы получить несколько более простую окончательную формулу, примем, что при вычислении \tilde{x} используется не вся реализация T , а только запись за время $(T-\tau)$, т. е. что \tilde{x} вычисляется по формуле

$$\tilde{x} = \frac{1}{T-\tau} \int_0^{T-\tau} x(t) dt, \quad (8)$$

и будем исходить из формулы (5).

При сделанном допущении формулу (5) можно представить в виде

$$\tilde{R}(\tau) = \frac{1}{(T-\tau)^2} \int_0^{T-\tau} \int_0^{T-\tau} x(t_1)[x(t_1+\tau) - x(t_2)] dt_1 dt_2. \quad (9)$$

Распределение t° , $\gamma^\circ/100$ м, u м/сек. и u' м/сек.

Дата	Вре- мя, часы	Высо											
		2			50				100				
		t°	γ	u	t°	γ	u	u'	t°	γ	u	u'	
8/IV 1957 г.	11,0	0,2	-0,40	3,0	0,1	0,20	4,5	$\pm 0,7$	-0,2	0,60	4,4	$\pm 0,6$	
8/IV	13,0	1,6	0,40	6,0	1,4	0,40	6,4	$\pm 0,9$	1,0	0,80	7,3	$\pm 1,2$	
26/IV	07,3	7,3	-1,60	5,0	7,9	-1,20	5,6	$\pm 1,4$	7,6	0,60	7,1	$\pm 1,3$	
26/IV	08,9	9,4	0,00	7,0	9,3	0,20	8,9	$\pm 1,4$	9,3	0,00	8,1	$\pm 1,4$	
26/IV	10,7	11,3	0,40	6,0	11,0	0,60	8,4	$\pm 1,6$	10,7	0,60	8,0	$\pm 1,2$	
13/VI 1958 г.	15,1	14,0	4,00	5,0	12,0	4,00	6,4	$\pm 1,8$	11,3	1,40	6,6	$\pm 1,9$	
24/VI	15,1	18,2	2,40	4,0	17,2	2,00	5,2	$\pm 1,4$	16,7	1,00	5,9	$\pm 1,4$	
24/VI	17,0	17,0	1,20	4,0	16,2	1,60	5,3	$\pm 1,2$	15,4	1,60	5,7	$\pm 1,5$	
30/VI	12,9	23,2	6,80	7,0	21,0	4,40	8,5	$\pm 2,0$	20,6	0,80	8,0	$\pm 2,4$	

Определяя дисперсию $\tilde{R}(\tau)$ по общим правилам, будем иметь

$$D[\tilde{k}(\tau)] = M\{[\tilde{R}(\tau)]^2\} - \{M[\tilde{k}(\tau)]\}^2. \quad (10)$$

Анализ формулы (10) показывает, что для нахождения дисперсии соответствующего значения корреляционной функции в общем случае знание корреляционной функции оказывается недостаточным и необходимо располагать и моментами более высокого порядка.

Используя материалы аэростатного зондирования в районе пос. Воейково Ленинградской области за апрель и июнь 1958 г., был произведен расчет нормированных корреляционных функций скорости ветра и спектральной плотности на высотах 100, 200 и 300 м. В табл. 1 приведены исходные данные для расчетов.

Анализ данных, помещенных в табл. 1, показывает, что основная часть аэростатного зондирования проходила в утренние и дневные сроки, при ветрах у земли от 3 до 7 м/сек. и ростом скорости ветра к уровню 300 м на 1,5—5 м/сек. Во всех случаях наблюдалась интенсивная порывистость ветра, максимальная в слое 50—100 м и несколько ослабевающая к уровню 300 м. Почти во всех случаях отмечалось падение температуры с высотой, причем часто вертикальный температурный градиент γ в нижних слоях был больше $1^\circ/100$ м.

Исходным материалом для расчетов явились структурные наблюдения за пульсациями скорости ветра на уровнях 100, 200 и 300 м.

Исследование структуры воздушного потока производилось с помощью прибора, регистрировавшего среднюю скорость ветра с пяти минутным осреднением, высоту подъема и пульсации горизонтальной и вертикальной составляющих скорости ветра. В данной работе использованы только пульсации горизонтальной составляющей скорости ветра u' .

Во время подъема производились выдержки прибора по 5 мин. на указанных выше уровнях. Запись элементов структуры воздушного потока производилась на закопченную бумагу, надетую на барабан часового механизма. Скорость вращения барабана составляла 0,2 мм/сек. После 22 мин. работы часовой механизм автоматически останавливался. Обработка записи пульсаций скорости ветра производилась путем сня-

Таблица 1

в слое 2—300 м, пос. Воейково

150				200				300			
t°	γ	u	u'	t°	γ	u	u'	t°	γ	u	u'
-0,7	1,00	5,2	$\pm 1,2$	-1,2	1,00	5,8	$\pm 0,7$	-1,9	0,70	5,6	$\pm 0,6$
0,6	0,80	7,6	$\pm 1,0$	0,2	0,80	7,6	$\pm 1,1$	-0,7	-0,90	7,2	$\pm 1,1$
7,2	0,80	8,2	$\pm 1,4$	7,3	-0,20	8,9	$\pm 0,8$	7,4	0,10	11,1	$\pm 0,0$
8,9	0,80	8,4	$\pm 1,5$	8,7	0,40	8,9	$\pm 1,7$	7,9	0,80	10,2	$\pm 1,7$
10,4	0,60	7,6	$\pm 1,1$	10,1	0,60	8,5	$\pm 1,0$	9,7	0,40	8,9	$\pm 0,7$
10,9	0,80	7,5	$\pm 0,7$	10,6	0,60	7,3	$\pm 1,2$	9,7	0,90	6,3	$\pm 0,9$
16,2	1,00	7,2	$\pm 1,6$	15,8	0,80	6,9	$\pm 1,2$	14,8	1,00	6,0	$\pm 0,7$
15,4	0,00	4,9	$\pm 1,4$	15,2	0,40	5,4	$\pm 0,7$	14,5	0,70	5,3	$\pm 0,9$
20,0	1,20	7,9	$\pm 2,4$	19,6	0,80	7,9	$\pm 1,8$	18,7	0,90	7,9	$\pm 1,7$

тия ординат через 1 мм записи, что соответствовало промежутку времени 5 сек. Таким образом, на каждом уровне было около 50—55 отсчетов ординат, характеризующих величины пульсаций горизонтальной и вертикальной составляющих скорости ветра. Начало записи на каждой площадке в обработку, как правило, не входило, так как примерно первые 20—50 сек. аэростат имел собственные колебания, а затем приобрел устойчивое положение.

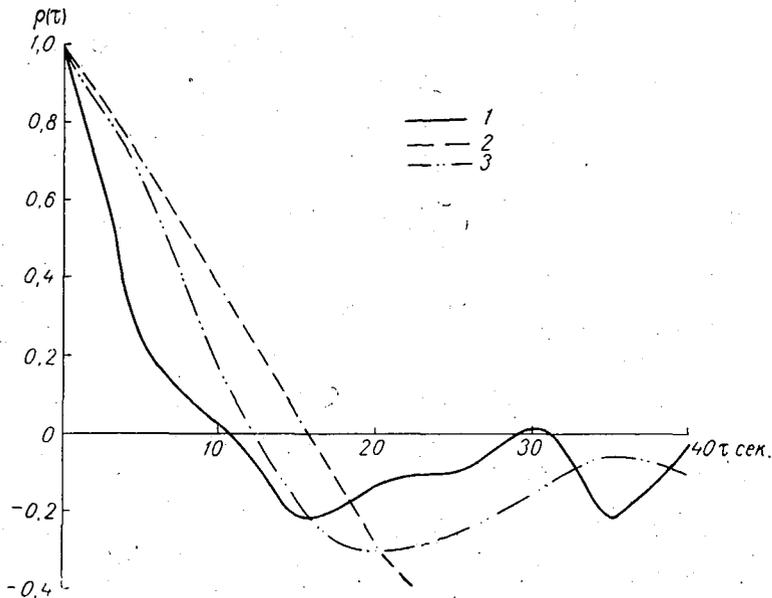


Рис. 1. Нормированные корреляционные функции горизонтальных пульсаций скорости ветра по данным аэростатного зондирования 13 июня 1958 г. (пос. Воейково).
1) $H=100$ м, 2) $H=200$ м, 3) $H=300$ м.

Таблица 2

Результаты расчета нормированной корреляционной функции скорости ветра

Дата (время, часы)	Высота	$\rho(5)$	$\rho(10)$	$\rho(15)$	$\rho(20)$	$\rho(25)$	$\rho(30)$	$\rho(35)$	$\rho(40)$
8/IV 1957 (12,1)	100	0,78	0,67	0,61	0,60	0,52	0,54	0,53	0,46
	200	—	—	—	—	—	—	—	—
	300	—	—	—	—	—	—	—	—
26/IV 1957 (8,4)	100	0,55	0,19	-0,03	-0,15	-0,09	-0,11	-0,15	-0,18
	200	0,40	0,17	0,25	-0,09	-0,24	-0,28	-0,26	-0,46
	300	-0,20	-0,06	-0,02	-0,08	0,38	0,36	0,43	0,40
26/IV 1957 (10,0)	100	0,59	0,09	-0,03	0,18	0,29	0,08	-0,09	-0,07
	200	0,51	0,06	-0,10	0,04	0,27	0,34	0,06	-0,10
	300	0,54	0,10	0,02	-0,14	-0,17	-0,24	-0,22	-0,26
13/VI 1958 (15,1)	100	0,23	0,03	-0,22	-0,13	-0,10	0,01	-0,25	-0,02
	200	0,71	0,38	0,04	-0,29	-0,47	-0,60	-0,67	-0,65
	300	0,66	0,16	-0,18	-0,30	-0,27	-0,16	-0,06	-0,10
24/VI 1958 (15,1)	100	0,76	0,40	0,14	-0,02	-0,12	-0,10	-0,10	-0,07
	200	0,89	0,63	0,30	-0,01	-0,27	-0,42	-0,45	-0,38
	300	0,86	0,62	0,30	-0,03	-0,24	-0,41	-0,46	-0,43
24/VI 1958 (17,0)	100	0,80	0,46	0,21	0,09	0,14	0,28	0,35	0,33
	200	0,86	0,60	0,33	0,15	0,08	0,09	0,11	0,12
	300	0,74	0,53	0,35	0,22	0,11	-0,04	-0,18	-0,08
30/VI 1958 (12,9)	100	0,92	0,73	0,46	0,17	-0,04	-0,22	-0,34	-0,43
	200	0,80	0,46	0,14	-0,12	-0,21	-0,06	0,20	0,39
	300	0,74	0,26	-0,25	-0,61	-0,71	-0,52	-0,20	0,10
Среднее	100	0,66	0,37	0,16	0,11	0,09	0,07	-0,01	0,00
	200	0,69	0,38	0,16	-0,05	-0,14	-0,16	-0,17	-0,18
	300	0,56	0,27	0,04	-0,16	-0,15	-0,17	-0,12	-0,06

Подробное описание прибора, методики наблюдений и погрешностей метода изложено в монографии [3].

При обработке структурных характеристик через интервалы $\Delta=5$ сек. статистически обеспеченный временной интервал в нашем случае не будет превышать 25—30 сек. Расчет нормированной корреляционной функции $\rho(\tau) = \frac{R(\tau)}{R(0)}$ пульсаций скорости ветра на фиксированной высоте был выполнен по формулам (3) и (9).

Сравнение ординат рассчитанных функций показывает, что с точностью до 0,01 наблюдается хорошее совпадение величин, вычисленных по формулам (3) и (9), до временного интервала порядка $\tau=20$ сек. С увеличением интервала τ в отдельных случаях различия между $\rho(\tau)_3$ и $\rho(\tau)_9$ увеличиваются. Увеличение разности дискретных ординат, возможно, связано с ограниченным значением T (в нашем случае оно 300 см). Очевидно, как ранее уже указывалось, при больших T различия между $\rho(\tau)_3$ и $\rho(\tau)_9$ будут уменьшаться, приближаясь к нулю.

На рис. 1 и в табл. 2 приведен пример и результаты расчета нормированных корреляционных функций. Анализ результатов расчета показы-

вадет, что почти все корреляционные функции имеют вид затухающих колебаний.

Известно, что первое «прохождение» кривой нормированной корреляционной функции через нуль дает возможность определить величину нулевого радиуса корреляции $L_0 = \tau u$, где u — горизонтальная составляющая скорости ветра.

Рассчитанные корреляционные функции также позволяют определить нулевой радиус корреляции. Сравнение величин нулевого радиуса корреляции на различных высотах, для дискретного подъема позволяет обнаружить некоторую зависимость между указанными величинами. В частности, прослеживается некоторая зависимость между величиной нулевого радиуса корреляции и высотой слоя измерения. Так, значение величины L_0 растет с высотой до уровня 200 м. Следует заметить, что указанная зависимость для высоты 300 м почти не обнаруживается, а, наоборот, имеется тенденция уменьшения радиуса корреляции в слое от 200 до 300 м. Для уточнения этого факта была сделана попытка привлечь данные распределения температуры воздуха с высотой. Однако выявить какую-либо определенную закономерность не удалось. Возможно, что это обстоятельство объясняется недостаточным количеством рассмотренных в работе случаев.

При определении спектральной плотности по экспериментальным данным обычно предварительно находят корреляционную функцию, затем, используя преобразование Фурье, вычисляют спектральную плотность $S(\Omega)$; однако можно с самого начала вести обработку реализаций случайных функций таким образом, чтобы сразу находить ординаты $S(\Omega)$. Для вычисления спектральной плотности в нашем случае корреляционная функция была аппроксимирована на элементарных участках, соответствующих временному интервалу $\tau = 1$ сек., уравнением прямой линии

$$\rho(\tau) = \rho(\tau_{i-1}) + (\tau - \tau_{i-1}) \frac{\rho(\tau_i) - \rho(\tau_{i-1})}{\tau_i - \tau_{i-1}}, \quad (11)$$

а затем произведен расчет $S(\Omega)$ по формуле

$$S(\Omega) = \frac{c}{\omega} \left\{ \rho(\tau_n) \sin \omega \tau_n + \sum_{i=1}^n \frac{\rho(\tau_i) - \rho(\tau_{i-1})}{\omega(\tau_i - \tau_{i-1})} \times (\cos \omega \tau_i - \cos \omega \tau_{i-1}) \right\}, \quad (12)$$

где $c = \frac{vR_0}{\pi}$ (v — скорость воздушного потока).

Все вычисления выполнены были на машине $M=20$.

Однако использование соотношений (11) и (12) для аппроксимации и расчета привело к величинам $S(\Omega)$, которые в некоторых случаях не имеют смысла, т. е. в результате вычисления были частично получены отрицательные значения ординат $S(\Omega)$, что, естественно, противоречит основному свойству спектральной плотности. Этот факт, возможно, объясним недостаточной статистической обеспеченностью корреляционной функции, а также определенным несоответствием между выбором элементарного интервала интегрирования и временным интервалом определения корреляционной функции. Поэтому в дальнейшем аппроксимация нормированных кор-

Таблица 3

Значения коэффициентов нормированных корреляционных функций (13 июля 1958 г.)

Высота, м	L_0	α	β
100	70,0	0,652	0,147
200	124,0	0,435	0,098
300	78,0	0,564	0,127

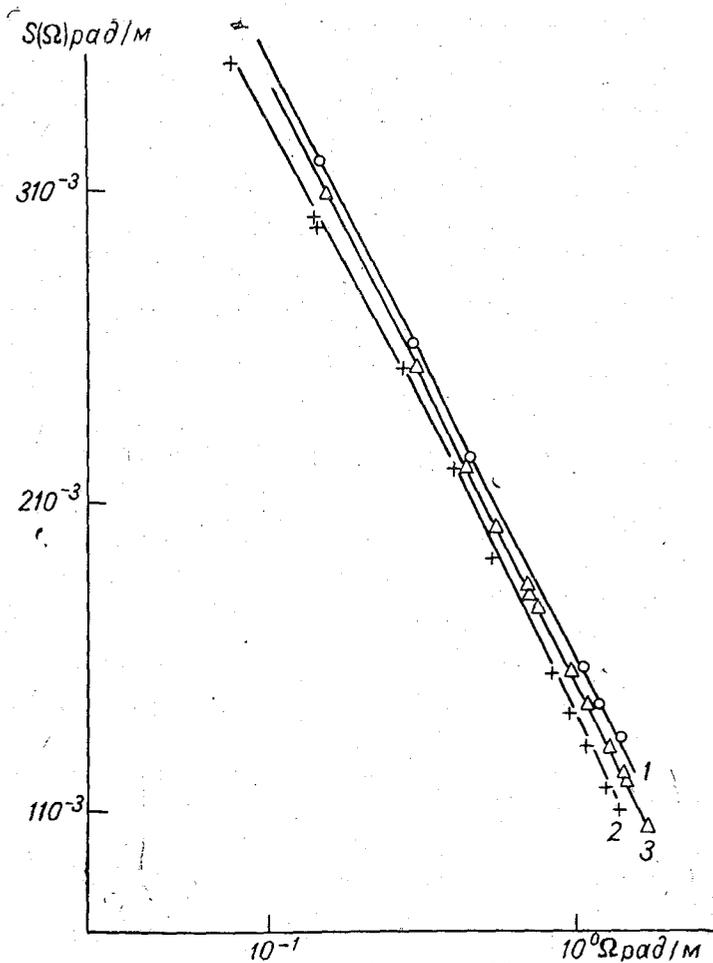


Рис. 2. Нормированная спектральная плотность горизонтальной составляющей скорости ветра по данным аэростатного зондирования 13 июля 1958 г.
1) $H=100$ м, 2) $H=200$ м, 3) $H=300$ м.

реляционных функций была выполнена с помощью аналитического выражения вида

$$R(\tau) = R(0) e^{-\alpha\tau} \cos \beta\tau, \quad (13)$$

где коэффициенты α и β определялись из экспериментальных данных.

Результаты расчета этих коэффициентов представлены в табл. 3.

Подставляя выражение (13) в формулу спектральной плотности, после интегрирования имеем

$$S(\Omega) = \frac{vR_0}{\pi} \frac{\alpha(\omega^2 + \alpha^2 + \beta^2)}{(\omega^2 + \alpha^2 + \beta^2)^2 - 4\beta^2\omega^2}. \quad (14)$$

С помощью соотношения (14) был выполнен расчет нормированной спектральной плотности. Результаты расчета для случаев аэростатного зондирования 13 июля 1958 г. представлены на рис. 2.

Анализ кривых, представленных на рис. 2, показывает, что для всех полученных спектров характерно наличие (в билогарифмическом мас-

штабе) линейного участка, отвечающего степенной зависимости спектральной плотности от пространственной частоты.

Применение аналитического выражения (13) соответствует достаточно сильному осреднению кривой нормированной корреляционной функции, что, естественно, приводит к осреднению спектральной плотности. Однако, очевидно, что при обработке данных аэростатного зондирования такое осреднение следует считать оправданным.

Приведенные в работе экспериментальные результаты по атмосферной турбулентности могут служить иллюстративным материалом, показывающим, какие данные и в какой форме могут быть получены по материалам аэростатного зондирования. По-видимому, значительное улучшение технических характеристик аэростатного метеорографа способствовало бы более детальному исследованию структуры воздушного потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронцов П. А., Герман М. А., Дубов А. С. Методика и некоторые результаты исследования турбулентного обмена с помощью самолета Як-12 в районе Шекинской ГРЭС. Тр. ГГО, вып. 158, 1964.
2. Дубов А. С., Герман М. А. О спектральной плотности вертикальных порывов ветра в облаках. Известия АН СССР, сер. физика атмосферы и океана, т. I, № 7, 1965.
3. Воронцов П. А. Методы аэрологических исследований пограничного слоя атмосферы. Гидрометеониздат, 1961.
4. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций, Судпромгиз, Л., 1961.

И. В. ВАСИЛЬЧЕНКО, П. А. ВОРОНЦОВ

О ПРОФИЛЯХ ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА НАД АТЛАНТИКОЙ ПО ДАННЫМ АЭРОСТАТНОГО И ВЕРТОЛЕТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Приводятся данные о распределении температуры и влажности воздуха над Атлантикой в нижнем слое до 0,5 и 2 км, полученные при зондировании с помощью аэростата и вертолета.

За последние годы в Главной Геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова в содружестве с другими организациями был выполнен ряд исследований пограничного слоя атмосферы над морями и океанами, а также в береговой зоне внутренних водоемов.

Осенью 1960 г. были проведены экспедиционные наблюдения на обширной акватории центральной части Атлантического океана, в число которых входили вертолетные и аэростатные зондирования.

Всего было произведено 145 подъемов привязного аэростата и 48 полетов вертолета. Методика подъема привязного аэростата и вертолета, а также описание применяемой аппаратуры было изложено в работах [1, 2].

По полученным материалам можно составить представление об основных чертах строения вертикальных профилей температуры и влажности воздуха над поверхностью океана. Общие представления об особенностях распределения температуры и влажности над Атлантическим океаном до высоты 2 км дают материалы вертолетного зондирования. Рассматривая профили температуры до высоты 2 км по отдельным подъемам вертолета, можно отметить высокую повторяемость задерживающих слоев. Слои инверсии, изотермии или слои с градиентами температуры менее $0,2^\circ$ наблюдались на высотах от 400 до 2000 м в 70% всех подъемов. В остальных случаях температура более или менее плавно уменьшалась с высотой.

Для анализа были объединены случаи, когда основания задерживающих слоев располагались выше 1,5 км (I), в слое 1,0—1,5 км (II), ниже 1,0 км (III), кроме того, выделены случаи с плавным понижением температуры во всем слое до 2,0 км (IV). По этим четырем группам были получены осредненные типовые профили температуры и влажности воздуха (I—IV), которые приведены на рис. 1 и 2.

Профили первой группы с задерживающими слоями на уровнях выше 1,5 км характерны в общем для периферийных районов циклонических областей. Профили температуры с низкими инверсиями наблюдались преимущественно в слое от 500 до 1000 м в антициклонических условиях

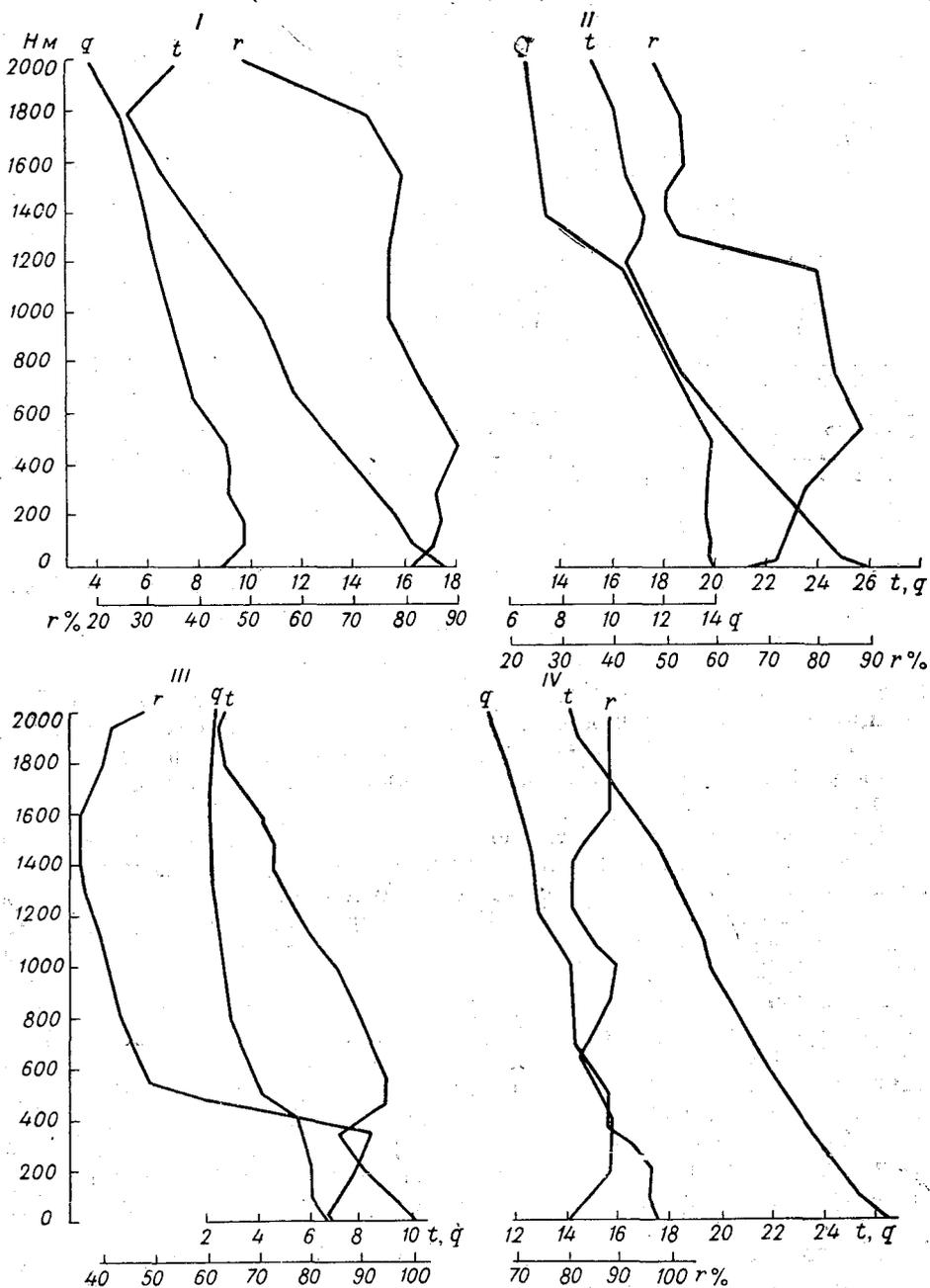


Рис. 1. Типовые профили t , r и q над Атлантикой (отдельные случаи) для типов I—IV.

при выносе воздуха с суши, удаленной от места наблюдений на 500—600 км. Можно полагать, что эти задерживающие слои являются следствием трансформации теплой воздушной массы над более холодной океанической подстилающей поверхностью. Остальные две группы профилей с инверсиями в слое 1—1,5 км и монотонным понижением температуры воздуха относятся к району Азорского максимума. Здесь задерживаю-

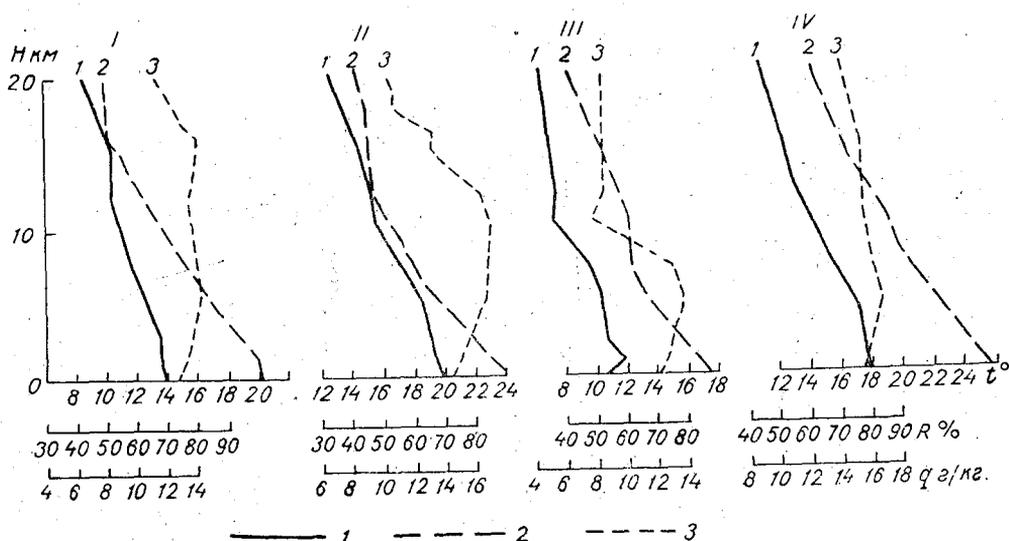


Рис. 2. Типовые профили q (1), t (2), r (3) над Атлантикой (средние) для типов I—IV.

щие слои возникают, по-видимому, в результате неравномерной по высоте адвекции тепла и оседания воздуха в антициклоне. Следует добавить, что в каждой из рассмотренных групп профилей в приводном слое 0—30 м и наблюдаются случаи как устойчивого, так и неустойчивого состояния.

Характерной чертой распределения относительной влажности воздуха является малая разница средних значений ее в слое 30—700 м для различных групп температурных профилей и более значительные различия в вышележащих слоях. Если на уровне 30 м средние значения влажности лежат в пределах 72—78%, то на высоте 2 км ее пределы отличаются на 20% (50—72%).

Рассматривая вертикальное распределение относительной влажности в качестве общей закономерности, можно отметить рост ее с высотой до уровня 500—1000 м, а затем слабое или более значительное ее убывание в зависимости от вертикального распределения температуры. Это справедливо не только для средних данных, но и для отдельных случаев, равно как и общая закономерность быстрого убывания относительной влажности в инверсионных слоях. Следует отметить, что при зондировании на уровне инверсии иногда наблюдались очень сухие слои воздуха с влажностью порядка 25%.

Если сопоставить значения удельной влажности с величинами температуры воздуха, то можно видеть, что более теплые массы воздуха являются и более влажными.

Все профили распределения удельной влажности указывают на ее убывание с высотой, причем в задерживающих слоях это убывание более резкое. Средние данные сильно сглаживают различия в распределении влажности подинверсионных и надинверсионных слоев, но по отдельным подъемам разница может быть весьма значительной.

Далее перейдем к рассмотрению строения нижнего слоя до 500 м по материалам аэростатного зондирования. Здесь нами также проведена разбивка материала на четыре группы, но уже в зависимости от темпе-

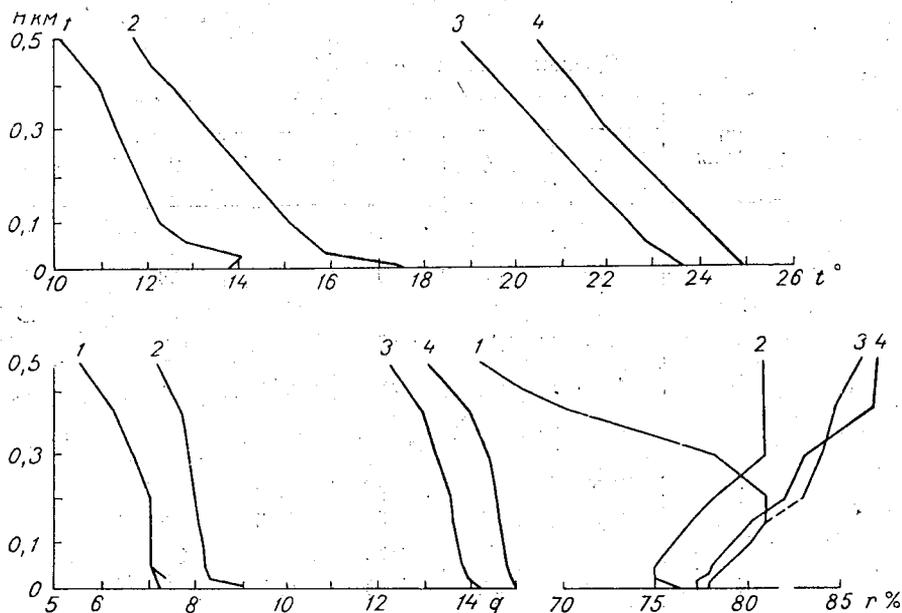


Рис. 3. Распределение t , r и q над Атлантикой для типов 1—4.

ратуры воздуха вблизи водной поверхности по следующим градациям: 1) 13—15, 2) 16—18, 3) 22—23 и 4) 24—25°.

На рис. 3 приведены средние профили t° , $r\%$ и q г/кг для указанных четырех групп.

Профиль температуры воздуха в слое 500 м в разных районах океана имеет много общего. Здесь по средним данным всюду наблюдается монотонное ее понижение без наличия каких-либо задерживающих слоев. Различия температуры воздуха по отдельным группам составили около 10—12°. В нижних слоях часто отмечаются сверхадиабатические градиенты температуры воздуха, а в первой группе — небольшие приводные инверсии.

Вертикальные температурные градиенты γ от уровня 100 м меняются мало (они близки к $1^\circ/100$ м) и только в первой группе отмечается быстрое их уменьшение с высотой.

Величина относительной влажности r в нижних слоях для всех групп меняется по средним данным в небольших пределах 76—78% и с высотой почти во всех группах несколько увеличивается, причем на уровне 500 м эти различия лежат в пределах 81—87%. Только в первой группе начиная с уровня 200 м отмечается некоторое уменьшение r до 60%.

Удельная влажность q подтверждает полученную по вертолетному зондированию закономерность, чем теплее масса воздуха, тем больше ее влагосодержание. Всюду имеет место относительно простой ход t , r и q в слое от 0 до 500 м, хорошо заметный из данных табл. 1. В слое 200—500 м для всех групп профилей в средних значениях можно считать монотонно изменяющимися как t , так и q с величинами γ в пределах $0,8—1,0^\circ$ и уменьшением удельной влажности на $0,25—0,35$ г/кг на каждые 100 м. Слой вода—200 м отличается несколько большими пределами изменения t и q .

Таблица 1

Средние значения γ и $\frac{dq}{dz}$					
Тип профиля	Высоты, м				
	100	200	300	400	500
$\gamma^{\circ}/100 \text{ м}$					
1	1,4	1,2	0,9	0,8	0,8
2	1,2	1,0	1,0	1,0	1,0
3	1,2	1,1	0,9	0,9	0,9
4	1,0	1,0	0,9	0,9	0,9
$\frac{dq}{dz}$ г/кг на 100 м					
1	0,30	0,20	0,22	0,25	0,32
2	0,35	0,30	0,30	0,25	0,35
3	0,45	0,42	0,33	0,33	0,34
4	0,40	0,28	0,23	0,26	0,30

Таблица 2

Суточный ход температуры воздуха по типам

Время (поясное), часы	Высота, м									
	0	25	50	100	150	200	300	400	500	n
Тип 1										
3—7	11,5	10,0	9,9	9,6	9,2	8,7	7,7	6,7	5,8	1/1
7—11	13,8	13,1	12,6	12,2	11,8	11,5	11,3	11,4	10,1	6/5
11—15	14,2	13,9	13,8	13,3	12,8	12,4	11,7	11,4	11,6	4/8
15—19	13,7	13,0	12,7	12,1	11,6	11,1	10,2	9,6	—	1/1
Тип 2										
7—11	16,0	15,5	15,2	14,6	14,3	13,7	12,8	12,2	11,2	6/4
11—15	16,6	16,1	16,1	15,3	14,9	14,5	13,6	12,6	12,2	3/2
15—19	16,7	16,5	16,3	15,7	15,1	14,7	13,9	12,8	12,8	4/1
Тип 3										
3—7	22,8	22,4	22,1	21,5	21,1	20,7	20,8	19,8	18,2	7/3
7—11	23,6	23,0	22,8	22,2	21,8	21,4	20,4	19,7	18,9	12/7
11—15	24,0	23,5	23,2	22,8	22,2	21,6	21,4	20,0	19,0	14/8
15—19	23,5	23,2	22,8	22,4	21,9	21,5	20,6	19,5	18,5	10/9
Тип 4										
3—7	24,7	24,3	23,8	23,5	23,1	22,6	21,9	21,1	20,4	10/7
7—11	25,2	25,9	24,7	24,3	23,8	23,4	22,5	21,5	20,6	20/13
11—15	25,4	25,0	24,8	24,4	23,7	23,1	22,6	21,8	20,9	22/20
15—19	24,5	24,2	24,1	23,6	23,1	22,7	21,8	21,0	20,0	15/10

Таблица 3

Суточный ход относительной влажности по типам

Время (поясное), часы	Высота, м								
	0	25	50	100	150	200	300	400	500
Тип 1									
3—7	70	70	70	72	73	74	77	80	82
7—11	80	81	82	83	85	85	80	73	65
11—15	75	74	74	76	76	78	77	63	61
15—19	78	79	78	79	80	80	83	73	—
Тип 2									
7—11	77	77	77	79	80	81	84	84	82
11—15	73	73	73	74	76	77	79	82	80
15—19	72	73	73	74	74	75	76	78	83
Тип 3									
3—7	79	79	80	82	82	82	81	80	81
7—11	78	77	78	76	80	82	84	84	85
11—15	76	78	78	79	80	81	83	85	85
15—19	78	79	80	81	82	84	86	88	88
Тип 4									
3—7	78	79	81	81	82	84	86	86	85
7—11	76	76	76	77	79	81	83	92	88
11—15	76	76	77	78	80	82	84	86	87
15—19	80	79	79	80	81	82	84	86	87

Расчет относительной влажности можно проводить, принимая ее за среднюю в слое 0—500 м.

Для типа 1	$r=74 \pm 5$
2	$r=79 \pm 5$
3	$r=82 \pm 4$
4	$r=83 \pm 5$

Как видно, среднее значение r — минимальное в первом типе и возрастает к четвертому типу.

Для выявления суточного хода t , r и q приведем табл. 2, 3 и 4.

В табл. 2 в графе n в числителе дано число подъемов в данный срок до уровня 300 м, в знаменателе — число подъемов до высоты 500 м. В табл. 3 и 4 число случаев для каждого типа и срока то же самое. Как видно, всюду отмечается суточный ход элементов, хотя и слабо выраженный. Максимум t наблюдается в период 11—15 часов. Суточные разницы температур для первой группы равны на уровне 0 м $2,7^\circ$, на 200 м $3,7^\circ$ и на 500 м $5,8^\circ$. Для второй группы 0,7, 0,9 и $0,6^\circ$, для третьей группы 1,2, 0,9 и $-0,6^\circ$ и для четвертой группы 0,7, 0,5 и $0,5^\circ$ соответственно. Чем ниже температура воздуха, тем больше прогревание массы воздуха по высоте.

Относительная влажность в суточном ходе меняется мало и практически находится в пределах точности ее измерений. Удельная влажность

Суточный ход удельной влажности по типам

Время (пояс- ное), часы	Высота, м								
	0	25	50	100	150	200	300	400	500
Тип 1									
3—7	5,4	5,2	5,2	5,3	5,3	5,1	5,0	4,9	4,8
7—11	8,0	7,8	7,6	7,6	7,6	7,6	7,2	7,0	5,5
11—15	7,1	7,0	6,9	6,8	6,8	6,9	6,4	5,5	5,3
15—19	7,3	7,1	6,9	6,8	6,7	6,6	6,6	6,5	—
Тип 2									
7—11	8,6	8,4	8,3	8,2	8,2	8,0	7,9	7,7	7,1
11—15	8,6	8,2	8,2	8,0	8,0	8,0	7,9	7,7	7,3
15—19	8,5	8,4	8,3	8,2	8,1	8,0	7,2	7,5	7,5
Тип 3									
3—7	13,5	13,2	13,1	13,1	12,8	12,8	12,4	12,1	12,0
7—11	13,9	13,7	13,6	13,5	13,5	12,7	13,0	12,8	12,1
11—15	14,5	14,2	14,1	13,9	13,7	13,6	13,4	13,1	12,8
15—19	14,3	14,1	13,9	13,9	13,8	13,7	13,5	13,0	12,4
Тип 4									
3—7	15,1	15,1	15,0	14,8	14,7	14,7	14,6	13,9	13,2
7—11	15,1	14,8	14,7	14,6	14,6	14,5	14,4	13,3	14,1
11—15	15,2	14,6	14,9	14,8	14,7	14,7	14,6	14,5	14,1
15—19	15,0	14,8	14,8	14,5	14,4	14,3	14,0	13,6	13,1

при типах 1 и 3 имеет заметный суточный ход во всем слое 0—500 м, при типах 2 и 4 ее суточный ход почти отсутствует.

В заключение приведем данные о повторяемости t , r и q по высотам для каждого типа (табл. 5, 6 и 7).

Как видно из табл. 5—7, разброс метеозаписей около средних значений в общем невелик. Для температуры воздуха это в первую очередь относится к типам 2 и 4, а отчасти и к типу 3. Такие же примерно особенности отмечены для r в типах 2 и 3 и отчасти в типе 4, а для удельной влажности q — в типах 2, 3 и 4. Несколько большие повторяемости величин t , r и q наблюдались в типе 1.

В заключение приведем некоторые сведения о формах облачности, наблюдаемых над океаном.

Облака одного или нескольких ярусов наблюдались во все дни вертолетного зондирования, причем балл общей облачности колебался в отдельные дни от 0 и до 10, а в среднем составили около 7 баллов. Преобладающей формой облаков верхнего яруса были C_1 , среднего яруса — A_c и нижнего яруса — облака вертикального развития от C_u *hum.* до C_b . Количество облаков нижнего яруса колебалось в диапазоне 0—10 баллов при средней величине 4 балла. Кучевая облачность располагалась обычно обособленными полями.

Данные о высоте нижней и верхней границы, а также мощности облаков были получены только для облачности нижнего яруса во время вер-

Таблица 5

Повторяемость градаций t (%) по типам

H м	Диапазон температур, град.											n
	5-7	7,1 -9	9,1 -11	11,1 -13	13,1 -15	15,1 -17	17,1 -19	19,1 -21	21,1 -23	23,1 -25	25,1 -27	
Тип 1												
0	—	—	8	50	17	16	9	—	—	—	—	12
50	—	—	34	33	17	8	8	—	—	—	—	12
100	—	—	34	42	8	8	8	—	—	—	—	12
300	—	25	42	8	—	17	8	—	—	—	—	12
500	22	22	34	—	11	—	11	—	—	—	—	9
Тип 2												
0	—	—	—	—	—	85	15	—	—	—	—	13
50	—	—	—	—	23	69	8	—	—	—	—	13
100	—	—	—	—	62	38	—	—	—	—	—	13
300	—	—	—	8	77	15	—	—	—	—	—	13
500	—	—	29	71	—	—	—	—	—	—	—	7
Тип 3												
0	—	—	—	—	—	—	—	4	15	70	4	53
50	—	—	—	—	—	—	—	6	51	42	2	53
100	—	—	—	—	—	—	—	15	60	23	2	53
300	—	—	—	—	—	—	12	50	38	—	—	52
500	—	—	—	—	—	7	48	45	—	—	—	27
Тип 4												
0	—	—	—	—	—	—	—	—	9	39	52	67
50	—	—	—	—	—	—	—	—	20	40	40	67
100	—	—	—	—	—	—	—	—	30	45	25	67
300	—	—	—	—	—	—	—	29	35	36	—	66
500	—	—	—	—	—	—	22	34	42	2	—	50

голетного зондирования. В ряде случаев высота вершин Сб и Си сог. не определялась, так как выходила за пределы слоя зондирования. По данным вертолетного зондирования, высоты нижней границы колебались от 250 до 800 м, а мощности облаков — от 150 до 1750 м и более.

Конвективные облака, мощность которых составляла около двух километров, будучи теплыми (капельно-жидкими), часто давали слабые осадки.

Как и следовало ожидать, связь между высотой нижней границы Си и относительной влажностью в приводном слое оказалась вполне определенной, хотя разброс точек на графике был значительным. Разброс точек был вызван, по-видимому, недостаточно точными данными о высоте оснований облаков в тех и довольно частых случаях, когда облака находились в стороне от вертолета и их нижняя граница определялась весьма приблизительно.

Таблица 6

Повторяемость градаций r по типам (%)

H м	Градации влажности, %											
	21—30	31—40	41—50	51—60	61—70	71—80	81—90	91—100	61—70	71—80	81—90	91—100
	Тип 1								Тип 2			
0	—	—	—	—	42	42	—	16	31	54	15	—
50	—	—	—	—	42	33	8	17	31	54	15	—
100	—	—	—	—	25	42	17	16	15	62	23	—
300	—	—	—	—	25	42	17	16	8	38	54	—
500	11	22	—	—	—	34	33	—	—	43	57	—
	Тип 3								Тип 4			
0	—	—	—	—	11	58	31	—	18	58	19	5
50	—	—	—	—	9	51	38	2	12	55	33	—
100	—	—	—	—	9	42	45	4	8	52	39	1
300	—	—	—	—	6	13	66	15	2	24	62	12
500	—	—	—	—	—	15	63	22	2	4	74	20

Таблица 7

Повторяемость градации q (%)

H м	Градации q г/кг											
	2,1—4,0	4,1—6,0	6,1—8,0	8,1—10,0	10,1—12,0	12,1—14,0	8,1—0,0	10,1—12,0	12,1—14,0	14,1—16,0	16,1—18,0	18,1—20,0
	Тип 1						Тип 3					
0	—	17	59	8	8	8	—	9	34	53	4	—
50	—	25	59	8	—	8	—	11	38	51	—	—
100	—	33	51	8	—	8	—	13	38	49	—	—
300	—	42	41	—	—	8	—	14	60	26	—	—
500	34	44	11	—	—	11	—	41	52	7	—	—
	Тип 2						Тип 4					
0	—	—	38	62	—	—	—	—	16	63	21	—
50	—	—	38	62	—	—	—	3	23	60	14	—
100	—	—	38	62	—	—	—	4	25	58	13	—
300	—	—	46	54	—	—	—	3	34	56	9	—
500	—	—	57	43	—	—	—	8	48	44	—	—

Уравнение для определения высоты нижней границы H по данным относительной влажности r на уровне 30 м над водой было получено в виде

$$H = 33(92 - r\%) \pm 150 \text{ м.}$$

Вертикальное развитие облаков вида $Cu \text{ hum.}$ и наиболее развитых по горизонтали $Cu \text{ cong.}$ обычно ограничивалось высотой расположения сухих задерживающих слоев. Для кучевых средних и «столбовидных» препятствием являлись промежуточные слои воздуха с пониженной относительной влажностью, даже если они не отличались заметным изменением градиента температуры. При низких и сухих инверсиях облака отличались малой мощностью.

Приведенное описание можно считать характерным для внутримассовой облачности, причем преимущественно в антициклонических областях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронцов П. А. Методы аэрологических исследований пограничного слоя атмосферы. Гидрометеониздат, 1961.
2. Васильченко И. В., Воронцов П. А., Довгальук Ю. С., Маслов С. И. Методика и аппаратура для изучения пограничного слоя атмосферы с судов. Тр. ГГО, вып. 135, 1952.

Р. С. БОРТКОВСКИЙ, Э. К. БЮТНЕР, Л. Ю. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ПРИВОДНОГО СЛОЯ ВОЗДУХА НАД ОКЕАНОМ

Приведены результаты измерений ряда характеристик приводного слоя воздуха, проведенных в 1965 г. во время экспедиции в Северной Атлантике. Измерены профили средней скорости ветра до высоты $z=15,5$ м, а также ряд структурных характеристик скорости ветра и температуры при одно-временной записи волнения.

Вычислены значения касательного напряжения, дисперсий горизонтальной и вертикальной составляющих скорости ветра, дисперсий температуры; оценена толщина слоя трения, величина трансформации энергии турбулентности и величина турбулентного потока тепла при разных условиях.

Процессы обмена теплом и количеством движения в самом нижнем слое воздуха над океаном во многом определяют всю механику макромасштабного взаимодействия океанов и атмосферы. Вместе с тем существующие представления основаны главным образом на ряде гипотез и развитие их тормозится отсутствием экспериментальных материалов. Можно предполагать, что приводный слой над океаном отличается рядом особенностей не только от хорошо изученного приземного слоя, но и от приводного слоя над озерами и прибрежными районами морей.

В июле — сентябре 1965 г. во время экспедиции на судах «Океанограф» и «Айсберг» в Северной Атлантике проводились измерения пульсационных и средних характеристик приводного слоя, сопровождавшиеся измерением волнения.

За время экспедиции была проведена 101 часовая серия наблюдений. Во время каждой дневной серии измерялась средняя скорость ветра на пяти высотах, температура воздуха на двух высотах, велись записи волнения и градиентов температуры, измерялись составляющие радиационного баланса и температура поверхностной пленки воды. В середине часового интервала производилась запись пульсаций модуля и угла наклона к горизонту скорости ветра, а также запись пульсаций температуры воздуха. Во время ночных наблюдений исключалась запись волнения и флуктуаций скорости ветра.

34 серии наблюдений были проведены по сокращенной программе и имели целью получение дополнительных данных о профилях скорости ветра, осреднявшейся в них за часовой интервал непрерывных измерений.

Максимальная за время наблюдений скорость ветра была 9 м/сек., высота волнения — до 4,0 м. В среднем скорость ветра была 5—6 м/сек., высота волн — около 1,5 м.

Методика измерений и использованная аппаратура

Все датчики измерительной аппаратуры были установлены на специальном буге. Буй представляет собой полый цилиндр диаметром 20 см, общей длиной 700 см, выполненный из специальной прочной и водостойкой фанеры. В вертикальном положении он удерживается подвешенным на 50-метровом тросе грузом. На выступающей из воды части буга была установлена мачта длиной около 4 м, несущая приборы. Выступающая из воды часть поплавка (около 80 см длиной) обеспечивала запас плавучести в 30 кг. Такая конструкция буга обеспечивает минимальность его вертикальной качки и крена. Период собственных колебаний буга определяется по формуле

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{m}{\rho_w g S}},$$

где g — ускорение силы тяжести, S — площадь по ватерлинии, m — водоизменение, ρ_w — плотность воды. Для цилиндрического поплавка ($S = \pi r^2$, $m = \rho_w SL$, где L — длина подводной части, r — радиус) T_0 зависит только от L .

При длине подводной части 6,2 м собственный период колебаний буга оказывается равным 5,0 сек.

Кабели, соединяющие мачту с регистрирующей аппаратурой на судне, и трос, удерживавший буй, вытравливались с наветренного борта на расстояние 70—100 м; кабели удерживались на плавучем пенопластовыми поплавками. Четыре контактных анемометра системы ГГО были установлены на мачте буга на высотах 1,8; 2,4; 3,4; 5,0 м; датчики термоанемометров — на высотах 2,4 и 5,0 м. Датчик пульсаций температуры воздуха — батарея из 50 термопар (термопар), устанавливался на высоте 5,0 м. Кроме того, на мачте находились два электропсихрометра с четырьмя термометрами сопротивления, два из которых позволяли измерять непосредственно разность температур между высотами 2,0 и 4,6 м, а два других — температуру на этих высотах.

Регистрирующая аппаратура, установленная на судне, состояла из счетчиков электромагнитных импульсов, отмечавших число контактов анемометров, электронных потенциометров ЭПП-09, шлейфового осциллографа Н-700 и моста постоянного тока.

Многоточечный электронный потенциометр ЭПП-09 был подключен к выходу градиентной схемы и регистрировал разность температуры между высотами 2,0 и 4,6 м в течение всего часа наблюдений. Цена одного деления шкалы составляла около $0,05^\circ$. Обработка записи проводилась путем разбивки ее на 15-минутные интервалы и определения средней разности температур в каждом из них.

Средние скорости ветра определялись по числу контактов за четыре 10-минутных интервала (в последних 34 сериях — за 50 минут, при ежеhourных наблюдениях на станции). В вычисленные по поверочным графикам скорости на каждом уровне вносились поправки, полученные путем сравнения показаний всех анемометров с контрольными. Эти поправки определялись дважды — до начала работ и по окончании всего этапа. Значения температуры на двух уровнях определялись трижды в течение часовой серии. Хотя была использована схема термометров сопротивления без компенсационного провода, расчеты изменения сопротивления показали, что это не могло привести к заметным погрешностям.

Регистрация пульсаций температуры производилась на односточечный ЭПП-09 со скоростью протяжки 9600 мм/час. Термоанемометр, изготовленный для регистрации флуктуаций модуля и угла наклона вектора ско-

рости ветра к горизонту, имел в качестве чувствительного элемента две взаимно перпендикулярные платиновые нити толщиной 13 мк, нагретые до 300°. Температура нити оставалась постоянной на средних скоростях, что позволило получить близкие характеристики прибора при различных средних скоростях. Датчики были установлены на легкую флюгарку.

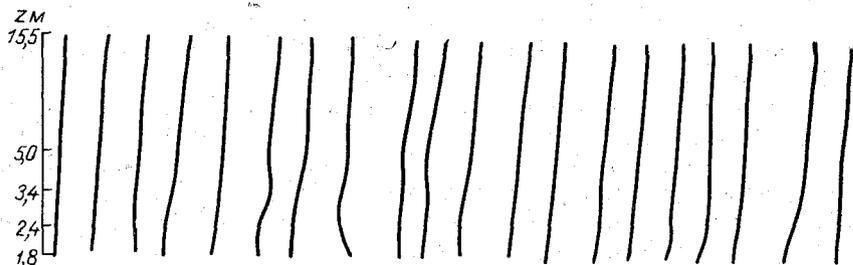
Регистрация производилась на осциллограф Н-700 со шлейфами типа М001.2 и М001.3 с собственной частотой 400 и 1200 гц. Прибор позволяет регистрировать флуктуации частотой до 30—50 гц. Наблюдения производились в середине часовой серии. Длина записи составляла 5—8 минут при скорости протяжки 4 см/сек.

Во время серийных измерений на НИС «Океанограф» проводились метеорологические наблюдения и отмечалось положение буя относительно судна. На наветренной краспце гротмачты судна, удлиненной небольшим выстрелом, на высоте 15,5 м от ватерлинии был установлен анемометр того же типа, что и на бую. Ранее [1], [2] было установлено, что на судне типа СРТ искажения скорости ветра на клотике гротмачты пренебрежимо малы, поэтому измерения анемометром, установленным здесь, можно использовать при построении профилей скорости.

На НИС «Айсберг», державшемся в 1,5—2 кабельтовых от буя, производились синхронные измерения составляющих радиационного баланса, температуры поверхностной пленки воды (радиометром системы ГГО) и волнения (волнографом ГМ-16).

Обработка полученных данных и оценка погрешностей

Характерные профили скорости ветра, приведенные на рис. 1, во многих случаях явно отклоняются от логарифмического закона, соответствующего условиям равновесной термической стратификации над сушей. Между тем определения профиля температуры показали, что разность температур даже между охлажденной (сравнительно с приповерхностными слоями воды) поверхностной пленкой воды и воздухом на высоте 5 м редко превышает 1°; определения же разности температур между



Масштаб: 1 см ≈ 3 м/сек.

Рис. 1. Типичные профили скорости ветра.

уровнями 2,0 и 4,6 м в воздухе и между температурой поверхностного слоя воды и температурой воздуха по СДС показали, что они обычно не превышают 0,1 и 0,3° соответственно.

На близость стратификации к равновесному состоянию указывает также малость дисперсии температуры σ_T , зарегистрированной термопауком (максимальные значения σ_T не превышали 0,12°). Следовательно, вид профиля ветра в том или другом случае определяется не температурным расслоением.

Ряд исследователей полагает, что профили над морем при малых градиентах температуры логарифмические, а наблюдаемые отклонения можно объяснить эффектом вертикальных колебаний буя с анемометрами. Действительно, вертикальные смещения анемометров в потоке логарифмического профиля должны занижать среднюю скорость, причем на нижних уровнях больше, а на верхних — меньше. Это должно привести к тому, что вместо логарифмического профиля получится профиль, соответствующий условиям неустойчивой стратификации над сушей. Однако нами получены профили, соответствующие не только «конвективным», но также и «инверсионным» условиям. Кроме того, оценка эффекта вертикальных колебаний анемометров [3] показала, что он вообще несуществен.

Как уже было отмечено, вид профиля над морской поверхностью не определяется температурной стратификацией; кроме того, понятие параметра шероховатости как высоты, на которой средняя скорость течения обращается в нуль, здесь не имеет смысла. Тем не менее оказалось удобным интерпретировать полученные профили с помощью обобщенного степенного закона Д. Л. Лайхтмана, позволяющего описывать значительное разнообразие профилей [4]. Получающиеся в процессе обработки величины ε и z_0 рассматривались нами исключительно как некие параметры аппроксимирующей схемы. Они дали нам возможность определить по профилю ветра путь смещения l по формуле Кармана, а следовательно, и величину динамической скорости v_* как $l \frac{du}{dz}$. Однако при $\varepsilon > 0$ схема обобщенного степенного закона не всегда позволяет найти v_* . Особенно быстро схема перестает работать при малых градиентах скорости ветра $\frac{du}{dz}$, характерных для приводного слоя; именно, уже при $\varepsilon = +0,05$ невозможно провести обработку до конца. В этих случаях обработка была проведена по следующей методике.

Ранее [5] высказывалось предположение о том, что на поверхности моря при действии волн путь смещения l имеет конечное, не нулевое значение l_0 . Д. Л. Лайхтман предположил, что путь смещения в приводном слое есть сумма некоего начального значения l_0 , определяемого элемен-

тами волнения, и кармановского выражения $l = -\kappa \frac{\frac{du}{dz}}{\frac{d^2u}{dz^2}}$, где $\kappa = 0,4$.

Решение системы

$$\left. \begin{aligned} l &= l_0 - \kappa \frac{\frac{du}{dz}}{\frac{d^2u}{dz^2}} \\ v_* &= l \frac{du}{dz} \end{aligned} \right\}$$

получается в параметрическом виде, причем параметром служит начальное значение пути смещения l_0 при $z=0$:

$$\left. \begin{aligned} z &= \frac{l_0}{\kappa} \left(\frac{l}{l_0} + \ln \frac{l_0}{l} - 1 \right) \\ u &= \frac{v_*}{\kappa} \left(\frac{l_0}{l} + \ln \frac{l}{l_0} - 1 \right) \end{aligned} \right\} (*)$$

Можно далее предположить, что влияние волн ослабевает с удалением от границы раздела, и записать $l_0 = l_0(z)$.

Если предположить, что $l_0(z) = ae^{-kz}$, то решение системы будет получено также в параметрической форме:

$$z = \frac{l}{z} + \frac{\ln a}{k} + \frac{1}{k} \ln \left\{ \frac{e^{-\frac{ka}{z}}}{a} + \frac{k}{z} \left[\ln \frac{a}{l} - \frac{k}{z} \frac{(a-l)}{1 \cdot 1!} + \frac{k^2}{z^2} \frac{(a-l)^2}{2 \cdot 2!} + \dots \right] \right\};$$

$$u = \int_a^l \frac{v_*}{l} \frac{l-l_0}{l^2} dl + u_0.$$

Интеграл, определяющий профиль скорости, вычисляется приближенными методами.

Сравнение двух гипотез: $l_0 = \text{const}$ и $l_0 = ae^{-kz}$ показало, что различия в решениях $l(z)$ не очень велики, поэтому в дальнейшем при обработке использовалось более простое и удобное предположение $l_0 = \text{const}$.

Выражения (*) позволяют определить значения v_* и l при известном профиле $u(z)$. Если положить теперь, что l_0 — порядка высоты волн, то обычное допущение о малости u при $z \rightarrow 0$ приводит к нереальным значениям отношения $\frac{u}{v_*}$. Поэтому мы отказались от всяких предположений о значении скорости на высотах меньших чем 1,8 м (высота нижнего анемометра) и использовали лишь разности измеренных на разных высотах скоростей. Из (*) находим

$$u_i - u_j = \frac{v_*}{z} \left(\frac{l_0}{l_i} - \frac{l_0}{l_j} + \ln \frac{l_i}{l_j} \right).$$

Значения $l(z)$ для высот 1,8; 2,4; 3,4; 5,0 и 15,5 м были рассчитаны при различных l_0 . Затем был построен график зависимости разностей $(u_{15,5} - u_{1,8})$, $(u_{15,5} - u_{2,4})$, $(u_{1,5} - u_{3,4})$, $(u_{15,5} - u_5)$, $(u_5 - u_{1,8})$, $(u_5 - u_{2,4})$, $(u_{3,4} - u_{1,8})$, умноженных на z/v_* , от l_0 . Ясно, что при правильно подобранном l_0 , точки, построенные в координатах „измеренные разности — рассчитанные разности, умноженные на z/v_* “ должны лечь на прямую, проходящую через начало координат. Угловым коэффициентом ее определит значение v_*/z .

Выяснилось, что с помощью этой методики удовлетворительно можно обрабатывать профили, кривизна которых соответствует значениям $\epsilon \geq 0$. Обработка нескольких профилей привела к реальным значениям v_* , при этом l_0 менялось от 0,25 до 1,5 м.

Полученные при помощи термоанемометра записи пульсаций модуля скорости u' и угла α позволили вычислить величину v_* прямым методом, т. е. как $V \sqrt{u' \alpha' u}$. Съёмки ординат с записи производились двояким образом: через интервал $\Delta t_1 = 0,1$ сек. в течение 40—50 сек. и через интервал $\Delta t_2 = 0,5$ сек. по всей длине записи (5—7 мин.). Затем с помощью машины Урал-4 вычислялись значения дисперсий σ_u, σ_α , и σ_w , а также структурные $D(\tau)$ и корреляционные $R(\tau)$ функции. Функции $D(\tau)$ и $R(\tau)$ вычислялись для значений аргумента τ , не превышающих одной десятой полного интервала съёмки так, чтобы погрешность для последних точек не превышала 30%. Вычисленные по коротким и длинным интервалам одной и той же записи значения $D(\tau)$, как правило, хорошо «сшиваются». Дисперсии, вычисленные по коротким и длинным интервалам, очень близки между собой, чего нельзя сказать о значениях касательного напряжения ρv_*^2 .

Значения касательного напряжения τ , вычисляемые по отдельным отрезкам записи, отличаются друг от друга гораздо больше, чем дисперсии. То же самое имеет место и над сушей — τ гораздо сильнее флуктуирует со временем, чем дисперсии u' и w .

Величины τ , вычисленные по последовательным 30-секундным отрезкам, имеют разброс до 100%, в то время как значения σ_u разнятся на 5%, а σ_w на 30%. Погрешность определения τ за счет флуктуаций самого τ по записи длиной 2 мин. составляет около 30%; по записи длиной 4 мин. — около 14%. Поэтому значения τ определялись нами по записям длиной не меньше 4—5 мин. Кроме этого, возможны ошибки в величине τ за счет неточности съемки ординат и неточности определения средних значений \bar{u} и $\bar{\alpha}$.

Первые ошибки, т. е. ошибки при съемке ординат, являются некоррелированными случайными величинами и при осреднении пропадают. Неточности в определении средних значений \bar{u} и $\bar{\alpha}$ вносят искажения в величину τ , которые можно оценить.

Действительно, пусть вместо \bar{u} взято значение $\bar{u} + \Delta \bar{u}$, вместо $\bar{\alpha}$ значение $\bar{\alpha} + \Delta \bar{\alpha}$, тогда

$$\tau = \frac{(u - \bar{u} - \Delta \bar{u}) \text{ и } (\alpha - \bar{\alpha} - \Delta \bar{\alpha})}{(u - \bar{u}) \text{ и } (\alpha - \bar{\alpha})} - \frac{\overline{\Delta \bar{u} \text{ и } (\alpha - \bar{\alpha})} + \overline{\Delta \bar{u} \Delta \bar{\alpha} \text{ и } u}}{\overline{(u - \bar{u}) \text{ и } \Delta \bar{\alpha}}}$$

Здесь первый член представляет собой истинное значение τ , второй при осреднении обращается в нуль, а разность третьего и четвертого членов $(\overline{\Delta \bar{u} \Delta \bar{\alpha} \text{ и } u} - \overline{u^2 \Delta \bar{\alpha}})$ представляет собой искомое искажение.

Очень важно было исследовать реакцию буя на волнение. Для этого дважды в течение экспедиции (один раз при ветровом волнении, а другой — при долгопериодной зыби) к бую был подвешен датчик волнографа ГМ-16 и произведены записи вертикальных колебаний буя при одновременной регистрации волнения таким же волнографом.

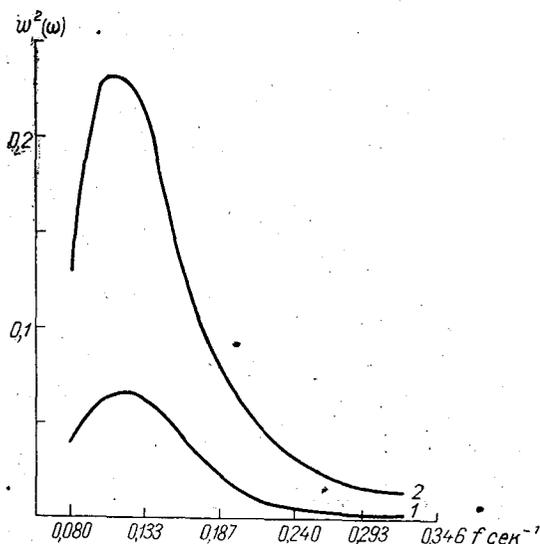


Рис. 2. Распределение энергии колебаний буя (1) и волнения (2) по частотам.

Оценки амплитуд колебаний буя показывают, что в наиболее неблагоприятных условиях они составляют 30—40% амплитуд волн. Энергетический спектр колебаний буя и соответствующий ему спектр волнения приведен на рис 2. По данным вертикальных колебаний буя было оценено искажение скорости ветра за счет вертикальных смещений анемометров [3]. Даже для самого нижнего уровня ($z=1,8$ м) это искажение оказалось пренебрежимо малым.

Фотографирование буя, спроектированного на линию горизонта, позволило оценить предельные значения угла крена. Оно оказалось равным 4—6°. Соответствующие искажения средней скорости ветра, а также пульсационных характеристик весьма малы.

Результаты

Провести обработку среднечасовых профилей ветра удалось в 40 случаях. Из этого числа в 20 случаях вид профилей соответствовал $\epsilon < 0$, в 15 случаях $\epsilon = 0$, а в 5 случаях $\epsilon > 0$. Сопоставление значений ϵ с характеристикой устойчивости

$$ri = \frac{t_w - t_a}{u_{3,4}^2},$$

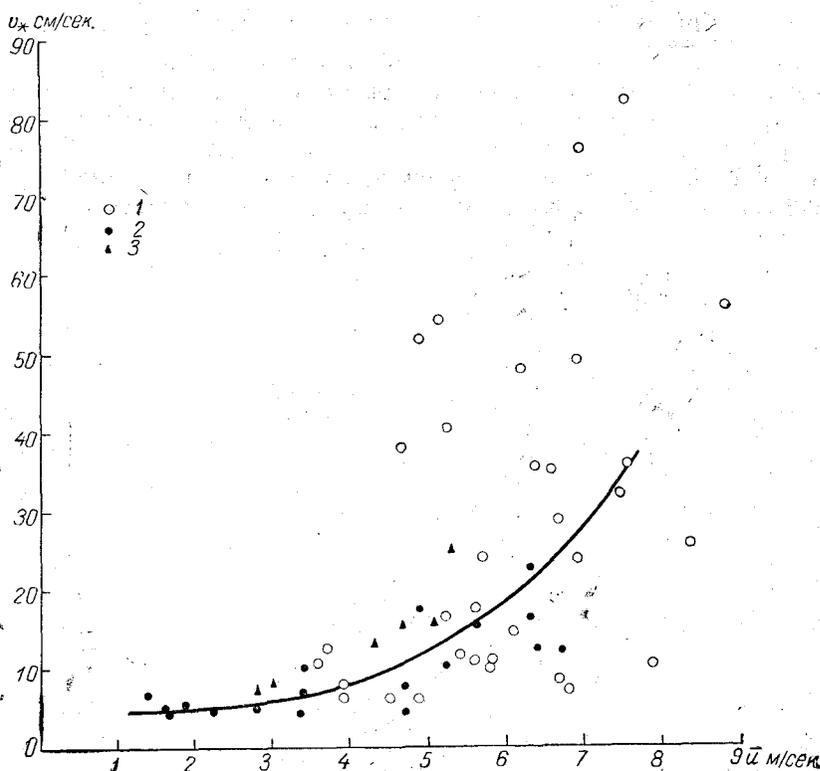


Рис. 3. Зависимость динамической скорости v_* от скорости ветра u_{15} .
1 — градиентные наблюдения, 2 — пульсационные данные (полученные по термоанемометру), 3 — данные, полученные по акустическому анемометру [7].

где t_w — температура поверхности воды (измеренная радиометром), t_a — температура воздуха при $z=5,0$ м, $u_{3,4}$ — скорость ветра при $z=3,4$ м, показало, что связь между этими величинами практически отсутствует.

Динамическая скорость v_* обнаруживает явную зависимость от скорости ветра на фиксированной высоте 15,5 м. При этом значения v_* , рассчитанные по профилям ветра, хорошо согласуются с вычисленными по результатам пульсационных измерений (рис. 3).

Средняя величина коэффициента сопротивления C_x , равного $\left(\frac{v_*}{\bar{u}_{15,5}}\right)^2$ получается равной $(6,7 \pm 2,5) \cdot 10^{-4}$ для интервала скоростей 2—6 м/сек. В монографии [2], где приведен сводный график значений C_x по целому ряду экспериментальных работ, величина C_x лежит в пределах $1 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}$ для этого же интервала скоростей; в работе [6] можно проследить зависимость C_x от скорости ветра, правда, довольно слабую.

Если зависимость $v_*(u)$, приведенную на рис. 3, аппроксимировать степенным законом $v_* \sim u_{15,5}^n$, то n получится равным $1,3 \pm 0,2$. Это соответствует слабому возрастанию C_x с увеличением скорости ветра (примерно как $\bar{u}^{-0,5}$). Сходные результаты получены в [6]. На рис. 3 значения v_* из [7] (3) получены при измерениях акустическим неметром в Черном море при очень слабом волнении. Полученные авторами [7] значения C_x , отнесенные к скорости на высоте 2 м, равны $(7,1 \pm 2,5) \cdot 10^{-4}$.

Вместе с тем надо отметить значительный разброс значений v_* при фиксированной средней скорости ветра. При сопоставлении величины $\frac{v_*}{u_{3,4}} = \sqrt{C_x}$ с параметром кривизны профиля ε обнаруживается довольно хорошая связь между ними (рис. 4). В данном случае, как сказано выше, ε не связано с термической стратификацией; можно полагать, что вид профиля определяется спектральными характеристиками морского волнения. Такое предположение основано на выводах ряда теоретических [8, 9, 10] и экспериментальных работ, проведенных как в лабораторных [11, 12, 2], так и в морских условиях [1, 13, 14]. Кроме того, можно полагать, основываясь на экспериментальных данных [15], что значение касательного напряжения на поверхности моря может быть вычислено по элементам волнения, зависящим не только от локального ветра, но и от разгона и возраста волн.

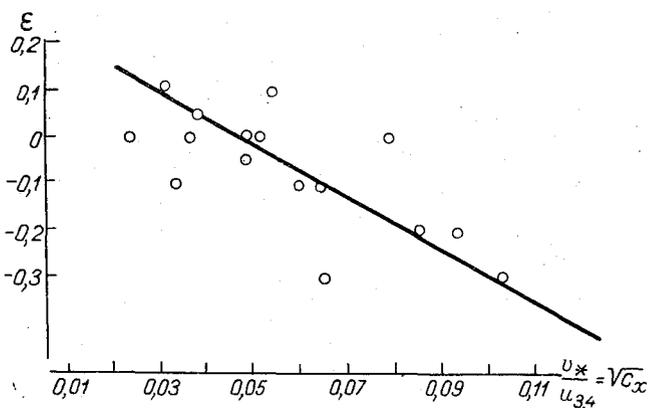


Рис. 4. Связь коэффициента сопротивления C_x с параметром ε , характеризующим кривизну профиля скорости ветра.

Значения скоростей частиц волновой поверхности определяют значения горизонтальной и вертикальной составляющих скорости частиц в прилегающем к поверхности слое воздуха, а следовательно, и величину касательного напряжения. В качестве характеристики движения частиц в волне можно выбрать наиболее легко определяемую по волнограммам величину — вертикальную компоненту скорости движения частиц в волне w_B .

Строго говоря, если заданы ординаты волновой поверхности $\zeta = \zeta(x, t)$, то величина вертикальной скорости частиц представляет собой сумму двух членов:

$$w_B = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t}. \quad (1)$$

Мгновенные значения $\Delta z / \Delta t$, снимаемые с волнограммы, вычисляются при фиксированном x (датчик покоится), т. е. по волнограмме можно получить только первый член формулы (1) $\frac{\partial \zeta}{\partial t}$. Однако, как легко видеть, второй член в условиях океанского волнения должен являться небольшой добавкой к первому. Действительно, скорости горизонтального смещения частиц в волне порядка скоростей вертикального смещения,

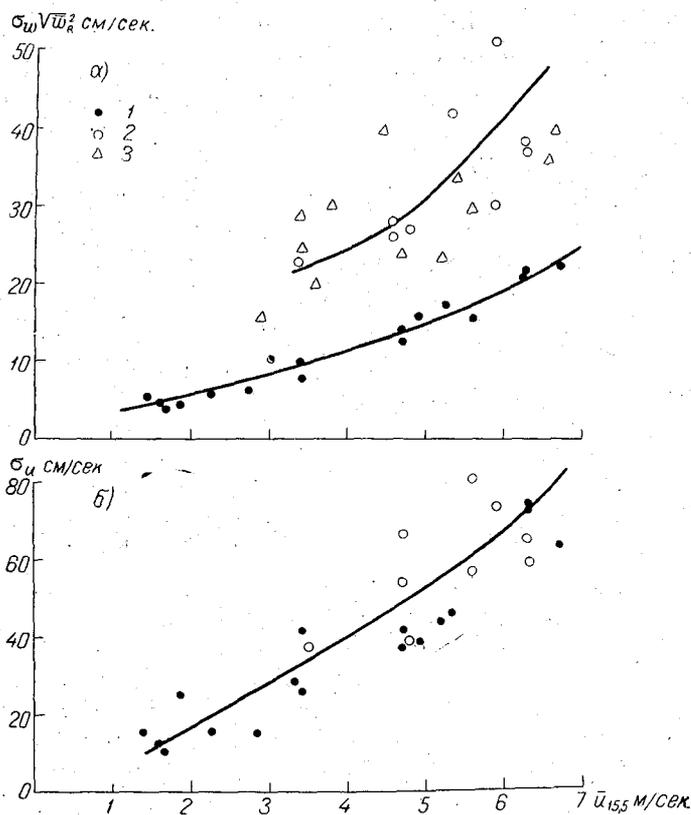


Рис. 5. Зависимость σ_w (а) и σ_w (б) от скорости ветра $\bar{u}_{15.5}$, 5. 1 — высота $z=5$ м, 2 — высота $z=2,4$ м, 3 — дисперсия вертикальных скоростей частиц в волне $\left(\sqrt{\overline{w_B^2}}\right)$.

а величина $\frac{\partial \zeta}{\partial t}$ имеет порядок величины h/λ , где h — амплитуда, а λ — длина волны. Из большого числа экспериментов по измерению волнения известно, что $h/\lambda \sim 0,05$. Следовательно, $\frac{\partial \zeta}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} \ll \frac{\partial \zeta}{\partial t}$ и значения $\sqrt{\overline{w^2}}$ можно вычислять по обычным волнограммам.

На рис. 5 сопоставлены значения дисперсий вертикальных скоростей σ_w на двух высотах в воздухе и значения вертикальных скоростей частиц в волне. Зависимость σ_w от высоты над морем резко отличается от соответствующей зависимости над сушей: над морем σ_w увеличивается с приближением к волнующейся поверхности и становится близкой к величине дисперсии $\sqrt{\overline{w^2}}$. Величина безразмерного отношения $\frac{\sigma_w}{v_*}$, которая при нейтральной стратификации над сушей (степь) не зависит от u и составляет примерно 0,8, здесь явно изменяется с изменением скорости ветра ($\frac{\sigma_w}{v_*}$ равно примерно 0,9 при малых скоростях, возрастает до 1,5 при скорости 4—5 м/сек. и снова немного убывает при дальнейшем возрастании скорости). Относительная интенсивность $\frac{\sigma_w}{u}$ составляет в среднем 6,7% на уровне $z=2,4$ м и около 3% на $z=5$ м.

На рис. 5 б приведена зависимость дисперсии модуля σ_u от скорости ветра. Интенсивность σ_u/\bar{u} на верхнем уровне ($z=5$ м) около 9%, на нижнем ($z=2,4$ м) несколько выше (примерно 12%). Отношение σ_u/v_* , так же как и σ_w/v_* , оказалось зависящим от скорости ветра. Оно возрастает от 2,6 при $\bar{u}=1,5$ м/сек. до 5 при $\bar{u}=4-5$ м/сек. При больших скоростях σ_u/v_* , по-видимому, опять немного убывает за счет резкого возрастания v_* (над сушей σ_u/v_* равно примерно 2,3 при нейтральной стратификации). Зависимость универсальных констант σ_w/v_* и σ_u/v_* от скорости ветра здесь совершенно естественна и объясняется тем, что при изменении скорости ветра меняются характеристики волнения.

Толщина слоя трения z_g над морем оказалась примерно на порядок меньше, чем над сушей. Действительно, оценка величины z_g по формуле (см. [16])

$$z_g \approx 0,1 \frac{v_*^2}{2\omega_z u_g \sin \alpha}$$

при $2\omega_z = 10^{-4}$ сек.⁻¹, $u_g \approx 1,55 u_{15,5}$ (из [17]) и $\sin \alpha = 0,26$ дает значения порядка 3—5 м при скоростях ветра 2—4 м/сек. и 10—20 м при ветре 6—8 м/сек. При больших скоростях z_g , вероятно, резко возрастает.

Величина трансформации энергии среднего движения в энергию турбулентности $v_*^2 \frac{du}{dz}$ составляет всего несколько см²/сек.³ при скоростях ветра до 5 м/сек., затем резко возрастает и при скорости \bar{u} , равной 7—8 м/сек., уже составляет около 10³ см²/сек.³. Оценить величину диссипации энергии турбулентности в тепло по пульсационным измерениям пока не удалось, так как значения структурных функций $D(\tau)$ как модуля u' , так и вертикальной составляющей w' возрастают при малых τ с ростом аргумента гораздо быстрее, чем по закону ²/₃. Типичный вид корреляционной функции для компонент скорости ветра приведен на рис. 6. Амплитуды гармоник, ясно видных на рисунке, затухают при дальнейшем возрастании аргумента τ .

Значения дисперсии флуктуаций температуры σ_T на высоте $z=5$ м, полученные по записям термопаука, в среднем составляли около 0,06°. Даже в условиях максимальной неустойчивости величина σ_T не пре-

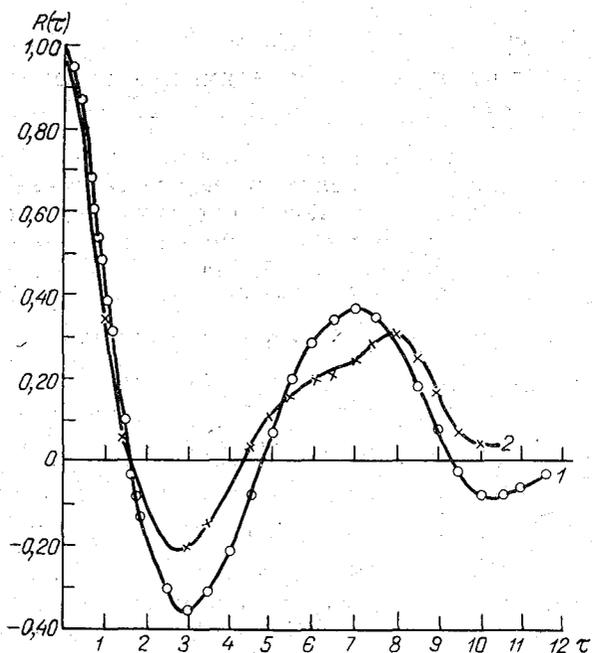


Рис. 6. Коэффициент корреляции флуктуаций w' .
1 — верхний термоанемометр ($z=5$ м), 2 — нижний термоане-
мометр ($z=2,4$ м).

вышала $0,12^\circ$, т. е. была примерно втрое меньше, чем σ_T над сушей, измеренная тем же прибором на той же высоте в условиях слабой неустойчивости.

Близость стратификации к равновесной позволяет нам оценить величину турбулентного потока тепла q по данным о σ_T , исходя из следующих соображений: безразмерное отношение $\frac{\sigma_T}{|T_*|}$, где

$$T_* = -\frac{1}{\alpha v_*} \cdot \frac{q}{\rho c_p}$$

должно быть близко к единице, когда условия стратификации близки к нейтральным [18], следовательно,

$$|q| \approx \alpha v_* \rho c_p \sigma_T = -4,2 \cdot 10^{-4} v_* \text{ кал/см}^2 \text{ мин.}$$

Это означает, что при слабом ветре (2—3 м/сек.) поток тепла крайне мал: $v_* = 5$ см/сек. и $q = 2,1 \cdot 10^{-3}$ кал/см² мин.

Однако при увеличении ветра до 6 м/сек. q увеличивается до $8,4 \cdot 10^{-3}$ кал/см² мин. и при большей скорости ветра должно резко возрастать из-за роста v_* .

В заключение авторы приносят глубокую благодарность экипажу и экспедиционному составу НИС «Океанограф» за помощь, оказанную им при проведении экспериментальных работ, и, в частности, боцману М. Я. Таскину за ценные консультации по вопросам постановки буя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Клеванцова В. А., Бортковский Р. С., Преображенский Л. Ю. О методах градиентных наблюдений в море. Тр. ГГО, вып. 150, 1964.
2. R o l l H. Physics of marine atmosphere. 1965.

3. Бортковский Р. С. К оценке погрешности измерения скорости ветра анемометром, установленным на бую. Тр. ГГО, вып. 187, 1966.
4. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Гидрометеониздат, Л., 1961.
5. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. Изд. АН СССР, 1959.
6. Deason E. L., Sherrard P. A., Webb E. K. Wind profiles over the sea and drag at the sea surface. Austr. J. Phys., vol. 9, No 4, 1956.
7. Зубковский, С. Л., Тимановский Д. Ф. Экспериментальное исследование турбулентного режима в приводном слое воздуха. Изв. АН СССР, сер. физ. атмосферы и океана, вып. 9, 1965.
8. Miles I. W. A note on interaction between surface waves and wind profiles. J. Fl. Mech, vol. 22, No 4, 1965.
9. Schmitz H. P. Über die Interpretation vertikaler Geschwindigkeitsprofile im Ozean und Atmosphäre und die Windschubspannung auf Wasseroberflächen. Deutsche Hydr. Zs., Bd 15, H. 2, 1962.
10. Бортковский Р. С. О динамическом взаимодействии потока воздуха со взволнованной поверхностью моря. Тр. Всесоюзного совещания по морской метеорологии, 1966.
11. Schooley A. H. Simple tools for measuring wind fields above wind-generated water waves. J. Geophys. Res., vol. 68, No 19, 1963.
12. Ричардсон Э. Динамика реальных жидкостей. Изд. «Мир», 1965.
13. Takeda A. Wind profiles over sea waves. J. Oceanogr. Soc. Japan, vol. 19, No 3, 1963.
14. Исследования в Атлантическом океане (17-й рейс НИС «Ломоносов») МГИ АН УССР, экспресс-информация, № 1, 1965.
15. Shonting D. H. a preliminary investigation of momentum flux in ocean waves. Pure and Appl. Geophys., vol. 57, No 1, 1964.
16. Гандин Л. С., Лайхтман Д. Л., Матвеев Л. Т., Юдин М. И. Основы динамической метеорологии. Гидрометеониздат, Л., 1955.
17. Бортковский Р. С., Орленко Л. Р., Цейтин Г. X. К расчету ветра и касательного напряжения над водной поверхностью. Тр. ГГО, вып. 187, 1966.
18. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. ч. I. Изд. «Наука», 1965.

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДАННЫХ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Рассматриваются результаты сравнения показаний радиозонда А-22-IV с показаниями аэростатного и вертолетного метеорографов, приземного радиозонда А-58 и с данными шароплотных наблюдений.

Обращено внимание на изменение вертикальной скорости радиозонда А-22-IV в нижнем 1,5-километровом слое атмосферы.

В настоящее время наиболее распространенным, дешевым и доступным методом измерения температуры, влажности и других характеристик воздуха является метод радиозондов. Однако данные температурно-ветрового зондирования редко кто использовал при исследовании низких слоев атмосферы. Это и понятно, так как применявшийся до недавнего времени радиозонд давал весьма большие ошибки.

Радиозонд А-22-III (IV) имеет более чувствительные приемники. Если чувствительность радиозонда РЗ-049 по температуре в среднем $1,5^\circ$ и по влажности 8% на один зубец гребенки, то чувствительность А-22 соответственно 0,4—0,5° и 1% на дорожку кодового барабана (табл. 1). Кроме того, радиозонд А-22 имеет модернизированную радиационную защиту, значительно меньшую инерцию приемников, лучшее конструктивное оформление. Если к этому добавить отсутствие погрешностей за счет трения в механизме прибора и за счет работы радиоканала, то несомненно, что он должен значительно повысить точность измерения метеоро-

Таблица 1

Средние квадратические ошибки некоторых аэрологических приборов

Параметры	Вертолет		Аэростат		Самолет А-10	Радиозонд		
	ВММ (гго)	ВЭМ (цао)	АММ (цао)	АММ (гго)		РЗ-049	А-22-IV	А-58
$P_{мб}$	2	1	1,1	0,5	3	6—7	2	0,7
$T^\circ C$	0,3	0,1	0,2	0,2	0,5	1,0	0,5	0,17
$и\%$	3	2	1,5	1,5	7	10	4	1,7
Инерция (сек.) при:								
$v=3$ м/сек.	30		18—30	15—30				
$v=5$ м/сек.						14	3	3

Таблица 1а

Чувствительности приемников аэрологических приборов по данным различных авторов

Параметры	Вертолет		Аэростат		Самолет А-10 (5)	Радиозонд			
	ВЭМ (5)	ВММ (3)	АММ (1)	АРМ (1)		РЗ-049	А-22-IV	А-58	А-60
<i>P</i> ммб	3—4	2	3	1,47	6—8	13—14	4—5	2,0—2,5	4
<i>T</i> °С	0,5	0,3	0,4	0,2	0,9	1,6	0,5	0,4	0,5
<i>u</i> %	1,6	2—3	2—4	0,9	4—8	8—10	2	1,2	2

Примечание. В табл. 1 и 1а обозначены: ВЭМ — вертолетный электрометеорограф, ВММ — вертолетный механический метеорограф, АММ — аэростатный механический метеорограф, АРМ — аэростатный радиометеорограф.

логических элементов и в нижних слоях атмосферы. Недостатки и преимущества радиозонда А-22 более подробно в общем виде рассмотрены в докладах [7, 9, 12].

Естественно возникают вопросы, как велики ошибки измерения и можно ли использовать накопленный за последние пять-шесть лет материал для исследования пограничного слоя над различными географическими районами.

Из табл. 1 видно, что погрешности в измерениях давления, температуры и влажности радиозондом А-22-III (IV) довольно близки к погрешностям аэростатного и вертолетного метеорографов. Выделяется по точности радиозонд А-58, предложенный НИИГМП и предназначенный для зондирования нижнего трехкилометрового слоя атмосферы.

Для оценки показаний радиозонда А-22 при зондировании пограничного слоя атмосферы, и тем самым надежности сетевого температурно-ветрового зондирования, было произведено сравнение показаний этого прибора с данными радиозонда А-58, аэростатного и вертолетного метеорографов. Материалом послужили результаты подъемов и выпусков на ст. Воейково за 1965 г.

Такие сравнения производились и раньше. Имеются работы П. А. Воронцова, В. И. Девятовой, В. И. Селицкой и других авторов [1—6, 8, 11]. Показания радиозонда А-22 использованы в работах [3, 5, 8, 11], а в остальных работах привлечены данные радиозонда системы П. А. Молчанова.

Прежде всего отметим выполненное нами сопоставление показаний радиозондов А-22-IV и А-58.

Как видно из табл. 2, установить какую-либо закономерность в знаке разностей не представляется возможным. Так, температура по радиозонду А-22-IV до высоты 0,2 км выше, чем по приземному радиозонду А-58, а значения влажности соответственно больше. С высоты 0,3 км наблюдается обратное. Видимо, это объясняется изменчивостью облачности (причем, выпуски производились в дневное время, разность во времени не менее 30 минут).

Средние расхождения показаний температуры незначительны во всем исследуемом слое, они не превышали 0,2°. Несколько большие расхождения наблюдались в показаниях влажности, они составляли 4% на 0,05 км с дальнейшим уменьшением до нуля на 0,4 км, затем опять отмечалось увеличение до 4% на 0,7 км. Объяснить такого рода расхождения по столь немногочисленным данным трудно. Очевидно, одной из причин

Таблица 2

Средние разности значений температуры (Δt°) и влажности ($\Delta r\%$) по данным радиозондов А-58 и А-22-IV

Элемент	Высота, км									ω м/мин.	
	0	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,7	1,0	А-58	А-22-IV
Δt° . .	0,0	0,1	0,0	0,2	-0,1	-0,1	-0,2	0,0	0,0		
$\Delta r\%$. .	-2	-4	-3	-1	1	0	2	4	-3	140	250

Примечание. Минус показывает, что температура (влажность) по радиозонду была ниже (меньше) показаний А-22.

является довольно большая разница во времени между выпусками радиозондов.

Анализ отдельных выпусков показывает, что есть основание предполагать близость показаний этих радиозондов и при различной стратификации атмосферы (при инверсиях и при состоянии неустойчивости).

Более подробно этот вопрос рассматривается в работе [8]. На основании отдельных выпусков А-58 и А-22-IV на одинаковых оболочках с одинаковой вертикальной скоростью ($\omega=300$ м/мин.) и с различными скоростями ($\omega=170$ м/мин. для А-58 и $\omega=280$ м/мин. для А-22-IV), а также на основании одновременных выпусков радиозонда А-22-IV на разных оболочках со скоростью 300 и 220 м/мин. автор заключает, что ход кривых температуры и влажности по одному и другому зонду аналогичен, но радиозонд А-58 дает более детальное распределение этих элементов.

Целесообразная вертикальная скорость последнего в пределах 120—180 м/мин. Однако нужно отметить, что радиозонд А-58 не имеет решающих преимуществ по сравнению с радиозондом А-22-IV, поднимающимся с малой вертикальной скоростью.

Рассмотрим результаты сравнения данных исследуемого радиозонда с показаниями аэростатного метеорографа (АММ).

Аналогичное сравнение проведено в работах [1—3]. Полученные авторами результаты (один из примеров представлен на рис. 1а) указывают на то, что во всех случаях с наличием резких изменений по высоте температуры и влажности воздуха ошибки радиозондирования могут дости-

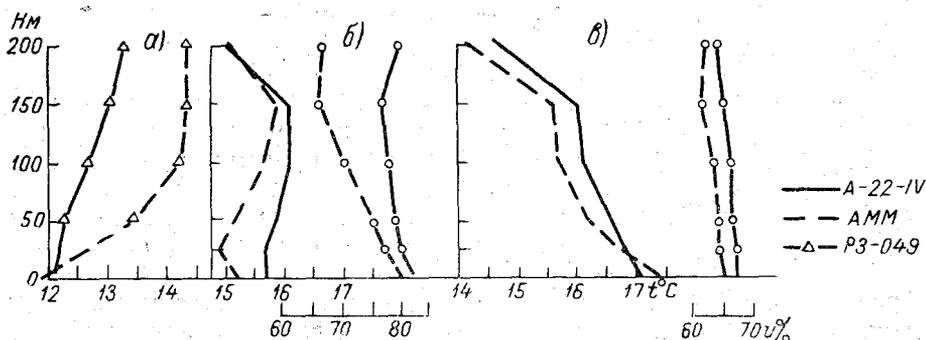


Рис. 1. Распределение температуры и влажности по данным АММ и радиозондов РЗ-0,49, А-22-IV

а — данные работы [2], б — данные автора при $\gamma < 0$ (11 случаев), в — данные автора при $\gamma \geq 1$ (14 случаев).

гать больших значений (5° и 40%); искажая тем самым стратификацию нижнего слоя атмосферы. Следует отметить, что такое заключение относится к показаниям радиозонда РЗ-049.

На рис. 1б представлены средние из 11 случаев кривые распределения температуры и влажности по данным радиозонда А-22-IV и АММ при условиях устойчивости атмосферы. Анализ этого рисунка показывает, что при соблюдении синхронности наблюдений и при одинаковых показаниях у земли расхождения величин температуры и влажности в исследуемом слое могут быть сравнительно небольшие. Заметно увеличивающиеся с высотой расхождения значений влажности, очевидно, связаны с характером изменения облачности. Так как в выбранные нами дни наблюдалась нижняя облачность до 10 баллов, а временной интервал между измерениями был не менее 30 минут, то вполне закономерно, что относительная влажность изменялась в значительных пределах.

Нужно было ожидать больших расхождений для случаев с большими положительными градиентами температуры, особенно при их сверхдиабатическом значении. Однако, судя по рис. 1в, этого не наблюдается. Следует заметить, что средняя разница во времени между наблюдениями для этих 14 случаев составляла 35 минут.

Во всех случаях показания радиозонда завышены. Очевидно, это объясняется все еще значительной инерцией приемников, в то время как при аэростатном зондировании с 4—5-минутными площадками на стандартных уровнях инерционные ошибки практически отсутствуют. Так, при 5-минутной выдержке, как следует из работы [1], в измерении истинной температуры воздуха ошибка будет составлять примерно $0,7\%$. Точность измерения влажности от 100 до 50% равна 5% , при увеличении влажности от 50 до 100% точность измерения составляет 2% . При малых значениях влажности, в пределах 30—50%, ошибка значительно увеличивается.

Средние разности скорости ветра во всех 25 случаях не превышают ± 1 м/сек. (рис. 2). Допустимые расхождения между данными аэростат-

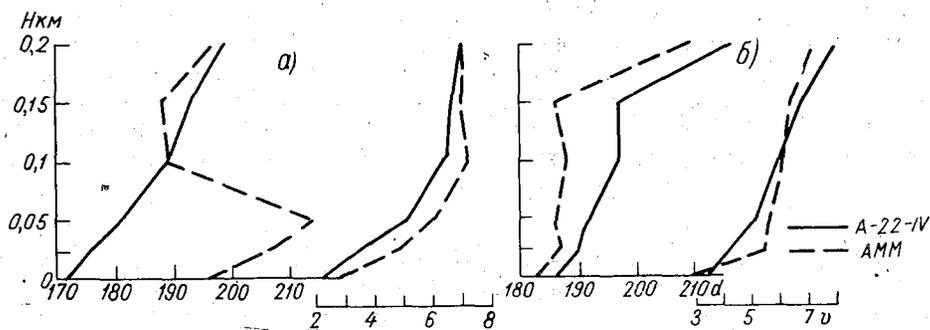


Рис. 2. Распределение направления и скорости ветра по данным АММ и радиозонда А-22-IV.

а — при $\gamma < 0$, б — при $\gamma > 1$.

ного зондирования и базисных шаропилотных наблюдений также составляют 1 м/сек. Значительные расхождения в данных направлениях ветра при инверсии прежде всего являются результатами несинхронности наблюдений. Известно также, что направление ветра по аэростату определяется весьма приблизительно. Показания радиозонда в этом отношении несколько улучшились после введения к радиотеодолиту «Малахит» дальномерной приставки.

Таблица 3

Разности средних квадратических отклонений значений температуры (σ_t), влажности (σ_r) и скорости (σ_v) ветра по данным АММ и радиозонда А-22-IV

Элемент	Высота, м						n
	0	25	50	100	150	200	
$\pm \sigma_t$	0,24	0,12	0,11	0,06	0,07	0,43	24
$\pm \sigma_r$	1,9	1,7	2,0	2,4	2,9	2,5	24
$\pm \sigma_v$	0,14	0,29	0,21	0,02	0,07	0,28	24

Подтверждением вышеизложенного могут служить данные табл. 3, где приведены разности средних квадратических отклонений значений температуры, влажности и скорости ветра по АММ и радиозонду А-22-IV.

Таким образом, сравнения показаний этих двух независимых наблюдений дают основание заключить, что применение радиозонда значительно улучшило измерение этих элементов в нижнем слое атмосферы. Из таблицы видно, что средние арифметические разности не имеют постоянного знака, а средние квадратические ошибки лежат в пределах погрешностей методов.

Интересно также произвести такие же сравнения данных радиозонда и шара-пилота. Были рассмотрены случаи со скоростями 2—4 м/сек. и 6—10 м/сек. у поверхности земли. Результаты сопоставления приведены в табл. 4.

Несмотря на то что наблюдения сравнительно хорошо согласуются во времени ($\Delta t = 10 \div 15$ мин.), расхождения заметны. Следует учесть, что точности определения направления и скорости как по одному, так и по другому методу составляют примерно ± 1 м/сек. и $\pm 5\%$, следовательно, допустимые расхождения равны ± 2 м/сек. и $\pm 10\%$.

На качественное улучшение радиотеодолитного метода указывает работа [6]. Так, например, повторяемости направления ветра по самописцу М-12, установленному на телевизионной мачте на высоте 104 м, и радиотеодолиту составляют соответственно для июля 24 и 22% (СВ, В), для мая 27 и 26% (СВ) и для сентября 20 и 19%. Отклонения в значениях скорости во все сезоны года, кроме зимнего, не превышают 1 м/сек. Боль-

Таблица 4

Средние расхождения значений направления (Δd) и скорости (Δv) ветра по АММ и радиозонду А-22-IV по высотам

Элемент	Скорость ветра у поверхности земли, м/сек.	Высота, км							n
		0	0,1	0,2	0,3	0,5	0,6	0,9	
Δd	Общая	4	5	8	10	-2	7	5	30
Δv		0	1	1	0	1	0	0	
Δd	2—4	6	-7	1	-4	-2	2	1	8
Δv		-0,6	-1,1	0,6	0,8	2,0	2,3	1,5	
Δd	6—10	3	-8	1	2	4	0	2	7
Δv		-0,2	0,9	—	0,4	-1,0	-1,1	-1,0	

Таблица 5

Разности значений температуры и влажности воздуха по ВММ и радиозонду А-22-IV

Параметр	Высота, км							n
	0	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	
$\Delta t_{\text{в-р}}$	0,6	0,2	0,1	-0,1	-0,2	-0,1	0,0	20
$\Delta r_{\text{в-р}}$	-4	-3	-2	-1	0	0	1	
$\Delta \sigma t_{\text{в-р}}$	0,04	-0,02	0,06	0,21	0,25	0,30	0,20	20
$\Delta \sigma r_{\text{в-р}}$	0,9	1,0	0,9	0,9	1,2	1,1	0,1	

шие расхождения в зимний период объясняются значительными отложениями гололеда и изморози на датчике самописца.

В табл. 5 представлены разности средних и средних квадратических отклонений температуры и влажности, измеренных вертолетным механическим метеорографом (ВММ) и радиозондом А-22-IV.

Как видно из данных таблицы, средние арифметические разности имеют или знак плюс, или знак минус. Анализ материала показывает, что $+\Delta t^\circ$ и $-\Delta r\%$ наблюдаются в ясные или малооблачные дни (0—4 балла), в то время как $-\Delta t^\circ$ и $+\Delta r\%$ — в пасмурные. Такой знак в значениях температуры при облачности 0—4 балла можно объяснить запаздыванием вертолетного подъема. Обычно вертолет в большинстве случаев поднимался после выпуска радиозонда. Для пасмурных дней влияние этого эффекта видимо меньше. Следует отметить, что по данным работы [10] такой изменчивости почти не наблюдается (рис. 3).

Несколько иное объяснение можно дать $\pm \Delta r\%$. Как известно (см. работу [5]), при малых значениях влажности волосной датчик (такой датчик у ВММ) в силу своей инерции при увеличении влажности показывает значения меньшие, чем пленочный датчик (А-22). При больших значениях относительной влажности (больше 60%) наблюдается обратное. Расхождения могут достигать соответственно 13—15 и 20—24%.

Если учесть, что точность измерения температуры и влажности составляет у ВММ $\pm 0,3^\circ$ и $\pm 3\%$, у радиозонда $\pm 0,4—0,5^\circ$ и $\pm 4\%$, следовательно, допустимыми расхождениями можно считать соответственно

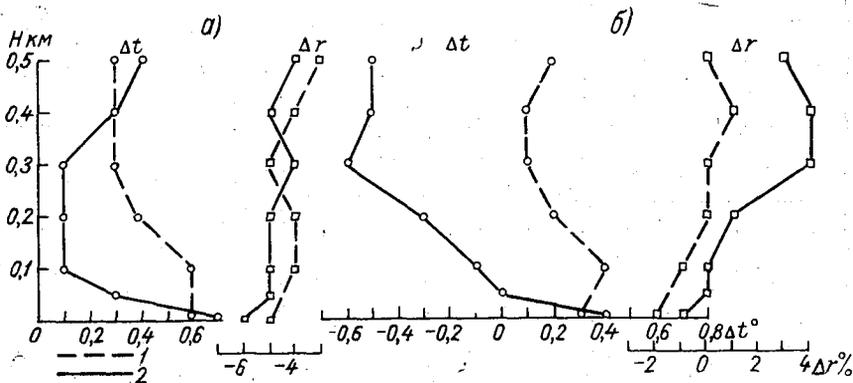


Рис. 3. Распределение средних расхождений значений температуры и влажности, по данным ВММ (а) и радиозонда А-22 (б).

1 — данные работы [10] (17 случаев), 2 — данные автора (20 случаев).

$\pm 0,7-0,8^\circ$ и $\pm 7-8\%$. Полученные нами средние данные, как и данные работы [10], не выходят за пределы погрешностей измерений данных годов. Некоторое представление об улучшении качества данных радиозонда А-22 дает табл. 6, в которой приведены средние отклонения значений температуры и влажности по высотам по данным различных автов в разные периоды времени.

При анализе материала за 1965 г. по ст. Воейково было замечено, что вертикальная скорость в нижнем слое атмосферы редко превышает 300 м/мин. Из 60 рассмотренных выпусков за период март — сентябрь только в 13% случаев вертикальные скорости были близкими к 300 м/мин. и в 7% случаев — больше 300 м/мин. Средняя вертикальная скорость в 1,5-километровом слое равна 249 м/мин., причем несколько большие скорости отмечались летом (267 м/мин.) и меньшие — весной и осенью (244 м/мин.). До высоты 0,2 км скорость w редко превышала 250 м/мин.

Интересно оценить влияние w , например, на измерения температуры. Действительно, отклонение температуры, показываемое радиозондом, от истинной температуры воздуха можно принять равным

$$\Delta T = \lambda \frac{dT}{dh} \cdot \frac{dh}{dt}, \quad (1)$$

где λ — коэффициент инерции, dT/dh — вертикальный градиент температуры, dh/dt — скорость подъема.

Полагая dT/dh равным $0,6^\circ/100$ м, λ равным 3 сек., погрешности в определении T воздуха при вертикальных скоростях 350, 300 и 250 м/мин. составят соответственно 0,105, 0,09 и $0,075^\circ$. Отсюда следует, что уменьшение скорости подъема на 50 м/мин. позволяет повысить точность измерения температуры на 17%.

Проведенные нами сравнения вместе с учетом результатов, полученных другими авторами, позволяют сделать следующие краткие выводы.

1. Средние и средние квадратические расхождения показаний АММ и радиозонда, ВММ и радиозонда, а также радиозондов А-58, и А-22-IV дают основание предполагать, что использование данных последнего для исследования пограничного слоя атмосферы не вызовет каких-либо серьезных ошибок.

2. По данным за 1965 г. средняя вертикальная скорость подъема радиозонда А-22-IV в нижнем 1,5-километровом слое оказалась равной примерно 250 м/мин. Очевидно, этот важный фактор является одной из причин в некоторой степени удовлетворительной согласованности данных указанных методов.

3. Основными недостатками радиозонда А-22 являются: все еще недостаточная чувствительность приемников при большой скорости подъема, наличие больших случайных ошибок в определении направления и скорости ветра, когда радиозонд выпускается при ветре более 10 м/сек. и при малых вертикальных углах.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. А. Воронцов. Методика аэрологических исследований пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
2. П. А. Воронцов, С. И. Соколов. Методика аэрологических исследований нижнего слоя атмосферы. Тр. ГГО, вып. 28(90), 1951.
3. П. А. Воронцов, В. И. Селдцкая. Применение вертолетов для исследования нижних слоев атмосферы. Тр. ГГО, вып. 140, 1963.

4. В. А. Девятова. Микроклиматические исследования нижнего километровой слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1957.
5. В. А. Девятова, И. Р. Егоров. Опыт вертолетного зондирования нижнего слоя атмосферы. Тр. ЦАО, вып. 60, 1964.
6. И. П. Долгушин, Д. В. Новикова. Результаты наблюдения над направлением и скоростью ветра на высоте 100 м с использованием телемачты в г. Горьком. Тр. ВНМС, т. VII, 1963.
7. П. Л. Ефимов. Состояние и перспективы развития методов аэрологических наблюдений. Тр. ВНМС, т. IX, 1963.
8. П. Л. Ефимов. О методе изучения приземного трехкилометрового слоя атмосферы с помощью радиозондов. Тр. ЦАО, вып. 67, 1965.
9. И. В. Марфенко. Точность температурно-ветрового зондирования атмосферы. ВНМС, т. IX, 1963.
10. В. М. Михель. Вопросы методики шаропилотных наблюдений. Гидрометеиздат, Л., 1959.
11. В. И. Селицкая. Сравнение измерений температуры и влажности воздуха в слое до 1,5 км механическим метеорографом на вертолете и радиозондом А-22-IV. Тр. ГГО, вып. 154, 1964.
12. В. А. Усольцев, К. Н. Мануйлов. Достижения в области разработки сетевого радиозонда и некоторые перспективы радиозондирования. Тр. ВНМС, т. IX, 1963.

АНАЛИЗ АЭРОЛОГИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ РАЗВИТИЯ ТЕРМИКОВ

Изложены результаты исследования условий формирования термиков в пограничном слое при помощи планеров и подъемов привязных аэростатов. Основное внимание уделено выяснению структуры индивидуальных термиков на разных уровнях и их связи с интенсивностью атмосферной конвекции.

В последние два-три года в Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова приступили к исследованию условий развития и строения термиков как мезомасштабных вертикальных потоков пограничного слоя атмосферы.

Под термиком будем понимать более или менее упорядоченный подъем в пограничном слое нагретого воздуха в виде отдельных струй

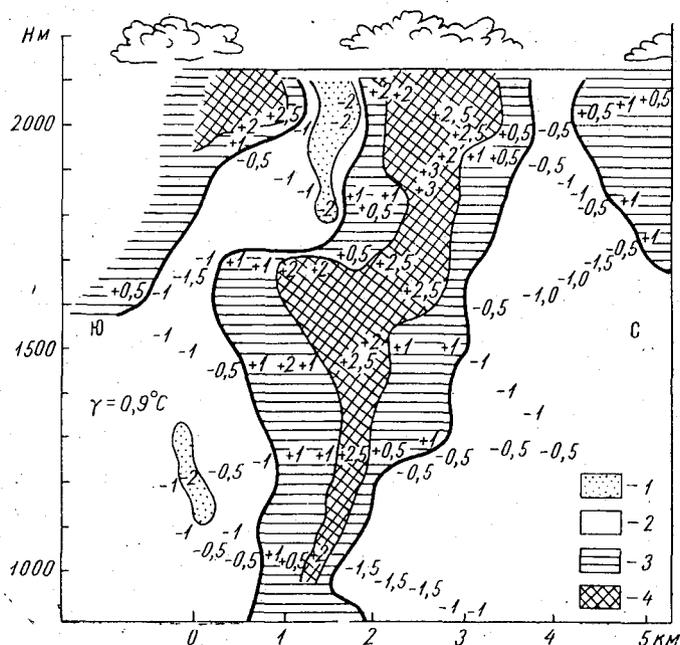


Рис. 1. Распределение вертикальных потоков в термике над участком длиной 5 км 23/VI 1957 г. в 14—15 час. в направлении с юга на север по данным планерных полетов при восточном ветре 2—5 м/сек. и облачности 2/2 Си (по Георгии).

1) $W = -2$ м/сек., 2) -2 —0 м/сек., 3) 0 —2 м/сек., 4) >2 м/сек.

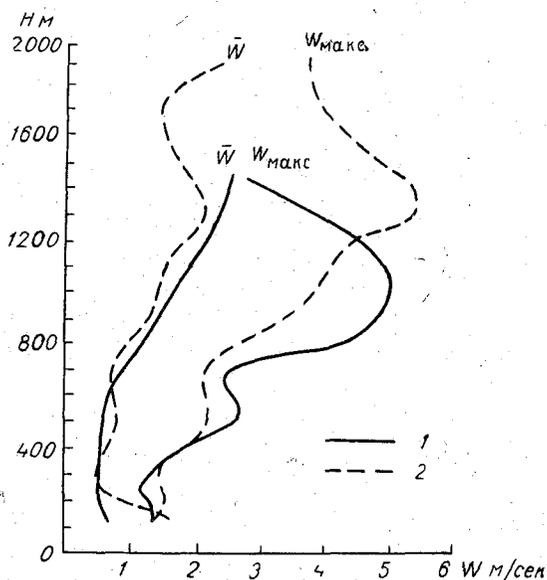


Рис. 2. Профили средней и максимальной вертикальных скоростей в термиках.
1 — 27/VI 1965 г., 2 — 28/VI 1965 г.

планере и самолете ЯК-12, оборудованных специальной метеорологической аппаратурой. Для анализа были использованы также барограммы полета тренировочных планеров.

В анализ вошли материалы обработки лент барограмм 11 планерных полетов с 547 спиральями за 27/VI и 9 барограмм с 528 спиральями за 28/VI 1965 г.

На рис. 2 приведено распределение по высоте средних и максимальных значений восходящих потоков W и на рис. 3 повторяемость по высоте средних W за эти два дня. На этих рисунках хорошо видно, что с ростом высоты увеличивается вероятность появления больших значений средних скоростей восходящих потоков с максимумом на уровне 1000—1200 м над поверхностью земли.

Значения восходящих потоков в термиках по высоте даны на рис. 3 по градациям: $\leq 1,0$, $\leq 2,0$, $\leq 3,0$, $\leq 4,0$, $\leq 5,0$ и $> 5,0$ м/сек., где каждая следующая градация включает в себя все предыдущие.

По-видимому, 27 и 28/VI планеристы, пытаясь достигнуть максимальной высоты в подоблачном слое, сравнительно редко встречали необходимые для такого набора высоты вертикальные скорости на уровнях существенно отличных от 1000—1200 м, что вынуждало их выполнять полеты преимущественно в отмеченном слое.

Обращает на себя внимание отчетливая симметричность распределения повторяемости ($P\%$) градаций скоростей восходящих потоков в термиках по высоте во всем подоблачном слое, откуда следует, что большие градации скоростей W при благоприятных условиях могут наблюдаться, уменьшая свою повторяемость, на всех уровнях, отличных от оси симметрии, в том числе и в самом нижнем 300-метровом слое. Отсутствие кривых повторяемости больших градаций скоростей восходящих потоков в термиках по данным планерных полетов (рис. 3) в слое ниже 500 м следует объяснить исключительно малым временем пребывания планеров в этом слое, так как парение планеров на высотах менее 300 м

или объемов (пузырей), который может происходить в течение нескольких минут, а иногда и часов. Структура воздушного потока внутри термика может быть как ламинарной, так и сильно турбулизированной.

Пример строения термика дан на рис. 1, который взят из работы [5]. Здесь интересным является распределение восходящих и нисходящих потоков разной интенсивности в слое до 2,2 км.

Летом 1965 г. в Орле сотрудники ГГО Д. А. Коновалов и В. Т. Леншин принимали участие в исследовании термиков. Хотя метеорологические условия в этот период были весьма неблагоприятны, все же удалось совершить несколько исследовательских полетов на

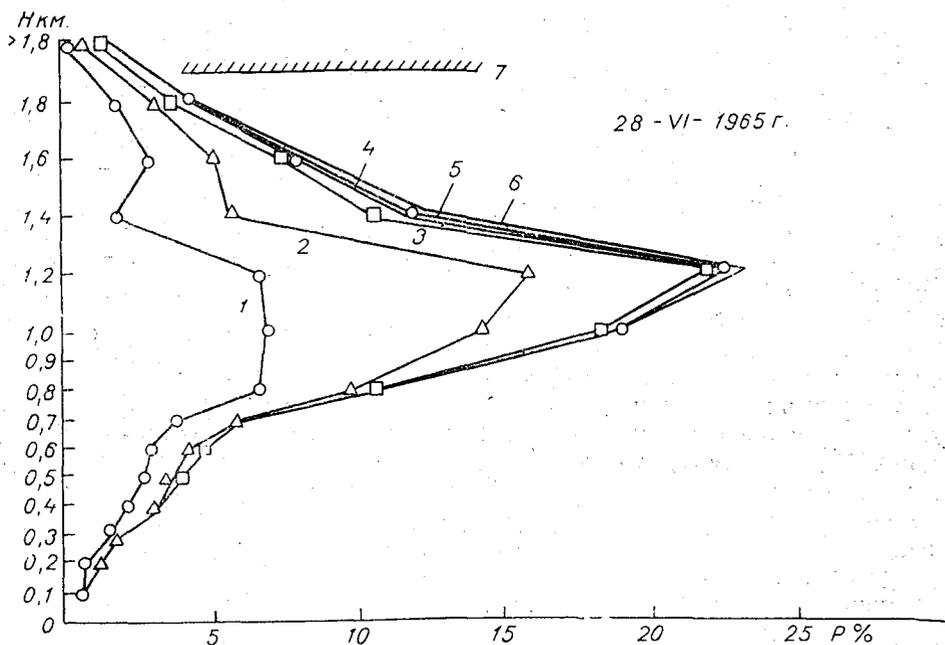
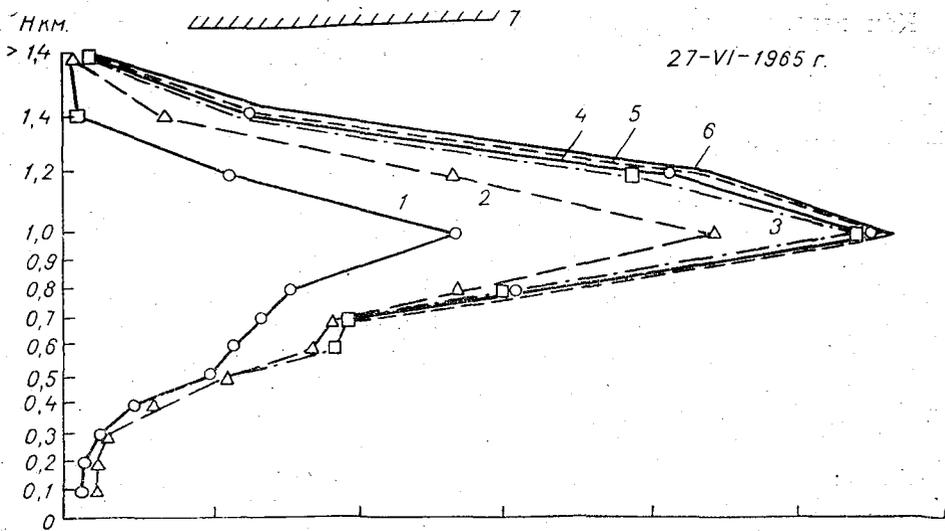


Рис. 3. Повторяемость P (%) градаций скоростей восходящих потоков в термиках на различных высотах.

1) $W < 1$ м/сек.; 2) $W < 2$ м/сек.; 3) $W < 3$ м/сек.; 4) $W < 4$ м/сек.; 5) $W < 5$ м/сек.; 6) $W > 5$ м/сек.; 7) основание конвективных облаков.

обычно запрещено; начиная же с высот 600—500 м планеристы значительное время уделяют подбору площадок, пригодных для возможной посадки.

Представляется интересным рассмотреть связь термиков с общими условиями конвекции, в частности, с интенсивностью атмосферной конвекции в период ее максимального развития.

Как известно, углубленный анализ многих количественных связей между элементами погоды и соответствующими аэро-метеорологическими условиями можно выполнить по методу слоя, наиболее полное изложение которого, применительно к общей проблеме облако- и осадкообразования, дано в [3].

Используя выражение для кинетической энергии облачной массы

$$\Delta(\theta^2) = \frac{g \Delta H}{3T_0} \sum_{k=1}^n (T_v - T)_k, \quad (1)$$

данные вертикального зондирования (за 3 часа), прогноз максимальной температуры и синоптического положения на день, можно не только высчитать возможность развития конвекции в облачном слое, но и в значительной мере характер ожидаемых атмосферных явлений к периоду наибольшего развития конвекции [1, 3].

В формуле (1) g — ускорение силы тяжести (м/сек.²); $\Delta H = \sum_{k=1}^n \Delta H_k$ — общая толщина слоя, пронизываемого конвективными облаками; T_0 — температура воздуха (в градусах абс. шкалы) на нижней границе слоя, в котором развиваются облака; T — температура воздуха на верхней границе K -того слоя; T_v — температура, которую принимает воздух при его подъеме от нижней до верхней границы слоя по влажной адиабате (для самого нижнего слоя рассматривается подъем от конвективного уровня конденсации).

В методе слоя предполагается, что вертикальные потоки на уровне основания конвективных облаков отсутствуют. Это означает, что восходящие потоки, обусловленные термиками, достигающими облачного слоя, быстро «забываются» облаком и не оказывают существенного влияния на процесс подъема облачной массы. В период развития конвективного облака, форма которого считается цилиндрической, компенсирующие нисходящие движения совершаются в межоблачных промежутках. При этом принимается, что наклон вертикальной оси облака отсутствует. Первоначальное формирование облака происходит в слое, где $\sum (T_v - T) > > 0$. Скорость восходящих движений в этом слое возрастает с высотой от нуля (на уровне основания облака) до максимального значения (слой активной конвекции); избыток энергии активного слоя реализуется в более высоких слоях с отрицательным запасом энергии (слой проникающей конвекции), где восходящие движения испытывают торможение, в результате чего вертикальные скорости уменьшаются с высотой вплоть до нуля на верхней кромке облака.

Физический смысл разделения облакообразующего слоя на подслои эффективной и проникающей конвекции состоит не только в том, что переход потенциальной энергии активного слоя в кинетическую может происходить легче и полнее, чем в слое проникающей конвекции, но и в том, что поглощение запасов энергии влажностеустойчивости в слоях проникающей конвекции происходит различно в разных синоптико-аэрологических условиях. Установлено, что одно и то же значение приращения неустойчивости в слое активной конвекции при внутримассовых и фронтальных положениях по-разному отражается на вертикальном профиле скоростей (рассчитываемых по данным аэрологического зондирования за 3 часа) с утра к периоду максимального развития конвекции [1]. Введение соответствующих поправок на ожидаемое синоптическое положение существенно улучшает сходимость прогностических значений $\theta_{\text{макс}}$ с диагностическими (принимаемыми за фактические) и создает

предпосылки более обстоятельного анализа процесса облакообразования и связанных с ним явлений.

Вместе с тем, метод слоя не учитывает перемещения облаков и наклона их вертикальной оси, хотя известно, что вертикальная структура ветра оказывает сильное влияние на жизненный цикл кучевых облаков [4].

Опыт показывает, что дополнительный учет вертикальной структуры ветра в основном облачном слое (850—500 мб) может быть выполнен при помощи соотношения $\bar{V} \sqrt{\frac{\bar{V}}{U_{cp} + U_t}}$, которое может рассматриваться (наряду с синоптическим эффектом) в качестве одного из уточненных параметров конвекции. В этом соотношении \bar{V} — средняя скорость восходящих движений в конвективных облаках максимальной вертикальной мощности; U_{cp} и U_t — средние взвешенные скорости переноса воздушных масс и термического ветра в слое 850—500 мб.

Очевидно, что модуль некоторого вектора $V_{эф}$, построенного по компонентам $\bar{V} \sqrt{\frac{\bar{V}}{U_{cp} + U_t}}$ и $V_{макс. испр}$ определяет интенсивность облакообразующего процесса на период максимального развития конвекции. Следовательно, отвлекаясь от явлений, сопровождающих наличие конвективных облаков, за показатель интенсивности атмосферной конвекции можно принять соотношение

$$V_{эф} = \left| \sqrt{\frac{\bar{V}^3}{U_{cp} + U_t} + V_{макс. испр}^2} \right|. \quad (2)$$

При этом эмпирическим анализом установлено, что критерий перехода мощной кучевой облачности в кучево-дождевую (в м/сек.) численно равен

$$V_{эф. кр} = 6,0 + 0,025 \sum (T - T_d)_{850, 700, 500}, \quad (3)$$

где $\sum (T - T_d)$ — суммарный дефицит точки росы.

В районах, где $V_{эф} > V_{эф. кр}$ следует ожидать развития кучево-дождевой облачности.

Используя выражения (2) и (3), по данным сети радиозондирования центральных районов ЕТС, нами произведены расчеты (и картирование) интенсивности атмосферной конвекции для нескольких дней. Данные, полученные 27 и 28/VI 1965 г., представлены в качестве иллюстраций на рис. 4.

Погода в районе Орла днем 27/VI определялась малоградиентным гребнем антициклона, приземный центр которого (по карте за утренний срок) располагался на юге Белоруссии. Ось гребня была направлена на Смоленск — Калинин. Внутримассовые условия погоды с хорошо развитой конвективной облачностью благоприятствовали полетам планеров с 11 час. 30 мин. до 18 час. 30 мин., что позволило в этот день выполнить упражнение скоростного полета по 100-километровому треугольнику с хорошими результатами.

Рассматривая картированные результаты расчета интенсивности атмосферной конвекции (рис. 4 а) можно отметить, что значения $V_{эф}$ в районе Орла достигали 5,5—6,0 м/сек. Интересно, что максимальные значения восходящих потоков (по данным обработок 11 барограмм), зафиксированные планеристами, составляли 5,48 и 5,60 м/сек.

По направлению на восток и юго-восток, на удалении около 100 км от Орла, располагалась граница перехода мощной кучевой облачности в кучево-дождевую. Нарастание интенсивности атмосферной конвекции происходило сравнительно равномерно по направлению на Саратов.

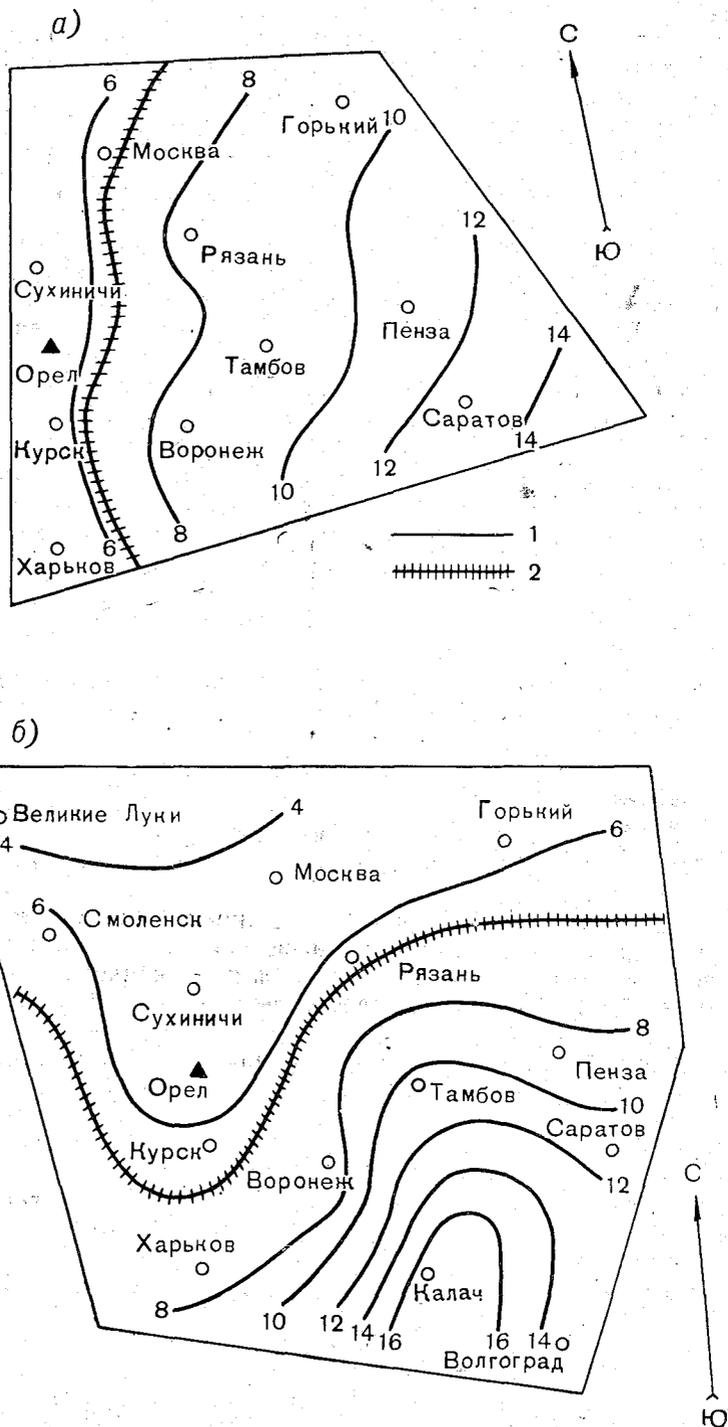


Рис. 4. Распределение интенсивности атмосферной конвекции по территории 27 июня (а) и 28 июня (б) 1965 г.

1 — интенсивность атмосферной конвекции, 2 — граница развития кучево-дождевой облачности ($V_{\text{ф}} = V_{\text{эф. кр.}}$).

Погодные условия 28/VI для полетов планеров также были хорошими (с 10 час. 30 мин. до 17 час.), но менее благоприятными, чем 27/VI. Район Орла в течение всего дня находился под влиянием малоградиентного отрога, ось которого была направлена от северных районов Молдавии на Орел — Москву.

На рис. 46 видно, что интенсивность конвекции постепенно уменьшалась от Орла в северном направлении (для Орла $V_{эф} \cong 5,5$ м/сек.), а граница перехода мощной кучевой облачности в кучево-дождевую была сдвинута от Орла на большее расстояние, чем 27 июня. Максимальные значения восходящих потоков (по данным обработки девяти барограмм), отмеченные планеристами, составляли: 5,11; 5,18 и 5,48 м/сек. Нарастание значений интенсивности атмосферной конвекции происходило в юго-восточном направлении, особенно резкое на участке Воронеж — Калач.

Далее рассмотрим условия образования термиков в слое 100—300 м по данным аэростатных зондирований в пос. Днестровском Молдавской ССР и пос. Махталы Южно-Казахстанской обл.

В период комплексной экспедиции ГГО в сентябре 1965 г. (район Днестровской ГРЭС Молдавской ССР) производились подъемы привязного аэростата с прибором, регистрировавшим вертикальные и горизонтальные составляющие пульсаций скорости ветра. Описание прибора и методика работы с ним даны в монографии П. А. Воронцова [2].

Пункт подъема привязного аэростата размещался среди вспаханного поля площадью в несколько гектар. В дневные часы солнечных дней оголенная поверхность чернозема сильно нагревалась и над ней развивались сравнительно мощные термические токи конвекции. Прибор регистрировал структуру воздушного потока в течение 5 минут на каждом из уровней 100, 200 и 300 м над поверхностью земли.

Анализ записей позволил установить наличие упорядоченных восходящих термических потоков и выявить ряд элементов строения термиков в данном районе. Подъемы привязного аэростата производились с 2 по 25 сентября 1965 г.

В пос. Махталы подъемы привязного аэростата производились в сентябре 1959 г. в полупустыне над интенсивно прогреваемыми такырными почвами.

Приведем средние значения элементов, определяющих развитие термиков по всем трем уровням (табл. 1).

В табл. 1 обозначены: t — температура воздуха, γ — вертикальный температурный градиент, U — скорость ветра, T — продолжительность сохранения термика, \bar{W} — упорядоченная вертикальная скорость термика, W' — пульсационные значения вертикальной скорости, τ — периоды

Таблица 1

Средние значения метеозлементов по высотам при развитых термиках в сентябре 1965 г. Днестровск

H м	t °C	γ °/100 м	\bar{U} м/сек.	T сек.	+ \bar{W} м/сек.	$\pm \bar{W}'_{ср}$ м/сек.	$\pm \tau$ сек.			Распространение термиков, м	
							ср.	макс.	мин.	по вертикали $T\bar{W}$	по горизонтали $T\bar{U}$
100	21,9	1,21	4,1	246	0,63	0,22	10	15	8	154	1000
200	20,9	0,98	4,6	254	0,78	0,28	8	13	5	198	1170
300	20,8	1,01	5,0	294	0,86	0,28	8	12	6	253	1500

Таблица 2

Средние значения упорядоченных восходящих потоков \bar{W} м/сек

Пункт	Дата	Высота, км					Число случаев
		0,1	0,2	0,3	0,5	1,0	
Днестровск	IX 1965	0,63	0,78	0,86	—	—	43
Махталы	IX 1959	1,06	1,12	1,46	—	—	9
Орел	VI 1964	—	—	1,15	1,10	1,60	—

пульсаций вертикальной скорости для средних, максимальных и минимальных величин \bar{W} и τ .

Время регистрации на каждой высоте составляло 300 сек. Средние характеристики показывают, что наряду с упорядоченным восходящим потоком, достигающим на уровне 100 м 0,63 м/сек., наблюдаются его пульсации с периодами около 10 сек. и значениями \bar{W} около 0,22 м/сек. С высотой отмечается рост как \bar{W} , так и \bar{W} и некоторое уменьшение периодов пульсации τ . Развитие термиком наблюдалось при сравнительно высоких температурах воздуха, умеренных скоростях ветра и значениях $\gamma > \gamma_a$ во всем 300-метровом слое.

Следует заметить, что в рассматриваемом районе термик, очевидно, образуется вблизи поверхности почвы и на высоте 100 м он часто уже хорошо выражен (табл. 2). Для пос. Махталы приведены только средние значения восходящих потоков и их повторяемость.

В пос. Махталы величины \bar{W} были значительно больше, чем в Днестровске, на всех высотах и больше, чем в Орле, на уровне 300 м.

Таблица 3

Повторяемость термиком ($\%$) по градиентам $\gamma^\circ/100$ м

H м	$\gamma^\circ/100$ м						
	0,0—0,4	0,41—0,8	0,81—1,2	1,21—1,6	1,61—2,0	2,01—2,4	>2,4
100	16	42	11	11	10	10	—
200	—	31	56	13	—	—	—
300	—	35	43	22	—	—	—
Среднее	6	36	34	15	4	4	—

Таблица 4

Повторяемости термиком ($\%$) по градиентам скорости ветра

H м	U м/сек.						
	2—3	3,1—4	4,1—5	5,1—6	6,1—7	7,1—8	8,1
100	28	28	34	5	—	—	5
200	6	36	23	23	—	6	6
300	7	37	16	16	7	—	7
Среднее	14	36	26	14	2	2	6

Таблица 5

Повторяемость термиком (%) по градациям температуры воздуха

Н м	t °C					
	17—19	19,1—21	21,1—23	23,1—25	25,1—27	27,1
100	23	5	16	23	28	5
200	6	6	38	12	32	6
300	7	7	23	15	33	15
Среднее	11	7	29	16	29	8

Далее рассмотрим факторы, определяющие условия развития термиком в пос. Днестровском в слое 100—300 м (табл. 3—5).

Таблицы 3—5 характеризуют общие условия развития термиком в слое 100—300 м. Хорошая связь намечается с вертикальным градиентом температуры; у поверхности земли и на уровне 100 м, например, термики могут развиваться при $\gamma < \gamma_a$ (такое соотношение имеет место в 48% всех случаев в слое 0—100 м).

Ускорение перегретой массы воздуха при адиабатическом подъеме под влиянием постоянно действующих гидростатических сил можно определить из уравнения

$$\frac{dW}{dt} = \frac{g}{T} [(T'_0 - T_0) + (\gamma - \gamma_a)] h, \quad (4)$$

где T'_0 и T_0 — начальная температура частицы и окружающего воздуха у земной поверхности; γ и γ_a — фактический и сухоадиабатический вертикальные градиенты температуры; T — средняя температура слоя; h — высота подъема частицы; g — ускорение силы тяжести.

Следовательно, смещение массы воздуха по вертикали может происходить при $\gamma < \gamma_a$, если будет иметь место начальный перегрев массы воздуха. В нашем случае, принимая $h=100$ м, $\gamma=0,6^\circ$ и $T=290^\circ$, получим величину $\Delta T=0,4^\circ$. При $\gamma=0,8^\circ$ перегрев должен составлять всего около $0,20^\circ$; в солнечные дни над черноземом это отмечается почти постоянно.

На уровнях 200 и 300 м значения γ меняются в меньших пределах и максимальное число случаев с термиками образуется уже не столько за счет перегрева, сколько за счет термической неустойчивости. С ростом неустойчивости, как правило, возрастают и абсолютные значения восходящих потоков.

Довольно отчетливая связь намечается в распределении термиком скоростью ветра. Следует отметить, что прибор регистрировал составляющие скорости ветра начиная с 2 м/сек., поэтому значения $U < 2,0$ м/сек. в обработку не вошли. Максимальное число случаев с термиками приходится на диапазон U от 3 до 5 м/сек. С ростом скорости ветра вероятность термиком уменьшается, уменьшаются и значения восходящих потоков.

Как и следовало ожидать, развитие термиком определяется также температурой воздуха на уровне 2 м. В рассматриваемом районе восходящие потоки развивались лишь при температурах воздуха выше 17° . Максимум числа случаев с термиками приходился на диапазон 21— 27° , при этом с повышением температуры воздуха возрастала и величина восходящего потока в термике.

Суточный ход термиком достаточно хорошо выражен (табл. 6).

Повторяемость термиков (%) по времени суток

Н м	Время, часы							
	9—10	10,1—11	11,1—12	12,1—13	13,1—14	14,1—15	15,1—16	16,1—17
100	16	16	21	11	5	5	5	21
200	—	19	25	6	12	6	6	26
300	—	14	21	7	21	7	15	15
Среднее	16	16	24	6	12	6	10	20

Термики начинают появляться после 9 часов, т. е. примерно через 2,5—3 часа после восхода солнца, за счет перегрева воздуха у земной поверхности; только с 10—11 часов термики начинают интенсивно развиваться. Максимум \bar{W} приходится на полуденные часы, но вероятность термиков в слое 100—300 м в полдень несколько уменьшается, очевидно, за счет развития термической конвекции.

Результаты анализа представленного выше аэрологического материала позволяют установить достаточно тесные связи процесса развития термиков с распределением скорости ветра, температуры воздуха и вертикального градиента температуры, т. е. с отдельными элементами динамической и термической структуры рассматриваемого слоя атмосферы.

Пока еще трудно объяснить все особенности развития термиков в данных районах, но, очевидно, можно считать, что термики могут возникать от самой поверхности земли; в отдельные дни после 10 часов они могут быть весьма устойчивыми во всем слое, в других условиях, развиваясь на одном уровне в виде упорядоченного восходящего потока, они переходят к другому уровню в виде сильно турбулизированного потока. При этом интересным является значительная продолжительность существования термиков.

Метод не позволял точно фиксировать время начала и конца термика во всем слое, но, судя по данным табл. 1, с учетом времени подъема, они могут наблюдаться до 15—25 минут. Например, 5 сентября три подъема подряд (в 11, 13, 15 часов) показали наличие термиков во всем 300-метровом слое. При подъемах 23 и 24 сентября термики были обнаружены в 9 часов утра, но их развитие ограничилось только этой высотой, а выше наблюдалась конвективная турбулентность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будилова Е. П., Леншин В. Т. Картирование максимальных вертикальных скоростей в облаках в применении к прогнозу условий конвекции. Тр. ГГО, вып. 176, 1965.
2. Воронцов П. А. Методы исследования пограничного слоя атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1961.
3. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. Гидрометеиздат, Л., 1964.
4. Malkus J. Quart. J. Roy. Met. Soc., 78, 1952, p. 530.
5. Hesse W. Handbuch der Aerologia. Leipzig, 1961.

Д. А. КОНОВАЛОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Приводится экспериментальный метод исследования мезомасштабной конвекции в пограничном слое атмосферы. Дается описание применявшейся аппаратуры и некоторые результаты исследований.

Метод исследования

В настоящее время имеется немало теоретических и лабораторных моделей образования и развития конвективных движений в атмосфере, однако экспериментальных данных, полученных непосредственно в природных условиях, явно недостаточно, что является одной из главных причин несовершенства существующих теорий и моделей.

По мнению автора, с помощью группы планеров и легкого самолета типа ЯК-12, оборудованных метеорологической и аэронавигационной аппаратурой, можно с наибольшим успехом исследовать мезомасштабные вертикальные движения воздуха в пограничном слое атмосферы.

Известно, что минимальный диаметр спирали планера около 100 м, поэтому вертикальные движения воздуха с диаметром менее 100 м с помощью планера исследовать не удастся. Можно считать, что предлагаемый здесь метод исследования пригоден для изучения потоков и вихрей с размерами от 100 м до нескольких километров. В работе [2] Н. И. Вульфсон совершенно справедливо отмечает, что данные планерных полетов не могут отразить всего того многообразия конвективных движений в атмосфере, которое в ней наблюдается.

Однако и с помощью одного только самолета, даже очень хорошо оборудованного научно-исследовательской аппаратурой, по-видимому, не удастся достигнуть этого. Поэтому предлагается комплексное исследование самолетом и планером. Достаточно иметь один оборудованный планер и один оборудованный самолет. Группа необорудованных научно-исследовательской аппаратурой планеров, кружась в воздухе, маркирует восходящие потоки, помогая определить центр потока и границы его пространственного распространения. В этих условиях планер и самолет, одновременно исследуя один и тот же восходящий поток воздуха, могут дать необходимую информацию о горизонтальной и вертикальной протяженности потока, его структуре, а также о перепадах температуры и влажности внутри и вне потока и ряд других характеристик.

В упомянутой выше работе Вульфсона метод изучения конвективных движений в атмосфере основан на индикации восходящих конвективных

потоков по их температуре, которая должна отличаться от температуры окружающего воздуха. При горизонтальном полете на самолете, оборудованном малоинерционным чувствительным термометром, восходящие потоки, пересекаемые самолетом, регистрируются как зоны с несколько более высокой температурой, чем температура окружающего воздуха.

При исследовании с помощью планера этот метод индикации восходящих потоков не может быть использован главным образом из-за большого веса и громоздкости аппаратуры, регистрирующей перепад температур. В основу метода измерения вертикальной составляющей скорости воздушного потока были положены свойства самого планера парить, набирая высоту в восходящем потоке воздуха. Известно, что планер, обладая малым лобовым сопротивлением и высоким аэродинамическим качеством, при попадании в восходящий или нисходящий потоки участвует вместе с потоками в переносном движении относительно земли. При установившемся движении можно считать, что ошибка, возникающая за счет пренебрежения планера воздушным потоком, ничтожно мала и ею можно пренебречь. Тогда вертикальную составляющую скорости воздушного потока можно определить по формуле

$$V = V_{\text{п}} + V_y, \quad (1)$$

где V — вертикальная составляющая скорости воздушного потока (м/сек.); $V_{\text{п}}$ — вертикальная скорость планера относительно поверхности земли (м/сек.); V_y — вертикальная скорость снижения планера относительно воздуха в невозмущенной атмосфере, т. е. при отсутствии восходящих и нисходящих движений.

Величину $V_{\text{п}}$ показывает вариометр, установленный на планере, ее можно определить, зная изменение высоты планера Δh и время Δt , за которое это изменение произошло,

$$V_{\text{п}} = \frac{\Delta h}{\Delta t}. \quad (2)$$

Величина V_y определяется по глиссаде снижения (поляре скоростей) планера в зависимости от воздушной скорости полета планера. Кривая, показывающая зависимость вертикальной скорости снижения планера от скорости полета, называется полярной скоростей (рис. 1). На координатных осях поляры скоростей наносятся: на горизонтальной оси — значение скорости полета (V км/час.), на вертикальной — вертикальная скорость снижения планера относительно воздуха (V_y м/сек.).

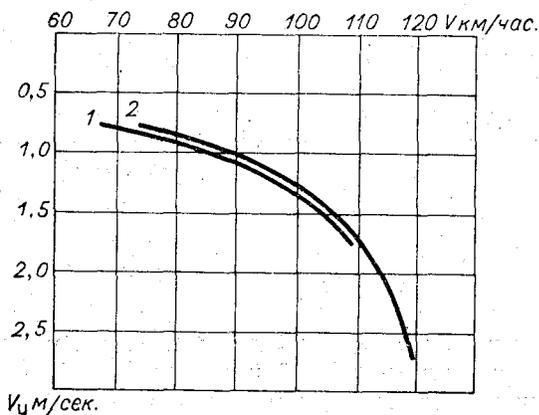


Рис. 1. Зависимость вертикальной скорости снижения планера от скорости полета.

Поляра скоростей, которую мы обычно имеем, дает зависимость между скоростью полета V и вертикальной скоростью снижения V_y при условии, что полет производится у земли. Соответствующие скорости обозначим V_0 и V_{y0} . В фактических условиях, т. е. на высоте H , скорость полета V_H и вертикальная скорость снижения V_{yH} получаются

при том же угле атаки несколько большими, чем V_0 и V_{y0} . Причиной этого является уменьшение с высотой плотности воздуха ρ . Если угол атаки при полете на высоте и при полете у земли одинаков, то соответствующие скорости связаны зависимостями:

$$V_H = \frac{V_0}{\sqrt{\frac{\rho_H}{\rho_0}}}; \quad V_{yH} = \frac{V_{y0}}{\sqrt{\frac{\rho_H}{\rho_0}}} \quad (3)$$

Для пересчета полярны, полученной вблизи земли, в полярю для заданной высоты H можно воспользоваться табл. 1, в которой приведены значения $\sqrt{\frac{\rho_H}{\rho_0}}$ для различных высот.

		Таблица 1							
H	$\sqrt{\frac{\rho_H}{\rho_0}}$	0	500	1000	1500	2000	3000	4000	5000
		1,000	0,976	0,953	0,929	0,906	0,861	0,818	0,775

Строго говоря, на каждой высоте следовало бы пользоваться своей полярюй, что практически невозможно. Поэтому в большинстве случаев влияние высоты или вообще не учитывают, или задаются средней высотой и все расчеты ведут по одной полярюе, построенной для этой высоты. В связи с тем что наши исследования проводятся в пограничном слое атмосферы, т. е. до высот 1500—2000 м, можно, как видно из табл. 1, вообще не учитывать влияние высоты.

Обычно к каждому планеру прилагается техническое описание и полярюа скоростей. Однако после того, как планер будет оборудован метеорологической аппаратурой, полярюа его изменится вследствие изменения лобового сопротивления и полетного веса. Поэтому после оборудования планера аппаратурой следует провести экспериментальный облет его полярюы. Существует несколько методов определения полярюы скоростей. Самый простой метод состоит в прямой фиксации скорости по траектории и измерении высоты по визуальным приборам или с помощью самописцев. Существенным недостатком этого метода является то, что применяя его, невозможно учесть вертикальные токи в атмосфере, вследствие чего могут получаться значительные неточности в измерении вертикальной скорости, которая вычисляется как отношение потери высоты за некоторый промежуток времени к величине этого промежутка.

Однако, производя облет ранним утром, когда в атмосфере практически отсутствуют восходящие и нисходящие потоки, увеличивая потерю высоты при каждом замере и многократно повторяя замеры, можно в конце концов получить достоверные величины скоростей снижения, а следовательно, и достаточно точно определить полярюу скоростей. Нами был произведен такой облет полярюы скоростей для чехословацкого планера L=13 «Бланик», оборудованного метеорологической аппаратурой. Кроме того, был произведен расчет полярюы теоретическим путем. Результаты облета представлены на рис. 1, на котором приведены полярюа скоростей (1), полученная расчетным путем, и полярюа скоростей (2), определенная экспериментально. Эти кривые достаточно близки друг к другу, что является подтверждением правильного их определения. При расчетах вертикальных составляющих скоростей по формуле (1) следует пользоваться полярюй, определенной экспериментальным путем (кривая 2).

Оборудование планера и самолета

Для проведения экспериментальных исследований нами был оборудован двухместный планер L=13 «Бланик» электрическим и механическим метеорографами.

Схема крепления приборов на планере (рис. 2) разработана под руководством М. П. Симонова. Как видно на рис. 2, датчики электрического и механического метеорографов укреплены на коке фюзеляжа планера таким образом, чтобы воздухозаборник датчиков воспринимал невозмущенный набегающий поток. Ножки механического метеорографа вставлены в специальные пазы и закреплены легкими болтами, кроме того, сверху он закреплен резиновыми растяжками. Трубка с датчиками электрического метеорографа закреплена с помощью винтов на другой стороне кока планера. Остальные приборы установлены в кабине и в багажном отделении планера.

Механический метеорограф ГГО, фиксирующий на закопченной бумаге давление, температуру и влажность, описанный в работе [3],

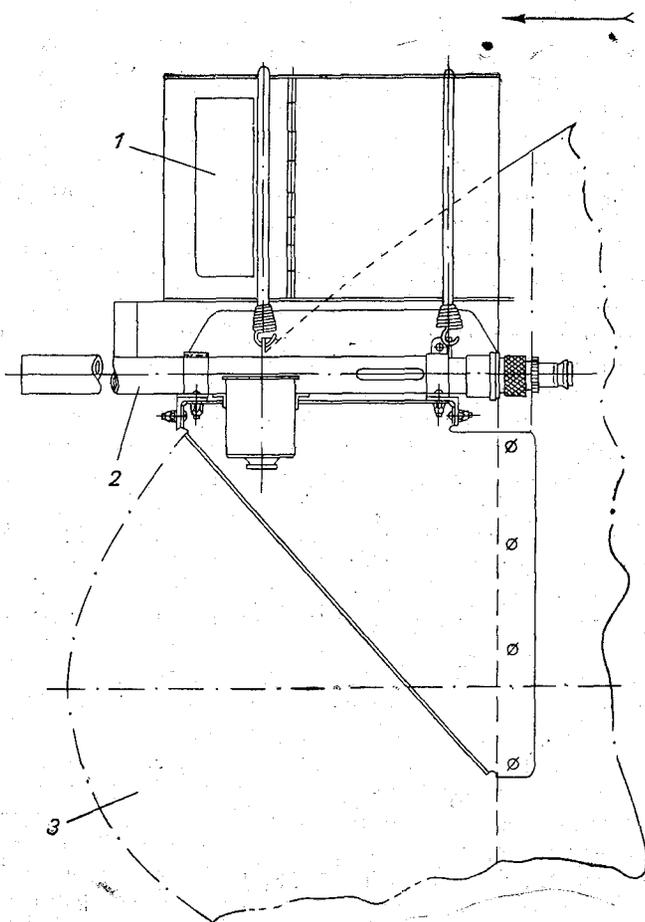


Рис. 2. Схема крепления приборов на планере.

1 — механический метеорограф, 2 — датчик электрического метеорографа, 3 — носовой кок планера.

использовался как дублирующий прибор. Основным прибором служил специально изготовленный автором при участии Борисова электрический метеорограф облегченного типа для планера. В основу прибора был положен самолетно-вертолетный электрический метеорограф [1]. Необходимо было, не снижая точности измерений, изготовить электрометеорограф, обладающий небольшим весом и габаритами, а также потребляющий как можно меньше тока в связи с тем, что питание всех приборов на планере осуществляется от аккумулятора. В соответствии с этими условиями был изготовлен электрический метеорограф, обеспечивающий непрерывную регистрацию давления, температуры, влажности, времени и воздушной скорости планера.

В комплект электрического метеорографа для планера входят: 1) блок приемников метеорологических элементов, 2) блок неравновесных мостов, 3) блок питания, 4) осциллограф К-5-22 с контактными электрическими часами МЧ-62 и щитком дистанционного управления. Блоки соединяются между собой экранированными многожильными кабелями.

Блок приемников температуры и влажности представляет собой хромированную полированную трубку, в которой укреплены термометр сопротивления, помещенный в радиационную защиту представляющую собой хромированную и полированную тонкостенную трубочку, и датчик влажности в виде животной пленки, соединенной с потенциометром и заключенной в кожух в виде стакана (рис. 2). Оба датчика установлены в трубке так, чтобы они хорошо обдувались воздушным потоком.

Блок неравновесных мостов выполнен в виде металлического футляра, на передней панели которого смонтированы: вольтметр на 5 в, релостаты для регулировки напряжения на мостах, переключатель для подключения вольтметра к питающей диагонали мостов, выключатель питания. На задней стенке установлены штепсельные разъемы и потенциометрические датчики давления и воздушной скорости. Внутри футляра осуществлен электрический монтаж мостов.

Схема электрического метеорографа для планера представлена на рис. 3. Проволочный потенциометр R_1 датчика давления, подключенный к постоянным сопротивлениям R_5 и R_7 , представляет собой два плеча

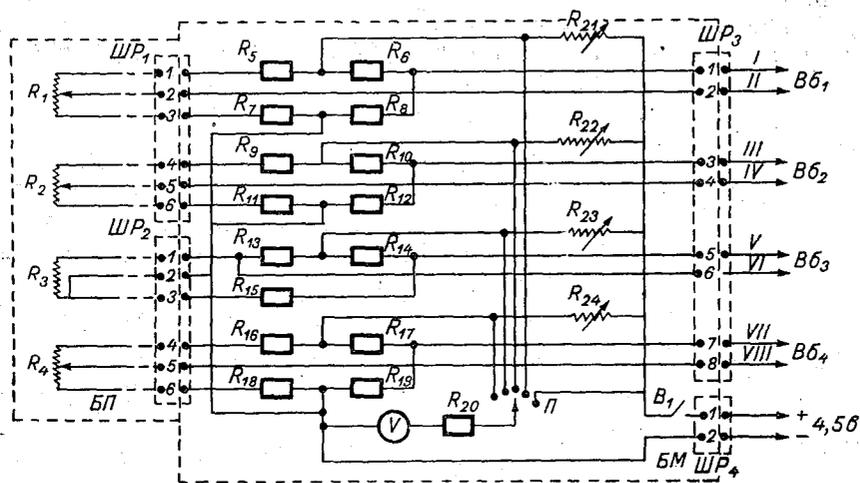


Рис. 3. Схема электрического метеорографа для планера.

неравновесного электрического моста давления, два других плеча — R_6 и R_8 . Здесь постоянные сопротивления R_5 и R_7 выполняют функции гасящих сопротивлений. К диагонали питания подводится ток через реостат R_{21} . Контроль напряжения на мосту производится вольтметром с помощью переключателя $П$. К измерительной диагонали подключается соответствующий вибратор осциллографа К-5-22. Неравновесные мосты воздушной скорости R_2 , температуры R_3 и влажности R_4 подобны мосту давления. Включение мостов осуществляется тумблером B_1 .

Блок приемников $БП$ подключается к блоку мостов $БМ$ через штепсельные разъемы $ШР_1$ и $ШР_2$. Вибраторы $Вб_1, Вб_2, Вб_3, Вб_4$, осциллографа К-5-22 подключаются к блоку мостов посредством штепсельного разъема $ШР_3$. Питание подводится через штепсельный разъем $ШР_4$.

Блок питания выполнен в виде футляра, внутри которого установлена батарея, состоящая из трех сухих элементов типа 2СУ8.

Регистрирующее устройство (осциллограф самолетный К-5-22), относящееся к приборам магнитоэлектрической системы, предназначается для записи на фотобумаге или на фотопленке быстро меняющихся во времени процессов, преобразованных в электрические величины. Принцип действия прибора состоит в следующем. Рамка вибратора, применяющаяся в качестве чувствительного элемента, помещенная в магнитном поле, поворачивается на угол, пропорциональный силе тока, проходящего по рамке. Жестко связанное с рамкой маленькое зеркало поворачивается на тот же угол. Отклонения рамки, а следовательно, и зеркала, изменяющиеся во времени в соответствии с изменением исследуемого параметра, записываются на движущейся фотоленте. На прибор может быть одновременно установлено пять вибраторов. Четыре из них предназначаются для записи различных процессов, пятый — для записи интервалов времени с помощью электрочасов типа МЧ-62. Запись производится на фотобумаге шириной 60 мм. Средние скорости протяжки фотоленты 1; 5; 25 и 125 мм/сек. Напряжение электропитания прибора 27 в постоянного тока с допустимым отклонением $\pm 10\%$. Потребляемый прибором ток без электрообогрева не более 2 а.

При работе с прибором выяснилось, что потребляемый ток не превышает 1,5 а, что и явилось одной из главных причин выбора осциллографа К-5-22 в качестве регистрирующего устройства. В полете питание осциллографа осуществляется от стандартного аккумулятора 12-А-10, обычно устанавливаемого на планере $L=13$.

В табл. 2 даются габариты и вес аппаратуры, устанавливаемой на планере.

Таблица 2

Аппаратура	Габариты, мм	Вес, кг
Приемники температуры и влажности воздуха электрометеорографа	400×24×64	0,23
Блок неравновесных мостов электрометеорографа	300×210×130	3,10
Осциллограф К-5-22	255×214×133	9,50
Пульт управления и кабели		1,50
Блок питания мостов	105×80×80	1,00
Механический метеорограф системы ГГО	260×245×95	1,80
Общий вес		17,13

Измерение температуры и влажности воздуха

Приемник температуры представляет собой обычный электрический гермометр сопротивления, намотанный на крестовину из текстолитовых тонких пластинок. Для намотки использовалась никелевая проволока диаметром $d=0,07$ мм. Инерция такого термометра, включая постоянную времени вибратора осциллографа, не более 1 сек.

Рабочий диапазон термометра был выбран от 3 до 33°C, что позволило увеличить чувствительность до 0,5° на 1 мм ординаты. Максимальная ошибка измерения не более $\pm 0,5^\circ$.

Приемник влажности изготовлен из животной пленки, закрепленной в кольце. При измерении относительной влажности воздуха животная пленка меняет свои геометрические размеры. Эти изменения с помощью рычажной передачи передаются на потенциометрический датчик, включенный в неравновесный электрический мост.

При положительных температурах инерция такого датчика составляет 5—6 сек. Диапазон измерений от 20 до 100% с точностью $\pm 5-7\%$. Чувствительность по записи была определена 1,5% на 1 мм ординаты.

Измерение давления воздуха и воздушной скорости полета

Для записи атмосферного давления использовался потенциометрический датчик давления типа МРД. Для повышения чувствительности был использован блок анероидных коробок, помещенных в герметически закрытом кожухе, внутрь которого подводится статическое давление от трубки Пито с помощью специального шланга. При изменении давления анероидные коробки прогибаются в ту или другую сторону. Эти изменения передаются на потенциометр, включенный в цепь неравновесного электрического моста. Чувствительность приемника давления 4 мб на 1 мм ординаты. Диапазон измерений 1020—780 мб.

В качестве датчика воздушной скорости полета также использовался потенциометрический датчик типа МРД, состоящий из блока чувствительных манометрических коробок, заключенных в герметический корпус, внутрь которого подается статическое давление. Динамическое давление от трубки Пито подается внутрь манометрических коробок. С увеличением воздушной скорости полета увеличивается и динамическое давление, а манометрические коробки раздуваются, вызывая перемещение движка потенциометра, включенного в неравновесный электрический мост.

Вследствие того что тарировка датчика скорости производится обычно на земле при каком-то одном значении атмосферного давления и температуры воздуха, следует при обработке записей вводить поправку на изменение статического давления и температуры воздуха во время полета.

Расчет следует вести по следующей формуле:

$$V = \sqrt{2gRT \left(\frac{k}{k-1} \right) \left[\left(\frac{P_d}{P_{ст}} + 1 \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}, \quad (4)$$

где V м/сек. — воздушная скорость полета, $g=9,81$ м/сек.² — ускорение силы тяжести, $R=29,27$ м/град. — газовая постоянная, T — температура воздуха, $k = \frac{c_p}{c_v} = 1,4$ — отношение теплоемкости воздуха при постоянном объеме и давлении, $P_{ст}$ и P_d — статическое и динамическое давление воздуха.

Расчет ведется для $T=273^{\circ}\text{K}$. Если температура воздуха отличается от расчетной, то результат вычисления следует умножить на поправочный температурный коэффициент

$$\alpha = \sqrt{\frac{T_{\text{н}}}{273}}, \quad (5)$$

где $T_{\text{н}}$ — истинное значение температуры окружающего воздуха в шкале Кельвина. В табл. 3 приведены температурные поправочные коэффициенты:

Таблица 3

$t^{\circ}\text{C}$	-30	-20	-10	0	5	10	15	20	25	30	40
α	0,943	0,962	0,980	1,00	1,010	1,020	1,030	1,036	1,045	1,054	1,070

Диапазон измерений воздушной скорости полета планера 0—150 км/час. Чувствительность по записи 2,5 км/час. на 1 мм ординаты.

Подробный анализ ошибок и погрешностей измерений отдельных параметров и всего метода измерения вертикальной составляющей скорости восходящего потока воздуха в целом будет рассмотрен в отдельной статье.

Оборудование самолета ЯК-12 включает в себя обычный самолетный электрический метеорограф, фиксирующий температуру и влажность воздуха, пульсации температуры, время, давление и воздушную скорость полета на базе осциллографа К-10-51. В качестве дублирующего прибора используется механический самолетный метеорограф А-10 [9], широко применяемый на пунктах самолетного зондирования атмосферы.

В настоящей статье автор не стремился описать всю существующую аппаратуру, которой можно оборудовать планер и самолет для исследования конвекции в атмосфере, а только привел те приборы, которые были им использованы во время экспериментальных исследований в июле 1965 г. в г. Орле во время Всесоюзных соревнований по планерному спорту.

Была принята следующая схема полетов. Рано утром (около 6—7 часов) самолет ЯК-12 производит зондирование атмосферы до высоты 2000 м с таким расчетом, чтобы данные о стратификации температуры и влажности могли быть использованы для оперативного определения по методу слоя наличия или отсутствия благоприятных условий для развития конвективных движений и, следовательно, для полетов планеров.

При наличии благоприятных условий планер, буксируемый самолетом, стартовал с аэродрома. В определенный момент времени, обнаружив восходящий поток (термик), планер отцеплялся от самолета и начинал парить в этом потоке, набирая высоту по спирали. В это время самолет, освобожденный от планера, производил зондирование атмосферы до 2000 м с режимом набора высоты 2 м/сек. После окончания зондирования самолет, используя парящий планер как индикатор восходящего потока, пересекал восходящий конвективный поток ниже планера в горизонтальном направлении.

Наблюдатель, находящийся в самолете, в этот момент определял горизонтальные размеры потока с помощью секундомера и отметчика самописца электрометеорографа. Моменты вхождения и выхода из потока определялись по вариометру. Такие горизонтальные разрезы повторялись несколько раз на разных высотах по мере подъема планера. Набрав максимальную высоту, планер выходил из потока и планировал вниз рядом с термиком в окружающем воздухе. Затем планер входил в этот же или в другой термик и исследование повторялось в том же порядке. Кроме того, в отдельных полетах планер произ-

водил поперечные разрезы термиков, стремясь пройти через центр восходящего потока. Группа парящих планеров наводила в этом случае планер, оборудованный аппаратурой, в центр термика. Следует отметить, что во время проведения соревнований в воздухе одновременно находилось до 90 планеров. Для выяснения влияния ветра на образование и развитие термиков в районе полетов были организованы шаропилотные наблюдения.

Для определения времени начала развития конвекции использовался обычный термограф, установленный в метеорологической будке. После восхода солнца в связи с интенсивным прогревом холодный инверсионный слой воздуха, образовавшийся ночью, разрушается. С этого момента в атмосфере возникают благоприятные условия для развития конвекции. Имея данные утреннего зондирования атмосферы, можно по аэрологической эмаграмме определить ту температуру, до которой должен прогреться воздух у земли, чтобы инверсия разрушилась. Термограф позволяет определить, с какой скоростью происходит повышение температуры. Предполагая, что температура воздуха и дальше будет расти, можно рассчитать, через сколько часов она достигнет того значения, при котором инверсия разрушится и, следовательно, начнется интенсивное развитие конвекции.

Этот способ определения начала развития конвекции широко применяется за рубежом [10] и дает хорошие результаты при устойчивой погоде. При резких сменах погодных условий этот метод, как правило, дает плохие результаты. Наш опыт полностью подтверждает эти выводы. В отдельные дни, пользуясь этим методом, удавалось предсказать время появления первых кучевых облаков с точностью до 15—20 минут.

К сожалению, погодные условия были крайне неблагоприятными для проведения исследований. В результате удалось провести только 10 полетов на планере.

На рис. 4а представлена повторяемость максимального набора высоты (Δh м) планером в отдельных термиках по градациям. При этом за термик принимался такой восходящий поток воздуха, в котором планер

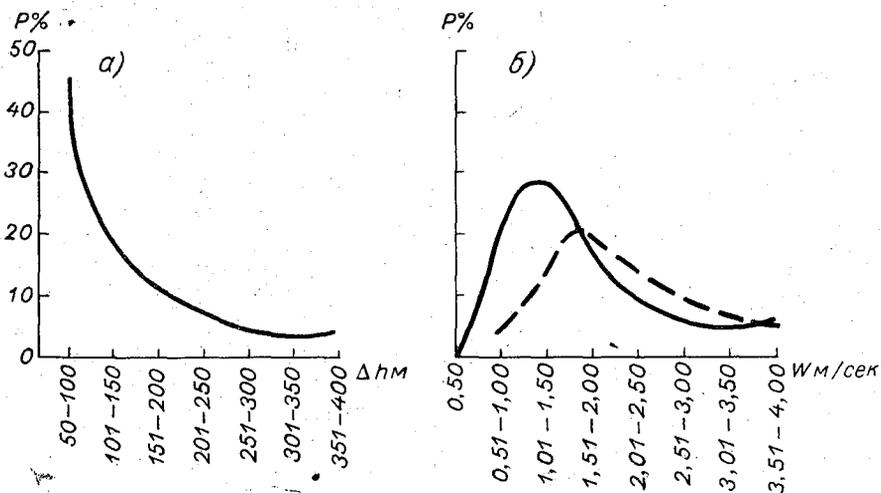


Рис. 4. Повторяемость выигрыша высоты Δh и средних вертикальных скоростей W по градациям.

мог набрать высоту не менее 50 м. Как видно из рис. 4 а, почти в половине случаев максимальный набор высоты в термиках не превышал 100 м. Самый мощный из всех зафиксированных термиков поднял планер с высоты 598 м на высоту 1394 м, при этом вертикальная скорость подъема воздуха доходила до 3,5—40 м/сек.

На рис. 4 б дается повторяемость средних вертикальных скоростей W м/сек. восходящих потоков воздуха по градациям через 0,5 м/сек. Для сравнения пунктирной линией приводятся данные, полученные Ю. В. Черновым [11]. Нетрудно заметить, что максимальная повторяемость по данным Чернова сдвинута в область более высоких скоростей. Это объясняется тем, что Чернов определял максимальные скорости восходящих потоков воздуха, которые, естественно, должны быть больше средних. В целом можно считать, что приведенные данные хорошо согласуются между собой.

Была попытка сопоставить полученные экспериментальные данные с некоторыми теоретическими расчетами и представлениями. В работе [12] показано, что вертикальная скорость восходящего потока может быть рассчитана на любом уровне по формуле

$$W_a^2 = W_0^2 + 2\lambda\phi_0(z - z_0) + \lambda(\bar{\gamma} - \gamma_a)(z - z_0)^2, \quad (6)$$

при условии, если кривая стратификации представляет собой ломаную линию и подъем происходит практически без перемешивания с окружающей средой, т. е. адиабатически. При расчете принимается, что на нижнем уровне $W_0 = 0$ и $z_0 = 0$, а $\phi_0 \geq 0$, (ϕ_0 — разность в градусах Цельсия между кривой стратификации и кривой состояния). В этой формуле $\lambda = \frac{g}{T}$ — отношение ускорения силы тяжести к температуре воздуха.

Вычислив W_a для первого уровня, нужно принять полученное значение W_a за W_0 для расчетов на следующем уровне, положив z_0 равным высоте первого уровня.

На рис. 5 приведено сопоставление между W_a , подсчитанному по формуле (6), и W , полученному экспериментальным путем. Видно, что формула (6) примерно в 2 раза завышает результаты по сравнению с экспериментальными данными. Это вполне естественно, так как формула (6) выведена в предположении, что восходящий поток поднимается адиабатически, без турбулентного обмена с окружающим воздухом и, следовательно, без трения. Так как величина W_a пропорциональна энергии неустойчивости, то можно считать, что полученные экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с теоретическими представлениями.

В заключение следует отметить, что эти первые экспериментальные исследования термиков, проведенные с помощью планера «Бланик» и самолета ЯК-12, оборудованных метеорологической аппаратурой, не ставили перед собой задачи получения большого статистического мате-

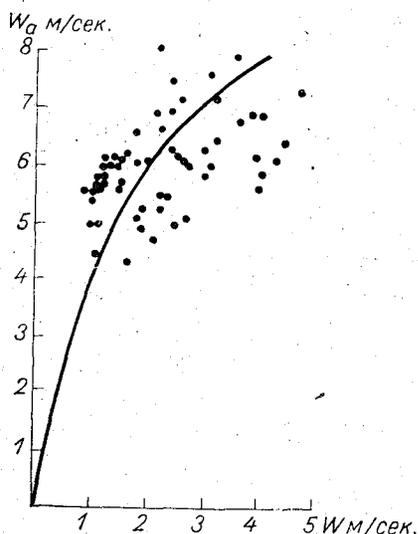


Рис. 5. Сопоставление расчетных и экспериментальных скоростей W .

риала. Нужно было на первом этапе отработать аппаратуру и методику исследования и выяснить возможности планера при проведении подобного рода исследований. Можно считать, что эта задача была выполнена успешно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ледохович А. А. Вертолетный электрический метеорограф. Тр. ГГО, вып. 140, 1963.
2. Вульфсон Н. И. Исследование конвективных движений в свободной атмосфере. Изд. АН СССР. М., 1961.
3. Селицкая В. И., Воронцов П. А. Методика вертолетного зондирования атмосферы. Тр. ГГО, вып. 140, 1963 г.
4. Браславский Д. А., Логунов С. С., Пельпор Д. С. Авиационные приборы. Изд. «Машиностроение», 1964.
5. Андреев Л. Е. Упругие элементы приборов. Машгиз, 1962.
6. Фабрикант Н. Я. Аэродинамика. Гостехиздат, 1949.
7. Фридлиндер Г. О., Селезнев В. П. Пилотажные манометрические приборы, компасы и автоштурманы. Оборонгиз, 1953.
8. Вельгус С., Макуля Э., Скшидлевский С. Перелеты на планере. Изд. ДОСААФ, 1963.
9. Наставление гидрометеорологическим станциям и постам, вып. 4, ч. 4. Гидрометеоздат, 1958.
10. Georgii W. Meteorologische Navigation des Segelfluges. Friedr. Vieweg und Sohn. Braunschweig, 1959.
11. Чернов Ю. В. Исследование восходящих воздушных потоков с помощью планера. Тр. ЦАО, вып. 63, 1965.
12. Васильченко И. В. Приближенный термодинамический анализ локальных восходящих токов в атмосфере. Тр. ГГО, вып. 72, 1957.
13. Васильченко И. В. О стационарной конвективной струе в расслоенной атмосфере. Тр. ГГО, вып. 141, 1963.
14. Woodward B. Explorations by sailplanes of the structure of thermals. Swiss Aero Revue, No 9, 1954.

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И РАЗНОСТИ ТЕМПЕРАТУР ТЕРМОМЕТРАМИ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Рассматриваются вопросы об источниках ошибок при измерениях температуры термометрами сопротивления, возникающих за счет подогрева их током питания моста, притока тепла по подводящим проводам, и путях устранения этих ошибок. Дается оценка возможности использования для измерения температуры электронных потенциометров ЭПП-09 и приводятся опробованные схемы применения мостов постоянного тока МО-47.

В практике метеорологических исследований в настоящее время широко используются дистанционные измерения температуры с помощью термометров сопротивления, включаемых в цепь моста постоянного тока. Для этой цели чаще всего применяются мосты, выпускаемые промышленностью, как, например, мосты МО-47, рекомендованные для градиентных измерений на сети телевизионных мачт и других вышках. Иногда используются мосты лабораторного изготовления. Нередко такие мостовые схемы выполняются путем подбора и без достаточно обоснованного учета параметров моста и гальванометра.

Вывод расчетных формул производился без каких-либо упрощений, на основании закона Кирхгофа для точек 1 и 2 моста (рис. 1). К точкам 1, 4 и 3, 4 подключаются, соответственно, термометр сопротивления R и питание моста V , а с точек 2 и 1 снимается величина разности потенциалов $\Delta V = V_1 - V_2$ гальванометром, подключенным к этим точкам. Стрелками показано направление тока, идущего по элементам моста. В простейшем случае, когда $R = R_1 = R_2 = R_3 = R_r$ можно составить следующие уравнения:

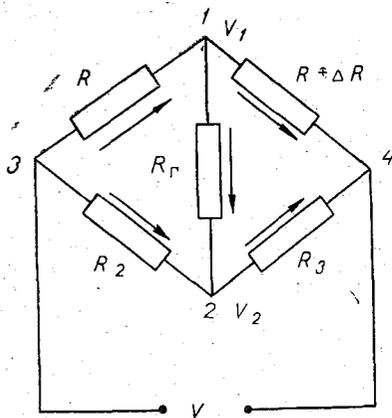


Рис. 1. Принципиальная схема моста постоянного тока.

$$\left. \begin{array}{l} \text{для точки 1} \\ \text{для точки 2} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \frac{U - U_1}{R} = \frac{U_1}{R + \Delta R} + \frac{U_1 - U_2}{R} \\ 3U_2 = U + U_1 \end{array} \quad (1)$$

где ΔR величина разбалансировки моста, обусловленная изменением температуры на величину ΔT .

Решая эти уравнения относительно U_1 и U_2 , находим ΔU

$$\Delta U = \frac{U \Delta R}{8R + 5 \Delta R} \quad (2)$$

и силу тока в цепи гальванометра

$$I_r = \frac{U \Delta R}{(8R + 5 \Delta R) R} \quad (3)$$

Так как эти выражения применяются для термометров сопротивления, то учитывая, что $\Delta R = R \alpha \Delta T$, их можно упростить, тогда

$$\Delta U = \frac{U \alpha \Delta T}{8 + 5 \alpha \Delta T}; \quad I_r = \frac{U \alpha \Delta T}{(8 + 5 \alpha \Delta T) R} \quad (4)$$

где α — температурный коэффициент медной проволоки, равный $4 \cdot 10^{-3}$ 1/град, а ΔT — величина отклонения температуры, вызвавшая разбалансировку моста. Так как ΔR составляет величину 0,4% сопротивления термометра, то для приближенных расчетов членами, содержащими ΔR в знаменателе, можно пренебречь. Тогда

$$\Delta U = \frac{U \alpha \Delta T}{8}; \quad I_r = \frac{U \alpha \Delta T}{8R} \quad (5)$$

Если γ а/дел. — чувствительность прибора, то количество делений гальванометра при изменении температуры на величину ΔT будет равно

$$n = \frac{U \alpha \Delta T}{8R \gamma} \text{ дел/град.} \quad (6)$$

или цена одного деления

$$\frac{1}{n} = \frac{8R \gamma}{U \alpha \Delta T} \text{ град/дел.} \quad (7)$$

В случае если сопротивление гальванометра не равно сопротивлению плеча и если сопротивление двух каких-либо плечей моста не равно сопротивлениям других, то в расчет моста удобнее их вводить соответственно в следующем виде:

$$R_r = kR; \quad R_n = NR \quad (8)$$

где R_n и R соответственно сопротивления плечей и термометра.

Аналогично были рассчитаны некоторые варианты мостов, наиболее часто употребляемые в практике измерений.

Результаты расчета приведены в табл. 1.

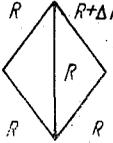
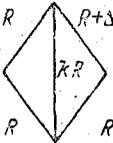
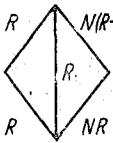
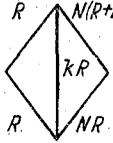
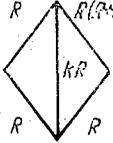
Формулы, помещенные в табл. 1, позволяют быстро и точно рассчитать все необходимые характеристики моста, а также и величину нелинейности моста, обусловленную влиянием членов, содержащих ΔR в знаменателе как разность $\Delta U' - \Delta U$.

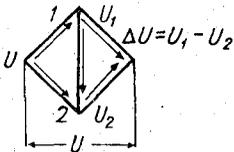
При измерениях температуры термометрами сопротивления всегда возникает вопрос о том, какую погрешность может внести подогрев термометра электрическим током, питающим мост. Очевидно, что влияние перегрева будет расти с увеличением силы тока и продолжительности промежутка времени, включения U , и уменьшаться с увеличением теплообмена корпуса термометра со средой.

Ниже приводится табл. 2 расчета максимального перегрева термометров сопротивления в 50, 100 и 250 см, изготовленных из проволоки диаметром 0,05, 0,07 и 0,10 мм, для различных напряжений, подключаемых к зажимам моста.

Под максимальным перегревом термометра подразумевается его перегрев за счет тока, питающего мост, без отдачи тепла. В таблице даны

Расчет мостов постоянного тока для случая изменения сопротивления одного плеча от температуры

Схема моста	Полное решение	Решение при $R \gg \Delta R$
	$\Delta U = U \frac{\Delta R}{8R + 5\Delta R}$ $I = U \frac{\Delta R}{(8R + 5\Delta R)R}$	$\Delta U = U \frac{\Delta R}{8R}$ $I = U \frac{\Delta R}{8R^2}$
	$\Delta U = U \frac{k\Delta R}{4(k+1)R + (2k+3)\Delta R}$ $I = U \frac{\Delta R}{4(k+1)R + (2k+3)R\Delta R}$	$\Delta U = U \frac{k\Delta R}{4(k+1)R}$ $I = U \frac{\Delta R}{4(k+1)R^2}$
	$\Delta U = U \frac{N\Delta R}{(3N^2 + 4N + 1)R + N(3N + 2)\Delta R}$ $I = U \frac{N\Delta R}{(3N^2 + 4N + 1)R^2 + N(3N + 2)R\Delta R}$	$\Delta U = U \frac{N\Delta R}{(3N^2 + 4N + 1)R}$ $I = U \frac{N\Delta R}{(3N^2 + 4N + 1)R^2}$
	$\Delta U = U \frac{kN\Delta R}{(N+1)(2N+Nk+k)R + N(2N+Nk+k+1)\Delta R}$ $I = U \frac{N\Delta R}{(N+1)(2N+Nk+k)R^2 + N(2N+Nk+k+1)R\Delta R}$	$\Delta U = U \frac{Nk\Delta R}{(N+1)(2N+Nk+k)R}$ $I = U \frac{N\Delta R}{(N+1)(2N+Nk+k)R^2}$
	$\Delta U = U \frac{k\Delta R}{2(2k+N+1)R + (2k+2N+1)\Delta R}$ $I = U \frac{\Delta R}{2(2k+N+1)R^2 + (2k+2N+1)R\Delta R}$	$\Delta U = U \frac{k\Delta R}{2(2k+N+1)R}$ $I = U \frac{\Delta R}{2(2k+N+1)R^2}$



величины перегрева в зависимости от продолжительности включения питания моста (5, 10 и 30 секунд).

Естественно, что перегрев термометров в реальных условиях будет значительно меньше вследствие отдачи тепла путем излучения и конвективного теплообмена.

Пользуясь табл. 2, всегда можно выбрать оптимальные условия работы схемы моста и тем самым избавиться от излишних погрешностей, обусловленных перегревом термометра.

Измерения температуры и градиентов температуры часто производятся на значительном удалении термометров от измерительного или регист-

Максимальный перегрев (град.) термометров сопротивления током равноплечного моста в зависимости от диаметра проволоки (d), напряжения на зажимах моста, времени нагрева и величины сопротивления термометра

Ток, идущий через термометр, а	Напряжение на зажимах моста (в) при сопротивлении термометра, ом			$d=0,05$ мм					$d=0,07$ мм					$d=0,10$ мм				
				Время нагрева термометра, сек.					Время нагрева термометра, сек.					Время нагрева термометра, сек.				
	50	100	250	5	10	30	5	10	30	5	10	30	5	10	30	5	10	30
$1 \cdot 10^{-3}$	0,05	0,10	0,25	0,0017	0,003	0,01	0,0004	0,001	0,003	0,003	0,003	0,0004	0,001	0,003	0,001	0,0001	0,0002	0,0006
$2 \cdot 10^{-3}$	0,10	0,20	0,50	0,007	0,014	0,04	0,0020	0,003	0,010	0,003	0,010	0,0004	0,003	0,010	0,0004	0,0004	0,0010	0,0030
$4 \cdot 10^{-3}$	0,20	0,40	1,00	0,027	0,054	0,11	0,0070	0,014	0,040	0,014	0,040	0,0020	0,014	0,040	0,0020	0,0030	0,0080	0,0110
$6 \cdot 10^{-3}$	0,30	0,60	1,50	0,060	0,120	0,36	0,0160	0,030	0,090	0,030	0,090	0,0040	0,030	0,090	0,0040	0,0080	0,0080	0,0230
10^{-2}	0,50	1,00	2,50	0,17	0,340	1,10	0,0400	0,090	0,260	0,090	0,260	0,0100	0,090	0,260	0,0100	0,0200	0,0200	1,0630

рирующего устройства, поэтому необходимо применять только трехпроводную схему. Последнее вынуждает либо изготавливать специальный мостик, либо переделывать имеющиеся мосты промышленного изготовления.

Опыт работы с мостами МО-47 в ГГО показывает, что эти мосты с успехом могут применяться без каких-либо переделок для измерения тем-

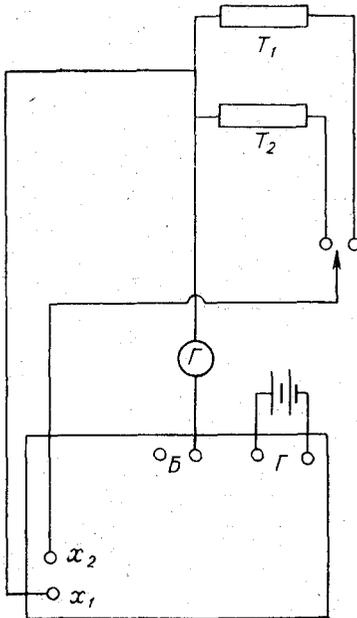


Рис. 2. Схема включения моста МО-47 для измерения температуры в двух точках.

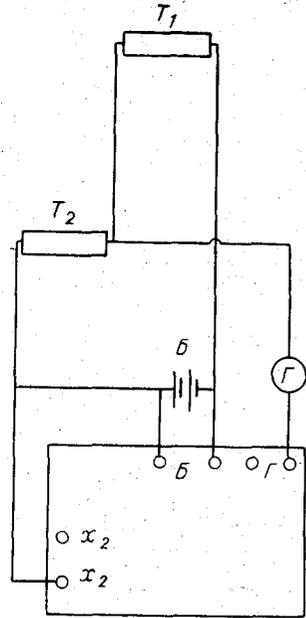


Рис. 3. Схема включения моста МО-47 для измерения разности температур.

пературы или разности температур на значительном (до нескольких сотен метров) удалении термометров от моста.

На рис. 2 показана схема для измерения температуры с помощью моста МО-47 термометрами T_1 и T_2 . В данной схеме сопротивление кабеля и его изменение за счет температуры совершенно исключается. Показания измерительного плеча моста в точности соответствуют сопротивлению термометра.

Только что сказанное целиком относится и к схеме, показанной на рис. 3 и предназначенной для измерения разности температур. Единственное условие, которое должно быть выполнено, это равенство сопротивлений всех проводов кабеля, хотя бы с точностью до 0,1—0,2 ом. Видимо, аналогичные схемы могут быть выполнены и для других типов мостов.

Следует отметить, что для избежания перегрева термометра необходимо пользоваться для питания мостов минимальным напряжением, например, для мостов сопротивления, плечо которых равно 250 ом, подаваемое напряжение не должно превышать 0,1—0,2 в. При таком напряжении на зажимах моста для обеспечения требуемой чувствительности следует пользоваться гальванометрами типа М-195/2.

При измерении температуры необходимо производить подгонку измерительного плеча моста при выключенном питании, а включать питание следует на короткие (2—3 сек.) промежутки времени только для того, чтобы убедиться, сбалансирована схема или нет. Эти меры обеспечат высокую точность измерения температуры.

О влиянии притока тепла к термометрам сопротивления по подводющим проводам

При измерении температуры термометрами сопротивления нельзя пренебрегать ошибками возникающими за счет притока тепла по проводам, соединяющим термометр с кабелем. В особенности это следует учитывать при сильных контрастах температуры между проводами и термометром, как это наблюдается в случае измерения влажности воздуха. Контраст температуры возникает вследствие того, что при аспирации термометр принимает температуру окружающей среды, а провода подогреваемые солнечной радиацией могут иметь более высокую температуру (на 5—10°).

Обычно сечение подводящих проводов равно 0,5—1,0 мм² и при указанных выше условиях можно легко рассчитать количество тепла, проходящего к термометру по проводам. Пусть длина отрезка провода, на котором происходит падение температуры на 3°, равна 5 см, то применяя известную формулу

$$Q = \lambda S \frac{dT}{dL} t, \quad (9)$$

где $\lambda = 0,92$ кал/град·см·сек. — теплопроводность меди, $S = 2,5 \times 10^{-3}$ см² — площадь сечения двух подводящих проводов, $\frac{dT}{dL} = 0,6$ град/см — градиент температуры на отрезке провода, t — время в секундах.

Подставляя эти величины, получим приток тепла к термометру Q , равный 0,0055 кал/сек.

Если учесть, что термометр, выполненный из медной проволоки диаметром 0,05 мм, при сопротивлении 250 ом имеет вес 0,5 г, то при теплоемкости 0,1 кал/г·град. его нагрев за одну секунду составит величину 0,11 град/сек. (нагрев значительный и пренебрегать им нельзя).

При аспирации эффект нагрева будет значительно слабее, поскольку он будет определяться не только теплом, приходящим по проводам, но и теплоотдачей термометра, но все же погрешности, обусловленные этим

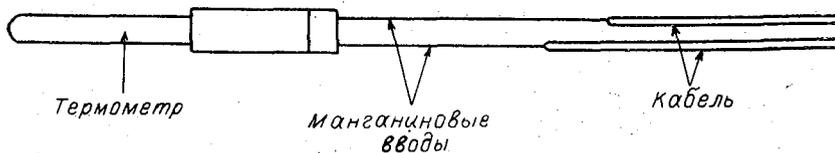


Рис. 4. Схема подключения манганиновых вводов.

явлением, могут оказаться значительными. Поэтому в летние дни термометры сопротивления дают завышенные на 0,2—0,5° показания по сравнению с обычными психрометрами.

Для устранения этого источника ошибок необходимо уменьшить приток тепла от проводов к термометру путем подпайки вводов в термометр,

как это показано на рис. 4. Об этом способе упоминается в статье Сварчевского, но, к сожалению, в ней не содержится количественных оценок.

Если учесть, что коэффициент теплопроводности манганина равен $0,052$ кал/град·см·сек., длина вводов 5 см, а диаметр $0,4$ мм, то применяя формулу (9) получим приток тепла к термометру (при том же градиенте температуры на проводе) $Q = 0,8 \cdot 10^{-4}$ кал/сек., а нагрев термометра этим теплом будет равен $\Delta T = 0,0016$ град/сек.

Таким образом, эффект нагрева будет ослаблен приблизительно в 70 раз. Подключение манганиновых концов не может внести какой-либо дополнительной электродвигущей силы в схему термометра поскольку обе термопары медь — манганин — медь (рис. 5) находятся в совершенно одинаковых температурных условиях и включены навстречу друг другу, что приводит к полной компенсации их ЭДС. На рис. 5 стрелками показаны направления токов этих термопар.



Рис. 5. Схема, показывающая компенсацию токов возникающих ЭДС в подводящих проводах.

Применяя такой простой прием, можно достичь почти полного устранения влияния подводящих проводов на точность показаний термометров сопротивления.

Для подтверждения сказанного были взяты два термометра сопротивления, у одного из которых вместо медных вводов были подпаяны манганиновые проволочки длиной по 5 см, а другой — оставлен с медными вводами. На оправу термометров были намотаны нагреватели из тонкой нихромовой проволоки, а сверху нагревателей накладывался слой теплоизоляции (рис. 6).

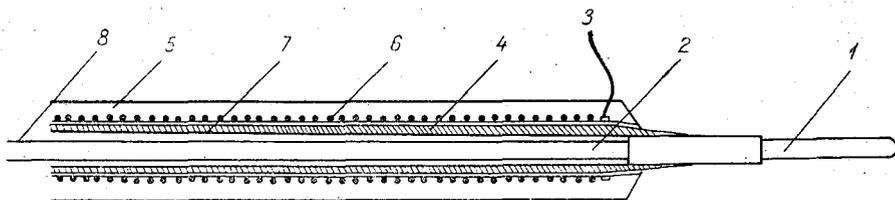


Рис. 6. Электронный нагреватель трубки термометра.

1 — термометр сопротивления, 2 — манганиновые вводы (диаметр $0,4$ мм), 3 — электрод нагревателя, 4 — нагреватель, 5 — теплоизоляция, 6 — изоляция оправы термометра, 7 — оправка термометра, 8 — кабель.

Через нагреватели пропускался ток такой силы, чтобы степень нагрева оправы соответствовала притоку тепла, равному $0,25$ кал/см² мин. Эти термометры были вставлены в психрометры и измерения температуры велись при непрерывном действующем аспираторе. Показания этих термометров сопоставлялись с показаниями контрольного термометра, находящегося при тех же условиях.

В результате проведенных опытов оказалось, что термометр, незащищенный манганиновыми вводами, систематически на $0,5$ — $0,8^\circ$ имел более высокую температуру, чем контрольный термометр, в то время как температура термометра с манганиновыми вводами не имела каких-либо заметных отклонений.

Об использовании электронных потенциометров ЭПП-09 для измерений температуры

Многие исследователи стремятся применять более совершенные способы регистрации измерений температуры и, в частности, используют для этой цели электронные потенциометры ЭПП-09. Идея непрерывной автоматической регистрации температуры заманчива, но она часто применяется без достаточных оснований.

При оценке возможности использования той или иной аппаратуры для регистрации или измерения температуры необходимо учитывать основные параметры установки. Этими параметрами для ЭПП-09 являются чувствительность в вольтах на одно деление шкалы и величина входного сопротивления. Кроме того, необходимо учитывать также допустимый ток, пропускаемый через термометр сопротивления. Величина тока должна быть такой, при которой не наблюдается заметный подогрев термометра джоулевым теплом.

Изменение температуры при отклонении указателя ЭПП-09 на одно деление может быть вычислено из соотношения, полученного из (5)

$$\gamma = \frac{U}{8} \alpha \Delta T. \quad (10)$$

Так как чувствительность ЭПП-09 приблизительно равна $6,5 \times 10^{-5}$ в/дел., то

$$\Delta T = \frac{8 \cdot 6,5 \cdot 10^{-5}}{4 \cdot 10^{-3} U} = \frac{0,13}{U}, \quad (11)$$

где $\alpha = 4 \cdot 10^{-5}$ 1/град. — температурный коэффициент медной проволоки. Подставляя различные величины в эту формулу, получим таблицу, выражающую зависимость чувствительности системы по температуре от напряжения моста (табл. 3).

Таблица 3

Зависимость нагрева термометра от напряжения, подаваемого на мост

Напряжение, в	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	2,0
Чувствительность системы, град. на деление шкалы	1,3	0,65	0,32	0,20	0,16	0,13	0,065
Подогрев термометра, град.	0,01	0,04	0,15	0,30	0,60	0,90	1,30
Пределы измерения температур системой, град.	130	65	32	20	16	13	6,5

Из приведенной таблицы следует, что область возможного применения потенциометра крайне ограничена для этих целей.

Действительно, при напряжении $U > 0,4$ в чувствительность схемы достаточна, но перегрев термометра велик, а при напряжении $U < 0,2$ в перегрев термометра мал, но и чувствительность схемы недостаточна. Только при напряжении питания моста 0,15—0,25 в обеспечивается удовлетворительная чувствительность схемы для измерения температуры до 50—60°C при перегреве термометра, не превышающем величину 0,05°.

Если учесть, что ток, питающий термометр, не должен превышать величину 10^{-3} а, то величина сопротивления термометра будет равна

$$R = \frac{U}{2I} = 100 \text{ ом}. \quad (12)$$

В случае если потенциометр предполагается использовать для измерения температуры с более высокой чувствительностью, то необходимо

ее повысить (если это возможно) по крайней мере в 10 раз или видоизменить схему потенциометра так, чтобы была обеспечена его нормальная работа при включении датчиков, сопротивление которых было бы равно не 100, а 1000 ом. Последнее позволит повысить чувствительность схемы за счет увеличения напряжения питания моста.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карандеев К. Б. Методы электронных измерений. Госэнергоиздат, 1952.
2. Попов М. М. Термометрия и калориметрия. Госхимиздат, 1934.
3. Туричин А. М. Электрические измерения неэлектрических величин. Госэнергоиздат.
4. Сварчевский В. И. Аппаратура для метеорологических измерений на кораблях погоды. Геофизическая аппаратура, вып. 26. Изд-во «Недра», Л., 1965.

ПРИЕМНИК ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА

Описан оригинальный приемник, селективно поглощающий длинноволновую радиацию. Сопоставлены величины измеренных и рассчитанных радиационных изменений температуры.

Известно, что в настоящее время отсутствуют приемники, позволяющие непосредственно измерять величину, пропорциональную лучистому притоку тепла. В работе [1] показана возможность создания такого приемника. Материал его чувствительного элемента должен удовлетворять соотношению

$$\eta L_{\lambda} = \text{const } \Phi_{\lambda}, \quad (1)$$

где $\eta = \eta(L_{\lambda})$ — безразмерный множитель, L_{λ} — обобщенный коэффициент поглощения вращательной полосы водяного пара, Φ_{λ} — диффузная поглощательная способность материала, используемого для моделирования.

Кроме этого, используемый материал должен обладать следующими качествами: а) быть оптически изотропным, б) иметь небольшой коэффициент преломления для уменьшения потерь на отражение, в) иметь высокую теплопроводность и температуропроводность для обеспечения изотермии образца и уменьшения его тепловой инерции, г) иметь минимальную гигроскопичность.

Таким материалом, компромиссно обладающим большинством качеств, оказалась каменная соль, которая и была использована как чувствительный элемент приемника.

Весьма важно, чтобы тепловое влияние всех элементов конструкции приемника на чувствительный элемент было сведено к минимуму, так как элементы конструкции и чувствительный элемент неизбежно обладают различной спектральной поглощательной способностью.

Для выполнения этого условия все элементы конструкции приемника должны иметь минимальную поглощательную способность и минимальную площадь поверхности.

Приемник, сконструированный с учетом этих условий, показан на рис. 1. Чувствительный элемент — пластина каменной соли — состоит из двух половин 1, соприкасающихся в диаметральной плоскости. Между ними расположено термосопротивление 2 для измерения температуры пластины, представляющее собой платиновую проволоку диаметром 20 мк, расположенную бифилярно по диагонали плоскости соприкосно-

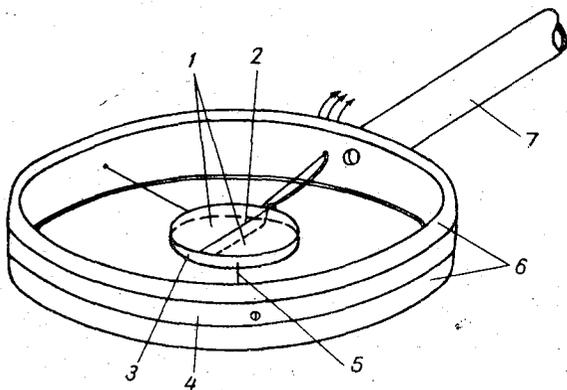


Рис. 1. Приемник с селективно-поглощающим чувствительным элементом (стрелками обозначены подводящие провода).

са измеряется платиновым термосопротивлением, помещенным в кольцевом пазу корпуса.

Для предохранения чувствительного элемента от действия атмосферной влаги, а также для повышения чувствительности приемника и уменьшения зависимости его показаний от скорости ветра были применены плоские окна из полиэтиленовой пленки толщиной 0,05 мм. Пленка крепилась с помощью колец 6. Для улучшения защиты чувствительного элемента в полости ручки 7 приемника, сообщающейся с полостью между окнами, помещалось осушающее вещество, например индикаторный силикагель.

Уравнение теплового баланса описанного приемника можно представить в виде

$$\int_0^{\infty} \Phi_{\lambda} (A_{\lambda} + B_{\lambda} - 2E_{\lambda}) d\lambda - \alpha' (T_p - T_a) = cm \frac{dT_p}{dt}, \quad (2)$$

где A_{λ} , B_{λ} — нисходящий и восходящий потоки монохроматической радиации, приходящие на поверхность окон приемника; E_{λ} — поток монохроматической радиации, излучаемой абсолютно черным телом при температуре чувствительного элемента, определяемая совместным действием лучистого и конвективного теплообмена, T_p — равновесная температура чувствительного элемента, T_a — температура окружающего воздуха, c — удельная теплоемкость материала чувствительного элемента, m — масса пластины чувствительного элемента, приходящаяся на 1 см² поверхности, α' — коэффициент конвективной теплоотдачи.

Величина Φ_{λ} рассчитывалась с учетом поглощения, многократного отражения и пропускания радиации чувствительным элементом и окном в зависимости от угла падения радиации, по данным [2—5]. Учитывалось также влияние изменения анизотропности падающей радиации [6] на величину Φ_{λ} . Согласно проделанным расчетам, перечисленные факторы обуславливают случайную относительную погрешность определения Φ_{λ} до $\pm 3\%$.

Нетрудно показать, что величина $(T_p - T_a)$, измеряемая приемником, пропорциональна лучистому притоку тепла. Действительно, как показано в [1], для чувствительного элемента описываемого приемника справедливо приближенное соотношение (1). Лучистый приток тепла ϵ_{λ} в единицу объема воздуха равен

$$\varepsilon_{\lambda} \simeq \rho_w \int_0^{\infty} \eta L_{\lambda} (A_{\lambda} + B_{\lambda} - 2E_{\lambda a}) d\lambda, \quad (3)$$

где $E_{\lambda a}$ — поток монохроматической радиации, излучаемой абсолютно черным телом при температуре окружающего воздуха; ρ_w — плотность водяного пара.

Подставляя уравнения (1) и (3) в уравнение (2) и полагая $\frac{dT_p}{dt} = 0$,

$E_{\lambda} - E_{\lambda a} \ll E_{\lambda a}$, можно получить уравнение теплового баланса приемника

$$\varepsilon_{\Pi} \simeq \rho_w \alpha c (T_p - T_a), \quad (4)$$

где $\alpha = \alpha' + \frac{4\sigma T_a^3 \int_0^{\infty} \Phi_{\lambda} E_{\lambda a} d\lambda}{E_a}$ — определяется при градуировке приемника, из уравнения (2) при $\frac{dT_p}{dt} = 0$; $T_p - T_a$ — измеряется приемником;

$C = \frac{\eta L_{\lambda}}{\Phi_{\lambda}}$ — константа чувствительного элемента.

Двухсторонний приемник, описываемого типа должен градуироваться при наличии двух встречно направленных контролируемых потоков длинноволновой радиации. При этом вследствие селективного поглощения чувствительным элементом падающей радиации должен быть известен ее спектральный состав. Поэтому для градуировки использовался «черный» излучатель [7]. Приемник помещался горизонтально под отверстием излучателя. Под приемником помещалась ненагреваемая алюминиевая пластина, зачерненная оптическим лаком. Телесный угол, занимаемый отверстием излучателя относительно чувствительного элемента, меньше полусферического. Поэтому для исключения радиации, приходящей из дополнительного телесного угла, отверстие излучателя периодически закрывалось двойным экраном с зачерненной нижней поверхностью.

При градуировке измерению подлежали температуры полости излучателя, излучающей зачерненной пластины, чувствительного элемента и корпуса приемника, экрана и окружающего воздуха. Практически, температура экрана и корпуса не отличались, согласно эксперименту, от температуры воздушного потока, поэтому измерялась лишь температура корпуса приемника. Скорость воздушного потока, обдувающего экран, зачерненную пластину и приемник, была около 1 м/сек.

Для оценки погрешности измерения ε используем уравнение приемника (4). Относительные погрешности определения величин, входящих в формулу (4), следующие:

δ_{ρ} — погрешность определения плотности водяного пара;

δ_c — погрешность моделирования атмосферы описанным чувствительным элементом, обусловленная приближенностью выполнения условия (1);

δ_{α} — погрешность градуировки приемника, в том числе за счет нарушения закона косинуса.

ΔT — погрешность определения разности температур чувствительного элемента и окружающего воздуха, в том числе за счет нагрева термосопротивления чувствительного элемента током и радиацией, а также за счет различия температуры корпуса и окружающего воздуха.

Абсолютная погрешность $\Delta \varepsilon_{\lambda}$ определения притока тепла может быть получена как

$$\Delta \varepsilon_{\lambda} = \pm \sqrt{(\delta_{\rho}^2 + \delta_c^2 + \delta_{\alpha}^2) \varepsilon_{\lambda}^2 + (\rho_w \alpha c)^2 (\Delta T)^2}. \quad (5)$$

Оценим перечисленные погрешности:

$\delta_p = \pm 5\%$ для психрометрического метода,

$\delta_c = \pm 20\%$ согласно оценкам для большей части метеорологических условий в приземном слое.

$\delta_a = \pm 10\%$

$\Delta T = \pm 0,1^\circ$

$a = 0,010$ кал/см² мин. град.

$C = 25$ см²/г.

для описанного приемника и принятой методики, согласно предварительным расчетам.

Принимая $\rho_w = 10^{-5}$ г/см³ и подставляя все численные значения в уравнение (5), получим

$$\Delta \epsilon_d = \pm \sqrt{(0,23\epsilon_d)^2 + (0,25 \cdot 10^{-6})^2} \text{ кал/см}^3 \text{ мин.}$$

Погрешность за счет различия радиационной температуры пластины и сферы, согласно расчетам Функа [8], незначительна и ею можно пренебречь.

Посредством приемников описанного типа были произведены полевые измерения лучистого притока тепла на нескольких уровнях в приземном слое атмосферы в ночное время. Приемники помещались на мачте. Величина термосопротивлений приемников измерялась мостом постоянного тока МОД-58 с микроамперметром типа М 195/2 в качестве нульгальванометра. Измерительный пульт был связан с приемниками посредством многожильного кабеля.

На рис. 2 показаны результаты ночной серии наблюдений 26—27 июля 1965 г. в районе Цимлянска. По оси ординат отложена высота измерения

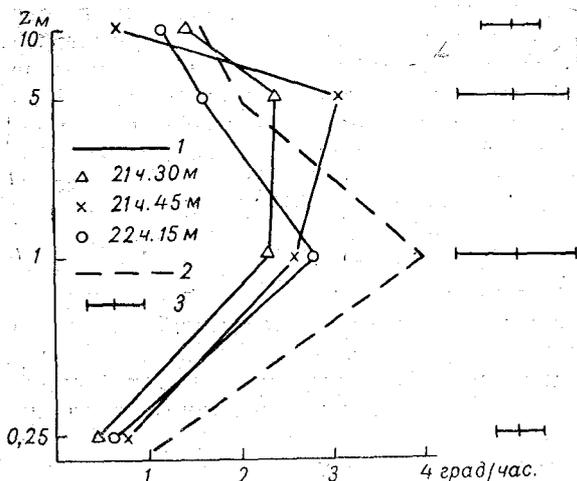


Рис. 2. Радиационное охлаждение воздуха.

1 — измеренные приемниками в различные сроки, 2 — рассчитанное согласно [9], 3 — погрешность измерения.

творительным, по предварительным данным.

Автор приносит благодарность В. Л. Гаевскому и Л. Б. Красильщикову за содействие в выполнении работы и консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Елисеев А. А. К вопросу о возможности прямого измерения лучистого притока тепла в атмосфере. См. наст. сборник.
2. Круз П., Макглоулин Л., Макквистан Р. Основы инфракрасной техники. Воениздат, 1964.

3. Воронкова Е. М., Гречушников Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы для инфракрасной техники. Воениздат, 1965.
4. Пришивалко А. П. Отражение света от поглощающих сред. Минск, 1963.
5. Красильщиков Л. Б., Семенова Г. П. О спектральных характеристиках материалов, применяемых в актинометрическом приборостроении. Тр. ГГО, вып. 152, 1964.
6. Кондратьев К. Я., Стыро Д. Б., Жвалев В. Ф. Лучистый приток тепла в области спектра 4—40 мк на различных уровнях в атмосфере. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, т. 2, № 1, 1966.
7. Войткова Т. Д. Расчет полусферического излучателя для градуировки пиргелиометров. Тр. ГГО, вып. 152, 1964.
8. Fupk I. P. Behavior of freely exposed absorbers in radiation fields. IOSA, vol. 50, No. 10, 1960.
9. Шехтер Ф. Н. О методике определения лучистого притока тепла. Тр. ГГО, вып. 127, 1962.

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ ПРЯМОГО ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧИСТОГО ПРИТОКА ТЕПЛА В АТМОСФЕРЕ

Показана допустимость применения в качестве радиационной модели атмосферы селективно-поглощающих материалов, имеющих полосу поглощения в области длин волн, больших 12 мкм, и окно прозрачности в области более коротких длин волн.

Известно, что в настоящее время метод прямого измерения лучистого притока тепла технически не осуществлен [1]. Согласно Функу [2], для этого необходим материал, удовлетворяющий условию

$$k_{\lambda} = \text{const } \Phi_{\lambda \text{ м}}, \quad (1)$$

где k_{λ} , $\Phi_{\lambda \text{ м}}$ — коэффициент поглощения среды (атмосферы), и поглощательная способность материала соответственно при длине волны λ . Однако спектр поглощения газов, определяющих поглощение радиации в атмосфере, весьма сложен; диапазон изменения k_{λ} с длиной волны достигает нескольких порядков. Поэтому, в настоящее время отсутствуют материалы, удовлетворяющие (1) хотя бы приближенно.

Рассмотрение спектров поглощения диэлектриков [3—6] показывает, что многочисленная группа их имеет лишь одну полосу поглощения и широкую область прозрачности в длинноволновом диапазоне. Можно подобрать кристаллы, например, из щелочно-галогидной группы, у которых область сильного поглощения расположена там же, где вращательная полоса поглощения водяного пара, а область прозрачности — в интервале более коротких длин волн. Поглощательная способность таких кристаллов изменяется примерно от единицы для резонансной длины волны до 10^{-4} — 10^{-2} для длин волн короче 12 мкм, при толщине кристалла порядка нескольких миллиметров.

В результате совместного рассмотрения спектров поглощения диэлектриков, а также аппроксимированных, согласно Эльзассеру [7], спектров поглощения атмосферных газов целесообразно попытаться применить описанные диэлектрики в качестве радиационной модели атмосферы. При моделировании атмосферы необходимо учесть окно прозрачности, а также основные полосы поглощения: водяного пара (колебательно-вращательную с центром 6,3 мкм и вращательную) и углекислого газа с центром 15 мкм. Поэтому материал, имеющий окно прозрачности в интервале 4—12 мкм и полосу поглощения в интервале 12—40 мкм, может служить моделью атмосферы лишь в случае, если существует высокая корреляция между лучистым притоком тепла в области вращательной полосы

H₂O и суммарным лучистым притоком тепла, обусловленным поглощением во всех основных полосах, т. е. если приближенно выполняется соотношение вида

$$\int_k \varepsilon_k' dk + \int_k \varepsilon_k'' dk + \int_k \varepsilon_k''' dk = \int_k \eta_k \varepsilon_k''' dk, \quad (2)$$

где ε_k' , ε_k'' , ε_k''' — лучистые притоки тепла в спектральных интервалах, где $k < k_\lambda < k + dk$, расположенных в области полос поглощения H₂O (4—8 мкм), CO₂ (12—18 мкм) и вращательной полосы H₂O (12—40 мкм) соответственно; η_k — безразмерный множитель, характеризующий относительный вклад вращательной полосы H₂O в общий приток тепла, приходящийся на все спектральные интервалы, где $k < k_\lambda < k + dk$.

Интегральные выражения в левой части формулы (2) соответствуют, очевидно, притокам тепла за счет соответствующих полос. При большом разнообразии атмосферных условий вклад каждой из этих полос в приток тепла не остается постоянным, что обуславливает некоторую зависимость η_k от стратификации. Величину η_k для различных условий можно получить путем массовых расчетов ε_k для различных зависимостей $T(z)$, $\rho_{H_2O}(z)$, $\rho_{CO_2}(z)$, где ρ — плотность поглощающего газа, T — температура воздуха, z — вертикальная координата.

Покажем, что в определенном диапазоне условий соотношение (2) приближенно выполняется.

Из уравнений переноса монохроматической радиации получим

$$A_\lambda(\omega) = - \int_{\omega}^{\omega_\infty} E_\lambda(\mu) d\tau_\lambda(\mu - \omega), \quad (3)$$

$$B_\lambda(\omega) = E_\lambda(0) \tau_\lambda(\omega) + \int_0^\omega E_\lambda(\mu) d\tau_\lambda(\omega - \mu), \quad (4)$$

где A_λ , B_λ — нисходящий и восходящий потоки монохроматической радиации, E_λ — поток монохроматической радиации, излучаемый черным телом, τ_λ — функция пропускания для диффузной монохроматической радиации.

Согласно экспериментальным и расчетным данным, полученным для нижней тропосферы, например [8], в большей части длинноволнового диапазона за исключением окна прозрачности справедливы неравенства:

$$\begin{aligned} |A_\lambda - E_\lambda| &\ll E_\lambda; \\ |B_\lambda - E_\lambda| &\ll E_\lambda. \end{aligned} \quad (5)$$

Неравенства (5) означают, что потоки A_λ и B_λ формируются в основном слоями, где температура мало отличается от температуры воздуха на рассматриваемом уровне ω . Поэтому в области полос поглощения можно представить $E_\lambda(\mu)$ в виде

$$E_\lambda(\mu) \simeq E_\lambda(\omega) + \frac{dE_\lambda(\omega)}{dT} [T(\mu) - T(\omega)]. \quad (6)$$

Определим приток тепла ε_λ' за счет поглощения нисходящей радиации. По определению $\varepsilon_\lambda' = k_\lambda \rho (A_\lambda - E_\lambda)$. Используя выражения (3), (6), после элементарных преобразований получим

$$\begin{aligned} \varepsilon_\lambda' \simeq & -k_\lambda \rho \left\{ E_\lambda(\omega) \tau_\lambda(\omega_\infty - \omega) + \right. \\ & \left. + \frac{dE_\lambda(\omega)}{dT} \int_\omega^{\omega_\infty} [T(\mu) - T(\omega)] d\tau_\lambda(\mu - \omega), \right. \end{aligned} \quad (7)$$

Определим далее отношение притоков тепла для различных длин волн λ_g и λ_m , но таких, где монохроматические коэффициенты поглощения, а следовательно, и функции пропускания одинаковы. Можно показать, что, согласно выражениям (5), членом, содержащим $\tau_\lambda(w_\infty - w)$, можно пренебречь. Тогда из формулы (7) получим

$$\frac{\varepsilon_{\lambda_g}^\downarrow}{\varepsilon_{\lambda_m}^\downarrow} \approx \frac{\frac{dE_{\lambda_g}(w)}{dT} \int_w^{w_\infty} [T(\mu) - T(w)] d\tau_{\lambda_g}(\mu - w)}{\frac{dE_{\lambda_m}(w)}{dT} \int_w^{w_\infty} [T(\mu) - T(w)] d\tau_{\lambda_m}(\mu - w)} \quad (7)$$

При $\tau_{\lambda_g}(\mu - w) = \tau_{\lambda_m}(\mu - w)$ оба интегральных выражения равны, поэтому

$$\frac{\varepsilon_{\lambda_g}^\downarrow}{\varepsilon_{\lambda_m}^\downarrow} \approx \frac{\frac{dE_\lambda}{dT} [\lambda_g, T(w)]}{\frac{dE_\lambda}{dT} [\lambda_m, T(w)]} \quad (8)$$

Аналогичное выражение было получено для восходящей радиации. Из формулы (8) видно, что в спектральных интервалах с сильным поглощением, где справедливы неравенства (5), можно считать, что вклад каждого из интервалов, находящихся в различных областях спектра, и имеющих равные коэффициенты поглощения, определяется лишь температурой воздуха на рассматриваемом уровне. Соотношение (8) приближенно справедливо для большей части диапазона значений k_λ в области полос поглощения. Поэтому при фиксированных $T(w)$ и $\rho_{\text{CO}_2}/\rho_{\text{H}_2\text{O}}$ относительный вклад вращательной полосы H_2O в приток тепла, обусловленный поглощением во всех основных полосах, мало изменяется при изменении стратификации. Соответствующие коэффициенты пропорциональности $\eta = \eta(k_\lambda)$ можно определить для всего диапазона значений k_λ из выражения (2) по формуле

$$\eta_k = \frac{\varepsilon_k' + \varepsilon_k'' + \varepsilon_k'''}{\varepsilon_k'''} \quad (9)$$

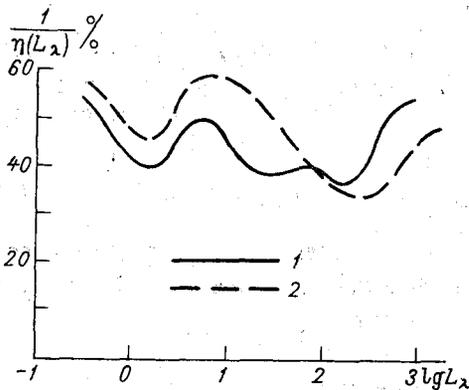


Рис. 1. Вклад вращательной полосы H_2O в общий приток тепла вне окна прозрачности 8—12 мкм.

1) $T = 293^\circ\text{K}$, 2) $T = 253^\circ\text{K}$.

где отношение притоков определялось из формулы (8).

Такой расчет η был выполнен с использованием обобщенных коэффициентов поглощения L_λ водяного пара, согласно Ямамото [9], и углекислого газа, согласно Эльзассеру [7]. В области 12—18 мкм использовались значения эффективного коэффициента поглощения [10].

Расчет проводился для различных значений температуры и отношения $\rho_{\text{CO}_2}/\rho_{\text{H}_2\text{O}}$. Температуры принимались равными 253 и 293°K, а величины $\rho_{\text{CO}_2}/\rho_{\text{H}_2\text{O}}$ — соответственно 0,75 и 0,04.

Это соответствовало объемной концентрации CO_2 0,03% и относительной влажности 80% при указанных температурах и нормальном давлении. При расчете учитывалась также зависимость $L_\lambda(T)$ согласно [7, 9].

На рис. 1 показан результат расчета $\eta(L_\lambda)$. По оси ординат отложены (в процентах) величины $\frac{1}{\eta(L_\lambda)}$, приближенно равные относительному вкладу вращательной полосы в приток тепла вне окна 8—12 мкм при различных L_λ . Как видно из рисунка, вклад вращательной полосы довольно значителен и сравнительно мало изменяется при изменении температуры и концентрации CO_2 относительно водяного пара. Это означает, что при подборе материала, моделирующего атмосферу, можно ограничиться требованием подобия его поглощательных свойств лишь для областей атмосферного окна прозрачности и вращательной полосы H_2O , т. е. условие пригодности моделирующего материала может быть приближенно выражено в виде

$$L_\lambda \eta(L_\lambda) \approx \text{const } \Phi_{\lambda, \text{м}}. \quad (10)$$

На рис. 2 показаны величины $L_\lambda \eta(L_\lambda)$ (293, 253°K). Здесь же для сравнения показаны величины монохроматической поглощательной способности $\Phi_{\lambda, \text{м}}$ одного из вероятных моделирующих материалов — пластины каменной соли толщиной 0,3 см. Величина $\Phi_{\lambda, \text{м}}$ рассчитывалась по данным [6]. Как видно из рис. 2, соотношение (10) удовлетворительно выполняется для большей части длинноволнового диапазона.

Вышеизложенное показывает возможность приближенного моделирования поглощательных свойств атмосферы в длинноволновом диапазоне путем использования материала с большой селективностью поглощения с соответствующим контуром поглощения в интервале длин волн, больших 12 мкм, и областью слабого поглощения в интервале длин волн, меньших 12 мкм.

Автор приносит благодарность Ф. Н. Шехтер и Э. Л. Подольской за ценные советы при выполнении работы.

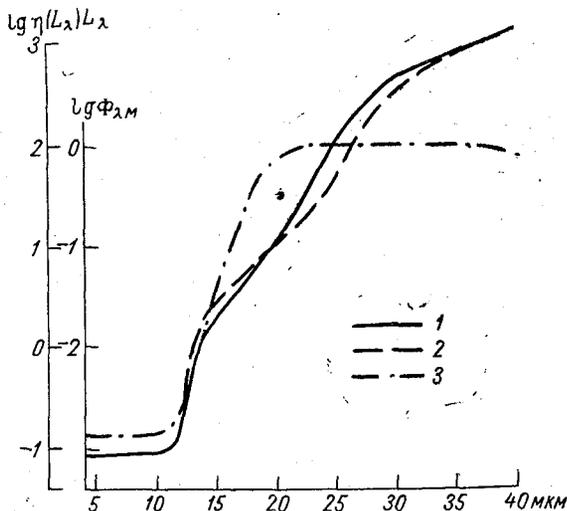


Рис. 2. Спектральное поглощение.
1— $L_\lambda \eta(L_\lambda)$ (293°K), 2— $L_\lambda \eta(L_\lambda)$ (253°K), 3— $\Phi_{\lambda, \text{м}}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев К. Я. О возможности прямых измерений лучистого притока тепла. Проблемы физики атмосферы, № 1, 1963.
2. Funk I. P. Behaviour of freely exposed absorbers in radiation fields. IOSA, vol. 50, No 10, 1960.
3. Ландсберг Г. С. Оптика. Гостехиздат, 1957.
4. Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. 1960.

5. Smakula A. Synthetical crystals and polarization materials. *Optica Acta*, vol. 9, No 3, 1962.
6. Воронкова Е. М., Гречушков Б. Н., Дистлер Г. И., Петров И. П. Оптические материалы для инфракрасной техники. 1965.
7. Elsasser W. M., Culbertson M. Atmospheric radiation tables. *Met. Monographs*, vol. 4, No 23, 1960.
8. Кондратьев К. Я., Бадинов И. Я., Ащеулов С. В., Андреев С. Д. Некоторые результаты наземных исследований инфракрасного спектра поглощения и теплового излучения атмосферы. *Изв. АИ СССР, «Физика атмосферы и океана»*, 1, № 4, 1965.
9. Yamamoto G. On a radiation chart. *Sci. Rep. Tohoku Univ., ser. 5 Geophys*, 4, 1952.
10. Шехтер Ф. Н. К вычислению лучистых потоков тепла в атмосфере. *Тр. ГГО*, вып. 22, 1950.

ПРИБОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПРИТОКОВ

Дается описание устройства для измерения скорости турбулентных потоков различных плотностей. Имеются в виду газы и не очень вязкие жидкости (например, вода, бензин, спирт и т. д.).

Существующие приборы для измерения пульсаций скорости турбулентных потоков обладают некоторыми недостатками. Например, термоанемометры хорошо работают в аэродинамических трубах, где имеется стационарный в среднем поток с ясно выделенным направлением и сравнительно небольшой турбулентностью. При этих условиях устройства, компенсирующие инерционность термоанемометра, достаточно просты, и нелинейность прибора легко учесть. В приземном слое атмосферы турбулентные пульсации компонент ветра могут иметь порядок самой скорости ветра, поэтому термоанемометры имеют ограниченное применение в приземном слое [1].

Акустические анемометры имеют строго линейную зависимость выходного напряжения от скорости ветра, но они требуют настройки перед каждым измерением и потребляют большие мощности [2, 3, 4, 5, 6].

Устройство для измерений пульсаций скорости ветра просто, компактно, удобно в работе, перекрывает диапазон пульсаций от 0 до 10 гц, питается от батареи. Основой прибора является электронная лампа (механотрон) с внешним механическим управлением [7]. Механотрон представляет собой двойной диод с подвижным анодом. Стержень анода проходит через металлическую диафрагму и может колебаться под воздействием внешней вынуждающей силы. На стержень анода надеваются насадки в виде цилиндров, длина и диаметр которых зависит от величины пульсаций и плотности турбулентного потока. Для воздушного потока цилиндр имеет длину порядка 3 см, а диаметр от 2 до 5 мм. На рис. 1 изображена механическая схема прибора, а на рис. 2 электрическая.

Турбулентные пульсации воздействуют на цилиндрический насадок 1, который укреплен на стержне 2 анодов 3 и 4. Корпус лампы 5 вставлен в цилиндр 6, который крепится с помощью пружин 7 и шпилек 10 в держателе 9, состоящем из двух частей, соединенных тремя винтами 8. Диафрагма 12 не дает стержню 2 отклоняться от нейтрального положения более чем на $\pm 0,25^\circ$, т. е. предохраняет анод лампы от механического повреждения. Диафрагма сделана из диэлектрика. Центрирование стерж-

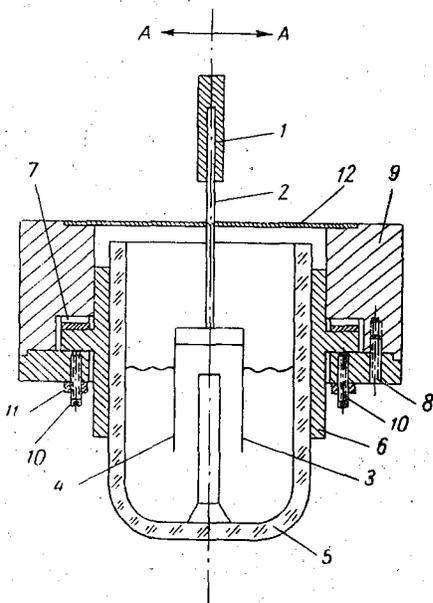


Рис. 1. Конструкция прибора для измерения пульсаций скорости.

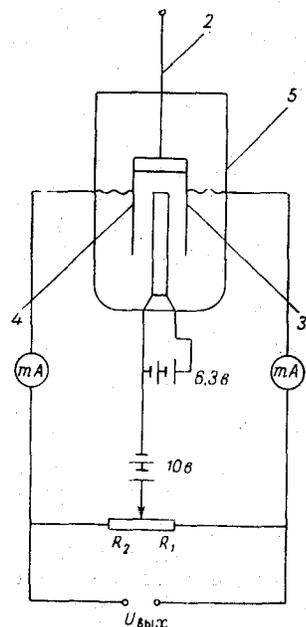


Рис. 2. Электрическая схема прибора для измерения пульсаций.

ня 2 относительно диафрагмы 12 производится четырьмя шпильками 10, которые имеют контргайки 11.

При работе в плотной среде между стержнем и стенками держателя устанавливается плоская пружина, которая увеличивает упругость системы и позволяет выдерживать большие нагрузки. При этом чувствительность прибора снижается. Механические колебания стержня 2 передаются анодам 3 и 4. В диагонали моста возникает сигнал, пропорциональный напряжению питания и величине смещения стержня. Чувствительность такого преобразователя при напряжении питания 10 в равна 10 ма при отклонении стержня от исходного положения на угол, равный 0,5 минуты дуги.

Значительная величина выходного сигнала позволяет производить запись на различные регистрирующие устройства без дополнительного усиления. Мостовая схема повышает чувствительность прибора и практически устраняет дрейф нуля. Связь между полным сопротивлением тела и скоростью потока выражается формулой

$$R = C \rho S \frac{v^2}{2}, \quad (1)$$

где R — полное сопротивление тела, ρ — плотность среды, S — площадь наибольшего сечения тела, перпендикулярного направлению потока, v — скорость потока в точке измерения, C — безразмерный коэффициент сопротивления.

Из этого соотношения легко получить скорость потока, зная связь между R и выходным сигналом преобразователя. Можно определить чувствительность прибора, протарировав его в аэродинамической трубе. Такой прибор, установленный вертикально, будет измерять горизонталь-

ную составляющую ветра в направлении линии $A - A$ на рис. 1. Если его расположить горизонтально, прибор будет измерять вертикальную пульсацию скорости ветра. Для уменьшения веса насадку его можно изготовить из стальной пластины толщиной 0,1 мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хинце И. О. Турбулентность. ГИФМЛ, М., 1963.
2. Гурвич А. С. Акустический микроанемометр. Акустический журнал, № 3, 1958.
3. Бовшеверов В. М., Воронов В. Н. Акустический флюгер. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1960.
4. Бовшеверов В. М. Акустические методы измерений в метеорологии. Вест. АН СССР, № 9, 1961.
5. Мордухович М. И. Акустический термометр. Тр. ИФА АН СССР, № 4, 1962.
6. Гурвич А. С. Спектры пульсаций. Тр. ИФА АН СССР, № 4, 1962.
7. Talbot S. A., Lilienthal J. L. A wide range mechano-electronic transducer. The Review of Sci. Instruments, No 4, 1951.

АКУСТИЧЕСКИЙ АНЕМОМЕТР НА ТРАНЗИСТОРАХ

Дается описание и схема акустического анемометра на транзисторах, рассматриваются принципы работы прибора и вопросы, связанные с изготовлением отдельных каскадов.

Акустические измерения основных характеристик турбулентности в пограничном слое, основанные на законах распространения звука в сплошной среде [1, 2], отличаются от старых методов высокой точностью результатов и простотой обработки полученных данных. Хаотичность и трехмерность турбулентного потока затрудняет измерение его характеристик.

Выбор измерительного прибора определяется его инерционностью и той частотой пульсаций, которую необходимо зарегистрировать. При измерении турбулентных потоков следует проводить различие между измерениями осредняемого потока и измерениями собственно турбулентными. Различные методы и приборы можно разделить на две группы.

В первой группе применяется метод введения в поток каких-либо окрашивающих частиц с регистрацией картины течения прибором, расположенным вне потока, во второй группе — метод введения чувствительного элемента в жидкость и определения характеристик турбулентности по изменениям свойств этого элемента. Чтобы измерение турбулентности было надежным, чувствительный элемент и весь прибор в целом должны удовлетворять следующим требованиям [3]:

1. Чувствительный элемент, введенный в поток, должен быть мал, чтобы вызываемое им возмущение картины течения было бы минимальным.

2. Чувствительный элемент должен быть меньше того масштаба турбулентности, который нас интересует.

3. Прибор должен быть: а) малоинерционным, б) чувствительным, в) стабильным.

Термоанемометр удовлетворяет вышеперечисленным требованиям и хорошо работает в аэродинамических трубах, где имеет место стационарный в среднем поток с ясно выделенным направлением и сравнительно небольшой турбулентностью. При этих условиях устройства, компенсирующие инерционность термоанемометра, достаточно просты и нелинейность прибора легко учесть.

В приземном же слое турбулентные пульсации компонент ветра могут иметь порядок самой скорости ветра.

Акустические анемометры, которые применяются для измерения пульсаций скорости ветра, обладают строго линейной зависимостью выходного напряжения от скорости пульсаций ветра.

Действие акустического анемометра, разработанного в ИФА АН СССР и подробно описанного в статьях [4, 5, 6, 7], основано на измерении времени распространения звука в движущемся относительно неподвижного излучателя и приемников воздуха.

Если расстояния от излучателя I до приемников Π_1 и Π_2 (рис. 1) равны d , то

$$u = \frac{(\tau_1 - \tau_2)c_0^2}{2d \cos \alpha}, \quad (1)$$

где u — скорость ветра, α — угол между направлением ветра и базой приемника, c_0 — скорость распространения звука в воздухе, τ_1 и τ_2 — время распространения сигнала от излучателя до соответствующих приемников [8].

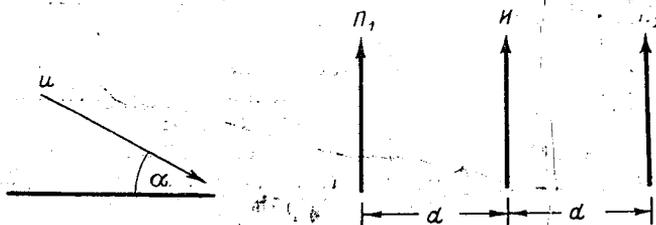


Рис. 1. Расположение датчиков акустического анемометра.

Головка анемометра представляет систему, которая состоит из пяти конденсаторных микрофонов. Микрофоны имеют размеры $2 \times 2 \times 10$ мм и подробно описаны в работах [7 и 8].

Один из этих микрофонов является излучателем и расположен в центре окружности радиусом 10 см. Четыре других микрофона являются приемниками и, будучи расположены по окружности на двух перпендикулярных диаметрах, образуют две двойные базы под углом 180° друг к другу. Это дает возможность измерить одновременно, используя два акустических анемометра, две любые компоненты скорости ветра.

Как показано в работе [9], акустические анемометры с базой 20 см и конденсаторными микрофонами в качестве датчиков, дают величины пульсаций скорости ветра в фиксированной точке пространства, осредненные по интервалу времени $\tau_0 \leq 10^{-2}$ сек. и по цилиндрической области пространства длиной $u\tau_0$ по направлению ветра (где u — скорость ветра) и диаметром, равным длине конденсаторного микрофона.

В ГГО был разработан акустический анемометр на полупроводниках. Принцип его работы тот же, что и у ламповых приборов, но он выгодно отличается от них своей компактностью, малым весом и универсальным питанием. Блок-схема прибора изображена на рис. 2. Конденсаторный микрофон, работающий излучателем (I), питается от кварцованного генератора G , собранного по схеме индуктивной трехточки и дающего колебания, имеющие амплитуду 100 в при частоте 100,5 кГц.

Стабильность такого генератора определяется стабильностью кварца, включенного в цепь базы. Она может достигать величины 10^{-9} гц/сутки при хорошей термостабилизации кварца.

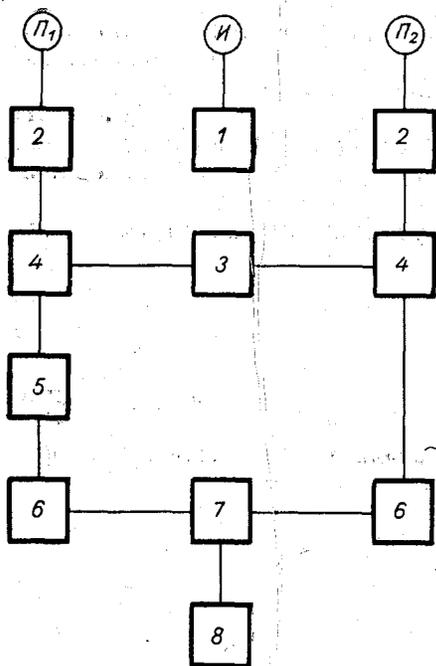


Рис. 2. Блок-схема анемометра.

ходится брать довольно широкой — порядка 4% от частоты задающего генератора.

Как видно из формулы (1), для определения скорости ветра необходимо знать разность времени Δt прихода сигнала к приемникам Π_1 и Π_2 .

Для измерения разности Δt собрана фазоизмерительная схема 5, точность действия которой тем выше, чем ниже частота, на которой она работает. Для понижения основной частоты применяется гетеродин 3, работающий на частоте 98 кГц, стабилизированный кварцем. После смесителя 4 основной сигнал имеет частоту 2,5 кГц, а фазовые сдвиги при этом сохраняются без изменений в каждом канале. В дальнейшем гармонические сигналы в каждом канале усиливаются и ограничиваются по амплитуде усилителями — ограничителями 6. Полученные прямоугольные импульсы дифференцируются и задние фронты, дающие отрицательные импульсы, запускают триггер 7 с двумя устойчивыми состояниями. Этот триггер находится в статическом положении до тех пор, пока на один из триодов не придет запускающий отрицательный импульс, который и переводит его во второе устойчивое положение (рис. 3).

Средняя величина тока I на выходе триггера T_7 пропорциональна разности фаз между сигналами в каналах 1 и Π_1 [2]

$$I = I_0 \frac{\Delta \varphi}{2\pi}, \quad (2)$$

где I_0 — максимальный ток каждой половины мультивибратора, $\Delta \varphi$ — разность фаз сигналов.

Можно легко регистрировать этот выходной сигнал, например, на шлейфном осциллографе.

В отличие от других методов [10, 11, 12], фазовый метод измерения скорости ветра позволяет получить однозначные показания в пределах одного периода (второго), поэтому диапазон действия прибора опре-

Генератор питается от источника 100 в, что позволяет получить необходимый сигнал для работы излучателя на одном триоде П26Б. Этот сигнал принимается приемниками Π_1 и Π_2 и поступает по кабелю на вход резонансных усилителей 2.

Так как частота излучателя равна 100,5 кГц, то в резонансных каскадах усилителя катушки индуктивности контуров наматываются на ферритовых тороидальных сердечниках с воздушным зазором, а катушки контуров экранируются. Это приводит к улучшению амплитудно-фазовой характеристики и уменьшает фазовые искажения. Конденсаторы, входящие в контура, брались с соответствующим температурным коэффициентом. Так как резонансная частота контура меняется из-за нестабильности температуры и магнитной проницаемости сердечника, связанной с амплитудой сигнала, то полосу пропускания при-

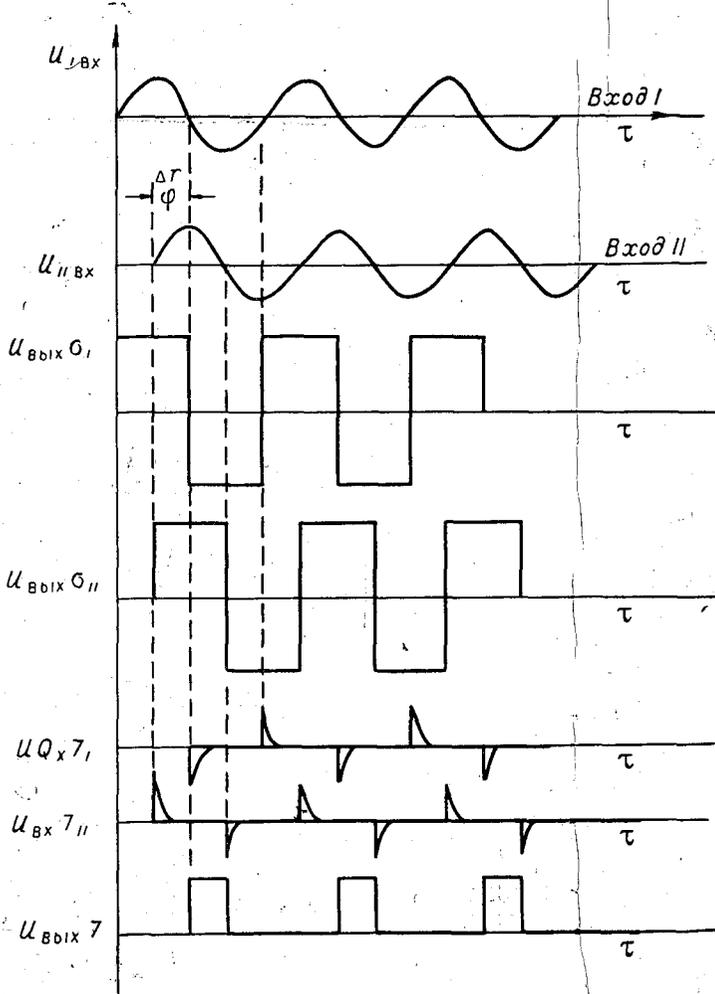


Рис. 3. Эпюры напряжений.

деляется выбором частоты задающего генератора и расстоянием между излучателем и приемником, т. е. выбором базы прибора.

Так как $\Delta\varphi = \omega \Delta t$, то из формулы (1) получаем:

$$u = \frac{c_0^2 \Delta\varphi}{2d \omega \cos \alpha}, \quad (3)$$

следовательно, если $d=10$ см и $f_3=100,5$ кгц, то диапазон равен $\pm 2,85$ м/сек., а чувствительность прибора составляет 1,6 см/сек. на 1° фазы, причем $c_0=343,41$ м/сек. при $t_0=20^\circ\text{C}$ и $\rho=760$ мм рт. ст. [13].

Остановимся более подробно на принципиальной схеме прибора (рис. 4). Входные каскады собраны по каскадной схеме с эмиттерным повторителем на T_1, T_2, T_3 типа МП103, что увеличивает входное сопротивление, которое в данной схеме равно 200 ком. Для улучшения отношения сигнал/шум второй каскад собран по каскадной схеме и применены малошумящие кремневые транзисторы МП103.

Для увеличения входного сопротивления также используется отрицательная обратная связь через конденсатор C_2 . Основной усилительный каскад настроенный на частоту задающего генератора собран на транзи-

сторы T_2 по схеме с общим эмиттером. Транзистор T_3 обеспечивает высокое выходное сопротивление каскада, т. е. он включен таким образом, чтобы не шунтировать контур трансформатора Tr_1 , настроенного на резонансную частоту. Полоса пропускания избирательного усилителя равна ± 2 кгц, а коэффициент трансформации трансформатора Tr_1 равен 1:10. Каскады усиления, собранные на транзисторах T_4 , T_5 типа МП39Б и T_6 , T_7 типа МП41, аналогичны первому каскаду, коэффициент усиления по напряжению равен 1000.

Гетеродин 3 на рис. 3 собран на T_{35} типа П16 по схеме трехточки с положительной обратной связью, осуществляемой кварцевым резонатором

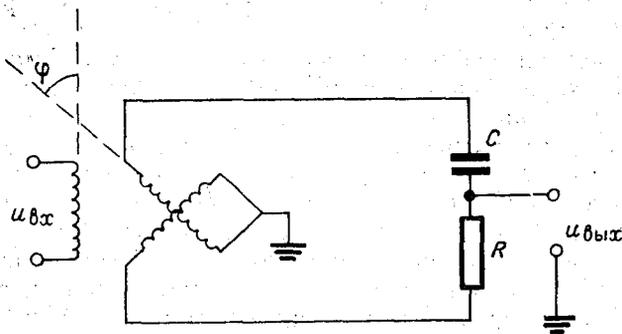


Рис. 5. Схема фазовращателя.

и дает амплитуду сигнала 1 в на частоте 98,0 кгц. Смеситель 4 (рис. 3) собран на транзисторах T_8 и T_9 типа МП41 по каскадной схеме для развязки входных каскадов от гетеродина. Контур в цепи коллектора настроен на частоту 2,5 кгц. При преобразовании частоты сдвиг фаз в каналах I и II остается неизменным, так как оба смесителя питаются от одного гетеродина. Оба канала одинаковы за исключением фазоизмерительного каскада во втором канале.

Между каскадами применена трансформаторная связь для улучшения стабильности работы прибора. Во многих каскадах на базу подано смещение от источника питания.

Для питания излучателя изготовлен генератор на триоде T_{36} типа П26Б, имеющий частоту 100,5 кгц, стабилизированную кварцевым резонатором. Амплитуда колебаний генератора равна 100 в.

Во втором канале через согласующий трансформатор 5а включен фазоизмерительный каскад, собранный на сельсине, включенном в фазорасщепительный мост. Этот каскад позволяет сдвигать фазу сигнала во втором канале относительно фазы сигнала в первом канале от 0 до 360° , причем угол поворота ротора сельсина примерно равен сдвигу фазы. Такой фазовращатель необходим для установки начальной фазы (нуля прибора) перед измерениями и для калибровки прибора.

Кроме этой схемы фазовращателя, можно использовать схему, выполненную на вращающемся трансформаторе ВТМ-4 (рис. 5), при этом, если

$$u_{\text{вх}} = u_m \sin \omega_0 t, \quad \omega_0 R C = 1, \quad (4)$$

то

$$u_{\text{вых}} = \frac{u_m}{\sqrt{2}} \sin \left(\omega_0 t + \varphi - \frac{\pi}{4} \right). \quad (5)$$

В малогабаритной аппаратуре первая схема предпочтительнее, так как сельсин легче и меньше, чем вращающийся трансформатор ВТМ-4. Кроме этого, ВТМ-4 присущи все недостатки контактных электрических машин.

На триодах T_{12} , T_{13} и T_{14} , T_{15} типа МП42Б собран усилитель-ограничитель по двухтактной схеме. Его работу характеризует хорошая симметрия ограничения относительно среднего уровня.

Амплитуда получаемых после ограничения импульсов практически равна напряжению источника питания. Амплитуда запускающих импульсов колеблется от 2 до 4 в. T_{17} , T_{18} представляют статический потенциальный триггер с запуском на базу от инвертора T_{16} , который работает в режиме переключения.

Для уменьшения времени установления фронтов импульсов из-за диффузионного характера движения носителей желательно брать триоды с более высокой граничной частотой.

Полный период фазовращателя на частоте 2,5 кГц равен 400 мксек. Существующие типы триодов позволяют изготавливать триггеры, отличающиеся быстротой перехода из одного устойчивого положения в другое. Время нарастания переднего фронта колеблется от 0,2 до 0,5 мксек. Время нарастания переднего фронта обычно меньше времени спада заднего фронта при работе на запирающие вследствие накопления носителей в основании. Действительно, в основании насыщенного кристаллического триода имеется много зарядов.

При отсечке тока эмиттера инжекция зарядов прекращается, но коллектор продолжает проводить ток до тех пор, пока все заряды, имеющиеся в основании, не исчезнут. Этот процесс протекает в течение десятых долей микросекунды. Влияние этого явления ослабляется, если триггер не работает в режиме полного насыщения, что достигается ограничением потенциалов с помощью диодов.

Таким образом, погрешность за счет времени установления фронтов импульсов триггера не превышает 1 мксек., но она не влияет на выходной сигнал прибора, так как половинки триггера симметричны.

Для повышения стабильности работы прибора, особенно при подъеме на значительную высоту, желательно использовать схему автоматической регулировки усиления, изображенной на рис. 6.

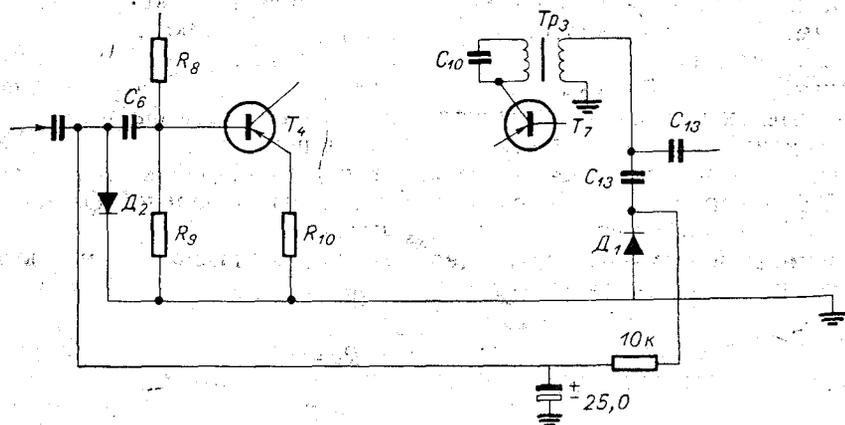


Рис. 6. Схема АРУ.

Напряжение с выходной обмотки Tp_3 выпрямляется диодом D_1 и подается в цеп. базы T_4 . Смещение меняет рабочую область диода D_2 , ибо в свою очередь изменяет амплитуду входного сигнала.

Вес прибора 3 кг с питающими аккумуляторами. Поляризирующее напряжение на излучатель и приемник подается от высоковольтной батареи.

Уход нуля за 30 минут не превышает 5 см/сек., а собственный шум 3 см/сек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. Геостехиздат, М., 1954.
2. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. Гостехиздат, М., 1946.
3. Хинце И. О. Турбулентность. Физматгиз, М., 1963.
4. Гурвич А. С. Акустический микроанемометр. Акуст. ж., № 3, 1958.
5. Бовшеверов В. М., Воронов В. Н. Акустический флюгер. Изв. АН СССР, сер. геоф., № 6, 1960.
6. Бовшеверов В. М. Акустические методы измерений в метеорологии. Вест. АН СССР, № 9, 1961.
7. Мордухович М. И. Акустический термометр. Тр. ИФА АН СССР, № 4, 1962.
8. Гурвич А. С. Спектры пульсаций вертикальной компоненты скорости ветра и их связи с микрометеорологическими условиями. Тр. ИФА АН СССР, № 4, 1962.
9. Монин А. С. О структуре полей скорости ветра и температуры в приземном слое воздуха. Тр. ИФА АН СССР, № 4, 1962.
10. Асеев Б. П. Фазовые соотношения в радиотехнике. Связьиздат, 1954.
11. Ольшевский В. В., Кириллов К. В. Электронный фазометр. Передовой научно-техн. опыт, 1959.
12. Бонч-Бруевич А. М., Широков В. И. Некоторые вопросы фазовых измерений. Ж. техн. физики, вып. 10, 1955.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Приводятся экспериментальные данные по дисперсии и времени осреднения для пульсаций скорости ветра и температуры, корреляционные, структурные и спектральные характеристики турбулентности в широком интервале масштабов, а также рассматривается баланс энергии турбулентности.

В течение июня — августа 1965 г. на метеостанции Колтуши проводились наблюдения за структурой турбулентных потоков одновременно с градиентными и актинометрическими наблюдениями. Целью этой работы было получение структурных и спектральных характеристик турбулентности в приземном слое атмосферы и испытание новой аппаратуры для измерения пульсаций скорости ветра, изготовленной в отделе физики приземного слоя.

Аппаратура состояла из одной батареи термопар и двух акустических анемометров, что позволяло получать одновременные записи трех случайных процессов: пульсаций температуры, продольной и вертикальной компонент скорости ветра. Измерения проводились от 4 до 6 раз в сутки в часы, соответствующие наиболее стационарному состоянию приземного слоя, т. е. с 13 до 16 часов и с 1 до 5 часов. Во время каждого наблюдения контактными анемометрами измерялась скорость ветра на шести высотах (от 0,25 до 8,6 м). Кроме этого, измерялись составляющие радиационного баланса и температура поверхности почвы радиометром системы ГГО. Из этих наблюдений были получены средние часовые значения скорости ветра и средние двадцатиминутные значения температуры на высотах 0,25; 0,5; 2,0 м. Датчики анемометров и батарея термопар располагались на мачте на высоте 1,5 м таким образом, чтобы область осреднения для всех датчиков совпадала. Регистрация пульсаций производилась шлейфным осциллографом Н-700, при этом использовались высокочастотные шлейфы. Записи пульсаций имели длительность 20 минут. Из градиентных наблюдений определялся профиль средней скорости ветра и температурная стратификация приземного слоя. Обработка полученных данных производилась на ЭВМ «Урал-4» по методике, разработанной Ариель и Бютнер, и по программам, составленным Ариель. В результате обработки были получены средние значения ветра и температуры, дисперсии, спектры, корреляционные и структурные функции, а также потоки тепла и количества движения. Для получения корректных значений всех этих величин необходимо выбрать достаточный интервал осреднения, при котором получаются устойчивые средние величины. Интервал осреднения зависит от природы осредняемой величины и от того интервала масштабов, в котором эта величина вас интересует.

В настоящее время наиболее хорошо изучен инерционный интервал и несколько хуже изучена вязкая подобласть, где происходит диссипация турбулентных вихрей. Для этой части диапазона атмосферной турбулентности существует теория Колмогорова—Обухова и имеется много эмпирического материала. В наблюдениях, полученных в Колтушах, диапазон турбулентных пульсаций расширен в сторону крупных масштабов. Исследован диапазон вихрей от 0,004 до 5 гц, который делится на три частично перекрывающихся поддиапазона: первый — от 0,004 до 0,08 гц; второй — от 0,03 до 0,5 гц; третий — от 0,3 до 5 гц. Таким образом, получающиеся функции состоят из трех отрезков, которые необходимо склеивать на границе.

По дисперсиям вертикальной и продольной компонент скорости ветра было оценено время осреднения для различных масштабов. Для вертикальной компоненты скорости ветра достаточен тридцатисекундный интервал осреднения в мелкомасштабном поддиапазоне. Для средних масштабов интервал увеличивается до 100 секунд, а для крупных — до 1000 секунд соответственно. Для надежного осреднения продольной составляющей ветра необходимо брать более длительные интервалы осреднения.

Были получены корреляционные функции для трех интервалов, по которым определялись характерные масштабы турбулентных пульсаций и коэффициенты турбулентности по формуле Тейлора.

$$k = \sigma_w^2 \int_0^{\infty} R(\tau) d(\tau). \quad (1)$$

Погрешность за счет различия лагранжева и эйлера масштабов турбулентности мала при равновесной стратификации и при вычислении коэффициентов по формуле (1) не учитывалась. Кроме этого, коэффициенты турбулентности подсчитывались по методу Ляпина и по градиентным наблюдениям. Коэффициенты турбулентности, подсчитанные по формуле (1), совпадают по величине с градиентными, если они относятся к малым масштабам, а коэффициенты для больших масштабов, как правило, превышают градиентные в полтора-два раза. Графики структурных функций показывают хорошую сшиваемость трех отрезков, соответствующих трем поддиапазонам. Разброс точек отрезков в местах перекрытия поддиапазонов не превышает погрешности метода обработки, причем погрешность в определении функции растет по мере приближения к низкочастотному концу диапазона.

Очень интересен вопрос о распределении энергии по

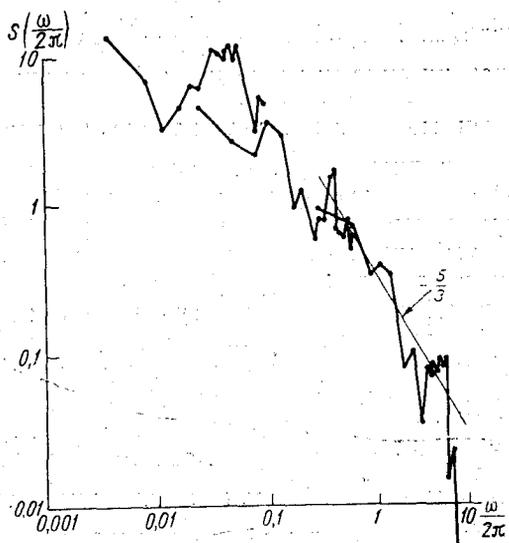


Рис. 1. Спектральная плотность энергии турбулентности.

вихрям различных масштабов. Энергия, приходящаяся на каждую компоненту скорости, определяется выражением

$$E_{u_i} = \int_0^{\infty} S_u(\omega) d\omega, \quad (2)$$

где $S_u(\omega)$ — спектральная плотность, а $\omega = 2\pi f$ — круговая частота. На рис. 1 представлена зависимость спектральной плотности от частоты. Напомним, что пределы интегрирования в формуле (2) для приземного слоя меняются от 10—100 гц в высокочастотной области до 0,005—0,001 гц в низкочастотной области в зависимости от высоты наблюдений и стратификации. При таких пределах интегрирования учитываются вихри, например, при скорости ветра 5 м/сек. от 5 см до 5 км. На графике рис. 1 видно, что в инерционном интервале выполняется закон $5/3$. Разброс точек объясняется тем, что это пример одной реализации случайного процесса. Максимум энергии турбулентных пульсаций приходится на область частот от 0,02 до 0,2 гц.

Для инерционного интервала из закона $2/3$ определялись величины диссипации энергии. Постоянная C принималась равной 2,2.

Турбулентная энергия характеризует степень развития турбулентного потока. Средняя величина турбулентной энергии определяется выражением

$$b = \frac{1}{2} (\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}). \quad (3)$$

Выпишем основные члены уравнения баланса турбулентной энергии

$$\frac{\partial b}{\partial t} = v_*^2 \frac{du}{dz} + \frac{g}{c_p \rho} \cdot \frac{q}{T_0} - \frac{d}{dz} \left(\frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{2} \right) w' - \varepsilon. \quad (4)$$

Поскольку рассматривается стационарный процесс, то $\frac{\partial b}{\partial t} = 0$. Член $v_*^2 \frac{du}{dz}$ описывает трансформацию энергии среднего движения в турбулентную. Он подсчитывается по пульсационным и градиентным наблюдениям. Второй член $\frac{g}{c_p \rho} \cdot \frac{q}{T_0}$ характеризует генерацию турбулентной энергии силами плавучести. Вклад энергии за счет сил плавучести был очень мал, так как поток тепла был незначителен. Член $\frac{d}{dz} \left(\frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{2} \right) w'$ — градиент вертикального потока турбулентной энергии, характеризующий ее диффузионный перенос. Этот член можно оценить, исходя из предположения, что на подстилающей поверхности он равен нулю. Четвертый член ε — скорость диссипации турбулентной энергии, подсчитывался из графиков структурных функций по закону $2/3$. Диссипация турбулентной энергии растет с увеличением неустойчивости, что подтверждают наблюдения, и колеблется в пределах от 100 до 1000 $\text{см}^2/\text{сек}^3$ на высоте 1,5 м. Трансформация энергии среднего движения в турбулентную оказалась такого же порядка, как и диссипационный член.

Рассмотрим продольную компоненту скорости ветра u . Величина u в приземном слое мало меняется с высотой. По измерениям Зубковского, отношение $\frac{\sigma_u}{v_*} = 2,3$ для безразличной стратификации. С ростом устойчивости это отношение уменьшается, с ростом неустойчивости оно возрастает. По полученным данным можно сказать, что величина этого отношения равна 2,58. Так как во время наблюдений мало менялись число Ричардсона и скорость ветра, то трудно проследить ка-

кую-либо зависимость $\frac{\sigma_{ii}}{\sigma_{*}}^2$ от этих двух параметров. Для вертикальной компоненты это отношение меняется тоже в зависимости от стратификации. Для безразличной стратификации было получено значение 1,03. По данным Перепелкиной и Гурвича оно равно 0,7, а по данным Пановского 1,2. Отношение $\frac{\sigma_{ii}}{\sigma_{ii}}$, которое характеризует анизотропию турбулентного потока, меняется от 0,3 до 0,5. Кроме того, были получены корреляционные функции для потоков тепла и количества движения. Наиболее достоверный поток получается при осреднении по всей записи. Мелкомасштабный поток имеет наибольшие флуктуации и может иногда превосходить по абсолютной величине поток, полученный по всей записи. Потоки количества движения, подсчитанные по пульсационным наблюдениям, дают значения величин несколько меньшие по сравнению с потоками, полученными по градиентным наблюдениям.

Температурные флуктуации измерялись батареей термопар, которая имеет инерционность порядка 0,2 секунды. Из рассмотрения хода пульсаций температуры при инверсионных и конвективных условиях можно сделать вывод, что минимум пульсаций температуры приходится на равновесную стратификацию и равен 0,04°C. Но из наблюдений в приземном слое нельзя сделать определенного вывода о величине равновесного градиента температуры, так как он мал по сравнению с градиентами около подстилающей поверхности.

Потоки тепла, определенные двумя методами, совпадают друг с другом. Инерционность датчика вертикальной компоненты скорости ветра на порядок меньше инерционности батареи термопар. Поэтому возник вопрос, имеет ли смысл произведение $\overline{T'w'}$ и какова его точность. Поток, вычисленный по этим данным, несколько занижен в диапазоне высокочастотных пульсаций и, кроме того, максимум корреляции, а следовательно, и потока может быть немного сдвинут относительно нулевой точки отсчета.

На графике рис. 2 представлена зависимость отношения коэффициента турбулентной теплопроводности к коэффициенту турбулентного трения. В зависимости от условий стратификации a_T меняется от 1,5 до 0,5.

Автор приносит глубокую благодарность Д. Л. Лайхтману, Э. К. Бютнер и Н. З. Ариель за ценные советы и помощь в работе.

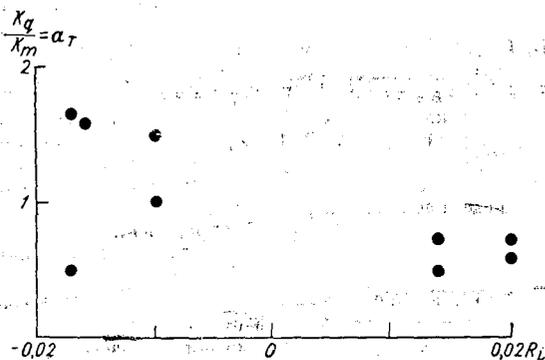


Рис. 2. Зависимость турбулентного числа Прандтля от стратификации.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Л. Р. Орленко, З. М. Утина. Об определении вертикальных токов на верхней границе пограничного слоя	3
Е. Д. Ковалева, Л. Р. Орленко, И. И. Честная. К расчету фрикционных вертикальных токов на верхней границе пограничного слоя	7
Т. А. Курпакова, Л. Р. Орленко. О закономерностях распределения температуры и ветра в пограничном слое	13
И. А. Лазарева, Л. Р. Орленко. Анализ некоторых характеристик пограничного слоя по экспериментальным данным	25
З. М. Утина. К вопросу об определении параметра диссипации	36
Е. Д. Надежина, В. В. Симонов. К определению турбулентных потоков по градиентным измерениям	39
Л. А. Ключникова. К вопросу о расчете коэффициента турбулентности в пограничном слое атмосферы	44
В. В. Симонов. Влияние метеорологических условий на нарастание льда	65
П. А. Воронцов. Струйные течения пограничного слоя атмосферы	77
П. А. Воронцов, Л. З. Прох. Об эволюции приподнятых и приземных инверсий при туманах	93
И. А. Воронцов, М. А. Герман. К вопросу определения статистических характеристик турбулентного режима пограничного слоя по данным аэростатного зондирования	104
✓ И. В. Васильченко, П. А. Воронцов. О профилях температуры и влажности воздуха над Атлантикой по данным аэростатного и вертолетного зондирования	112
✓ Р. С. Бортковский, Э. К. Бютнер, Л. Ю. Преображенский. Экспериментальные исследования структуры приподнятого слоя воздуха над океаном	122
М. С. Ахметов. К вопросу о возможности использования данных радиозондирования для исследования пограничного слоя атмосферы	134
П. А. Воронцов, Д. А. Коновалов, В. Т. Леншин. Анализ аэрологических условий развития термиков	143
Д. А. Коновалов. Экспериментальные исследования конвективных движений в пограничном слое атмосферы	153
И. В. Кучеров. К вопросу об измерении температуры и разности температур термометрами сопротивления	164
А. А. Елисеев. Приемник для измерения радиационных изменений температуры воздуха	173
А. А. Елисеев. К вопросу о возможности прямого измерения лучистого притока тепла в атмосфере	178
Г. Э. Лесник. Прибор для измерения пульсаций скорости турбулентных потоков	183
Г. Э. Лесник. Акустический анемометр на транзисторах	186
Г. Э. Лесник. Некоторые результаты исследований турбулентности в приземном слое атмосферы	194

Труды ГГО, вып. 205

Редактор *Л. И. Штанникова*
Техн. редактор *Г. В. Ивкова*
Корректор *Г. С. Макарова*

Сдано в набор II/I 1967 г. Подписано к печати 28/VI
1967 г. Бум. тип. № 1. Бумага 70×108¹/₁₆. Бум. л. 6,25.
Усл. печ. л. 17,5. Уч.-изд. л. 15,32. Тираж 700 экз.
М-12373. Индекс МЛ-263. Гидрометеорологическое из-
дательство. Ленинград. В-53, 2-я линия, д. № 23.
Заказ 260. Цена 1 руб. 07 коп.

Сортавальская книжная типография Управления по пе-
чати при Совете Министров КАССР. Сортавала,
ул. Карельская, 42.

15

**НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИМЕЕТСЯ В НАЛИЧИИ**

Матвеев Л. Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. 2 р. 09 коп.

Рубинштейн Е. С., Полозова Л. Г. Современные изменения климата.
1 р. 60 коп.

Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, ч. I. 1 р. 89 коп.

Руководство по краткосрочным прогнозам погоды, ч. II. 91 коп.

Эксплуатация и ремонт метеорологических приборов. Коллектив авторов. 1 руб.
23 коп.

*Заказы на эти книги направляйте по адресу:
Ленинград, В-53, 2-я линия, дом 23, Гидрометеои-
здат. Книги будут высланы наложенным платежом
через магазин № 15 «Ленкниготорга».*

ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ