

Государственный комитет СССР по гидрометеорологии

Труды
Ордена Трудового Красного Знамени
Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова

Выпуск 530

ФИЗИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Под редакцией
д-ра физ.-мат. наук Р. С. Бортковского
и д-ра физ.-мат. наук Л. Р. Орленко



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1991

Т 78

УДК 551.554

Излагаются результаты исследований пограничного и приземного (приводного) слоев атмосферы на основе численного моделирования и анализа экспериментальных данных. Значительное внимание уделяется изучению особенностей строения пограничного слоя в условиях неоднородной подстилающей поверхности. Рассматриваются прикладные аспекты теории пограничного слоя атмосферы.

Предназначен для метеорологов, океанологов, специалистов по охране и контролю окружающей среды.

The results of studies of boundary and ground (water surface) layers of the atmosphere with the use of numerical modelling and experimental data analysis are discussed. Particular attention is focused on specific features of the boundary layer structure under conditions of an inhomogeneous underlying surface. Applied aspects of the theory of the boundary layer of the atmosphere are considered.

The book is intended for meteorologists, oceanologists as well as for specialists engaged in the activity of protection and monitoring of the environment.

Сборник научных трудов

Труды ГГО

Вып. 530

ФИЗИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Редактор М. А. Кустикова

Корректор О. В. Андреева

Оператор Н. А. Журавлева

Н/К

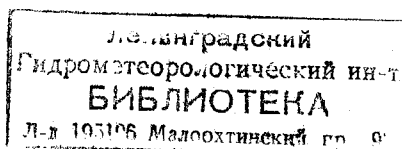
Набрано в издательстве на типотайпере

Подписано в печать 3.12.90. Формат 60х90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ. л. 10,5. Кр.-отт.. 10,75

Уч.-изд. л. 11,13. Тираж 590 экз. индекс МОЛ-156. Заказ 1382. Цена 75 коп. Закное.

Гидрометеиздат. 199226. Ленинград, В. О., ул. Беринга, д. 38.

ФОП ВНИИГМИ МЦД 294020 Обнинск, ул. Королева, д. 6.



Ф 1805040400-005
069 (02)-91 26-89(2)

© Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова (ГГО), 1991

ISBN 5-286-00507-1

353061

ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО РАСЧЕТУ ЭНЕРГООБМЕНА В СИСТЕМЕ ВОДА – ВОЗДУХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБАХ ЗАДАНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ СКОРОСТИ

В общем случае основой при постановке задачи о ветроволновом взаимодействии должна служить совместная модель строения приповерхностных слоев воды и воздуха. При таком подходе конкретным внешним условиям будут соответствовать вполне определенные поверхностные характеристики волнения и течения, определяемые из решения задачи. Сложность реализации такого подхода заставляет ограничиваться рассмотрением какого-то одного из двух прилегающих к волновой поверхности слоев жидкости – или воды, или воздуха.

Данная работа посвящена расчету строения воздушного потока над заданным монохроматическим волновым полем и на этой основе определению интенсивности обмена импульсом и энергией между двумя средами.

Однослойная модель допускает произвольное задание характеристик ветра, волнения и течения на поверхности раздела. Если целью работы является, например, выявление особенностей строения воздушного потока при различных стадиях развития волнения, то самой постановкой задачи предопределяется независимое задание ветра и волнения. Аналогичная ситуация имеет место и при анализе влияния поверхностного дрейфа на строение прилегающего слоя воздуха.

Особое внимание к поверхностной скорости, и в первую очередь к ее горизонтальному компоненту, объясняется интересом к энергообмену в системе вода – воздух, связанному с касательным напряжением. Характеристики энергообмена на поверхности раздела определяются из уравнения баланса энергии среднего движения, которое получается обычной процедурой по исходным уравнениям Рейнольдса. Осреднение этого уравнения по длине волны (операция обозначается угловыми скобками) и последующее интегрирование по всему волновому подслою дает выражения для потоков энергии на поверхности раздела, связанные с давлением (E_p), касательным напряжением (E_τ) и турбулентной энергией (E_b):

$$E_p = \tilde{E} + E_- = c_\Phi \langle \tilde{p} \zeta' \rangle_0 + c_\Phi \langle \bar{p} \zeta' \rangle_0,$$

$$E_\tau = E_1 + E_3 = \langle u\tau \rangle_0 - \langle w\tau \zeta' \rangle_0,$$

$$E_b = \frac{2}{3} \rho c_\Phi \langle b \zeta' \rangle_0.$$

Здесь $\tilde{p}$ и $\bar{p}$ – индуцированные колебания и внешнее поле давления

[10, 12]; $\zeta' \equiv \partial \zeta / \partial x$, c_ϕ – фазовая скорость волны.

Любой из потоков энергии считается положительным, если воздушный поток передает энергию водной поверхности, т. е. если поток направлен сверху вниз.

Для получения в однослойной модели результатов, по возможности соответствующих реальному положению вещей, необходимо привлечение экспериментальных зависимостей между ветром, волнами и течениями.

На поверхности раздела осредненная по длине волны скорость складывается из скорости ветрового дрейфа $\langle u_0^D \rangle$, обусловленного касательным напряжением, и волновой или стоковой скорости $\langle u_0^S \rangle$, связанной с незамкнутостью траекторий частиц при их орбитальном движении. Ветровой дрейф существует при любой форме рельефа свободной границы и наличии ветра. В первом приближении можно принять, что $\langle u_0^D \rangle = \gamma u_*$, где u_* – динамическая скорость в логарифмическом подслое, γ – константа [21]. В дальнейшем, для определенности, рассматривается динамическая скорость u_*^1 на верхней границе волнового подслоя $z = h$, который характеризуется наличием волновых возмущений. Скорость стокова переноса связана с параметрами волнового поля и рассчитывается по формуле $\langle u_0^S \rangle = \pi^2 \delta^2 c_\phi$, где $\delta = 2a/L$ – крутизна волны. Соотношение

между $\langle u_0^D \rangle$ и $\langle u_0^S \rangle$ сильно меняется в зависимости от условий и места проведения наблюдений. В лабораторных экспериментах стоковая компонента значительно меньше ветровой, тогда как в океанских условиях картина может быть обратной [21]. В итоге наблюдается весьма сложное распределение скорости вдоль волны. Тем не менее в любом случае горизонтальную составляющую средней скорости непосредственно на границе раздела можно представить в виде:

$$u_0(x) = \langle u_0 \rangle + u_0^w(x), \quad (1)$$

где $\langle u_0 \rangle = \langle u_0^D \rangle + \langle u_0^S \rangle$ – скорость осредненного по волне поверхностного переноса, который при наличии хотя бы одного из факторов – касательного напряжения или волнения – отличен от нуля.

Для меняющейся в зависимости от фазовой точки волны составляющей u_0^w выполняется условие $\langle u_0^w \rangle = 0$. При этом u_0^w не обязательно совпадает с орбитальной скоростью $u_0^c(x)$, которая при задании профиля волны в виде

$$\zeta = a \cos 2\pi x_n; \quad x_n = x/L, \quad (2)$$

определяется формулой $u_0^c = \pi \delta c_\phi \cos 2\pi x_n$.

Определение поверхностной скорости в разных фазовых точках волны требует проведения тонких экспериментов, и не удивительно, что таких работ очень мало. Упомянем две работы [1, 19], в которых содержится информация относительно $u_0(x)$. В работе [1] в области подошвы наблюдались отрицательные u_0 , хотя их абсолютные значения были почти

на порядок меньше максимальных положительных скоростей. Согласно результатам работы [19] ни в одной из фазовых точек волны поверхностная скорость не принимает отрицательных значений. По этим данным можно сделать некоторые более или менее определенные выводы. Во-первых, наблюдается заметный средний перенос, т. е. $\langle u_0 \rangle \neq 0$. Во-вторых, измеренная амплитуда колебаний численных значений $u_0(x)$ значительно превышает рассчитанную по формуле для u_0^* . В-третьих, местоположение экстремальных значений $u_0(x)$ не обязательно совпадает с аналогичными точками профиля волны. Правда, и волна в этих исследованиях не является синусоидальной. Например, в работе [19] подветренный склон волны составляет лишь треть от ее общей длины, но именно здесь отмечаются максимальная и минимальная поверхностные скорости.

Значительно обширнее библиография по результатам экспериментального определения величины $\langle u_0 \rangle$. Ссылки на наиболее известные публикации по этому вопросу имеются, например, в статьях [14, 20, 21]. Ориентировочно можно принять, что $\langle u_0 \rangle$ составляет примерно 3% от скорости ветра на высоте 10 м или 50% от u_*^1 .

Здесь хотелось бы напомнить результаты одного из первых обстоятельных лабораторных экспериментов, согласно которому вдали от боковых стенок и при достаточной глубине воды осредненная скорость суммарного дрейфа в первом приближении не зависит даже от самого факта наличия или отсутствия волнения, а определяется лишь скоростью ветра [17]. Причем для проверки этого несколько неожиданного результата были выполнены специальные дополнительные исследования.

Однако в теоретических работах, рассматривающих структуру воздушного потока над заданной волновой поверхностью воды, преобладают постановки, в которых практически не используются результаты экспериментальных исследований.

По способу задания $u_0(x)$ можно выделить три подхода. При первом из них полагают $u_0 = u_0^*$, понимая под последней либо u_0^* [4–9, 15], либо $(-u_0^*)$ [3]. При втором используется условие $u_0 = \langle u_0 \rangle$ и, в частности, $\langle u_0 \rangle = 0$ [10–13]. При третьем подходе $u_0(x)$ задается по формуле (1). Этот подход при $u_0^* = u_0^*$ был использован, например в [2], а также в работе [16], когда потребовалось решить задачу об отрыве воздушного потока на подветренных склонах достаточно крутых волн.

Способ задания u_0 является второстепенным фактором, если речь идет о структуре воздушного потока на некотором удалении от нижней границы. Ситуация меняется, когда основной интерес представляют численные значения и особенности распределения термодинамических характеристик на поверхности волны. В этом плане особое положение занимает, как оказывается, энергообмен между двумя средами, связанный с касательным напряжением, т. е. поток E_τ .

В большом цикле работ В. К. Макина и Д. В. Чаликова по численному моделированию структуры воздушного потока над взволнованной вод-

ной поверхностью имеется серия статей, в которых рассмотрен ветроволновой энергообмен [5–9]. Результаты этих работ показывают, что при изменении шероховатости [7], крутизны [5] и длины [7] волны, разгона [9] или скорости ветра [5–8] происходит смена знака E_τ . Можно отметить отсутствие монотонности в изменении E_τ при изменении скорости ветра, что отчетливо прослеживается в работе [8]. Поток E_τ не реагирует на увеличение u_*^1 с 22,1 до 44,2 см/с. Зато последующее аналогичное двукратное возрастание u_*^1 приводит к смене знака E_τ и к увеличению его абсолютных значений при различных стратификациях в 4–5 раз. Следует подчеркнуть, что отрицательные значения E_τ получаются при вполне обычных условиях. Например, как следует из [7], даже при $u_*^1 = 75$ см/с и $u_s/c_\phi = 1,17$ за счет работы касательного напряжения, воздушный поток получает энергию от взволнованной водной поверхности.

При склейке на поверхности раздела касательных напряжений и скоростей и положительном градиенте средней скорости ветра, что в работах [5–9] несомненно имеет место, поток E_τ , как нам представляется, может быть направлен только из воздуха в воду, но никак не наоборот. Анализ постановки задачи в работах [5–9] показывает, что нереальные значения E_τ являются следствием задания в качестве $u_0(x)$ орбитальной скорости $u_0^c(x)$.

Чтобы убедиться в этом, были проведены численные эксперименты при различных вариантах задания $u_0(x)$, индексация которых соответствует таким комбинациям $\langle u_0 \rangle$ и $u_0^w(x)$: I – $\langle u_0 \rangle = 0$, $u_0^w = 0$ (жесткие волновые модели, в том числе и с бегущей волной, холмистая местность); II – $\langle u_0 \rangle = u_*^1$, $u_0^w = 0$ (огыты в работе [17]); IV – $\langle u_0 \rangle = u_*^1$, $u_0^w = u_0^c$ (наиболее близкий к реальным условиям вариант). Вариант III соответствует граничным условиям, используемым в [4–9], т. е. $\langle u_0 \rangle = 0$, $u_0^w = u_0^c$ (природные и модельные прототипы этого варианта автору неизвестны).

Для возможности дальнейшего сопоставления в основу наших расчетов положены входные данные численных экспериментов В. К. Макина [8].

Постановка задачи соответствует рассмотренной в работах [10–13] за исключением одного момента – вместо формулы для масштаба турбулентности привлекается уравнение баланса скорости диссипации турбулентной энергии ε . Теперь модель турбулентности выглядит следующим образом:

$$u \frac{\partial \varphi}{\partial x} + w \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \alpha_\varphi \left(\frac{\partial}{\partial x} k \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) + M_\varphi.$$

Здесь под φ понимается или турбулентная энергия b , или ε .

$$M_b = T\tau - \varepsilon, \quad M_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{b} (c_1 T\tau - c_2 \varepsilon),$$

$$T\tau = \frac{\tau^2}{k\rho^2}, \quad \tau = k\rho \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right), \quad k = c_\varepsilon \frac{b^2}{\varepsilon}.$$

верхней границе волнового подслоя считаются известными турбулентная энергия и скорость ее диссипации. На поверхности волны используются условия $\partial b / \partial z \sim b / z_0$ и $\varepsilon \sim b^{3/2} / z_0$. Шероховатость поверхности определяется по формуле Чарнока:

$$z_0 = 0,035 (u_*^1)^2 / g. \quad (3)$$

Константы схемы имеют значения: $\alpha_b = 1$; $\alpha_\varepsilon = 0,77$; $c_\varepsilon = 0,09$; $c_1 = 1,45$; $c_2 = 2$. Согласно [8], принимается $L = h = 50$ м; $a = 0,8$ м; $c_\Phi = 8,84$ м/с.

Прежде чем переходить к анализу полученных результатов и сопоставлению их с результатами работы [8], следует, видимо, сказать, что различие постановок не ограничивается различием в задании $u_0(x)$. Например, вертикальный компонент скорости на поверхности раздела тоже задается по-разному. У нас граничным условием служит кинематическое условие

$$w_0 = (u_* - c_\Phi) \zeta', \quad (4)$$

которое используется и в работах [4–9], но только при получении потоков импульса и энергии на поверхности раздела. В качестве же граничного накладывается еще одно условие на $w_0(x)$:

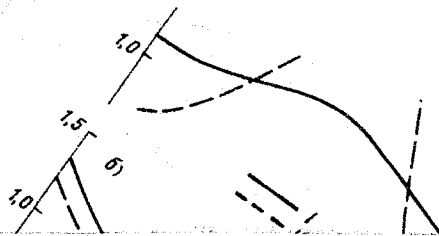
$$w_0(x) = w_*^c = \pi b c_\Phi \sin 2\pi x. \quad (5)$$

Правда, при задании профиля волны в виде (2) и полагая $u_0 \ll c_\Phi$, условия (4) и (5) оказываются идентичными.

Из прочих наиболее важных представляется различие, касающееся расчета давления, которое при моделировании воздушного потока над волнистой поверхностью является существенно внутренним параметром задачи. Постановка задачи в работах [4–9], в отличие от работ [10–13], требует выполнения условия для давления на поверхности раздела, которое в работах [5–9] не упоминается, хотя все другие, в том числе и граничные условия для давления на верхней границе волнового подслоя, А в работе [4], которая в [5–8] представлена как основополагающая, приводятся. В [207] говорится, что искомое условие для давления получается с помощью конечноразностных аналогов уравнений движения с учетом неразрывности. Но уже через страницу оказывается, что с этой постановкой получается эллиптическое уравнение:

рис. 1 а для случая $u_*^1 = 22,1$ см/с ($c_n \equiv c_\Phi / u_*^1 = 40$) приведены значения безразмерных касательных напряжений $\tau_{0n} = \tau_0 / \rho (u_*^1)^2$ и по II и IV вариантам близко совпадают с аналогичными I и III вариантам, соответственно.

место движение формы рельефа ($c_\Phi \neq 0$) и провести прямые измерения на волнах волны непосредственно в море такие работ



Как следовало ожидать и что также подтвердили расчеты, в том числе представленные на рис. 1, для рассмотренных вариантов граничных условий основные различия в t_0 , аналогично различиям в u_0 , наблюдаются в области вершины и подошвы волны, где периодический компонент u_0^w имеет экстремальные значения. С удалением от поверхности эти различия быстро затухают и уже на высотах $z \sim 2a$ оказываются, по сути дела, порядка точности расчетов.

В отличие от касательного напряжения индуцированное поверхностное давление $\tilde{p}_0(x)$ формируется как результат перестройки структуры всей толщи волнового подслоя, которая обуславливается в первую очередь особенностями рельефа нижней границы, такими как кристаллы и скорость ее движения. А возмущения воздушного потока связаны со способом учета поверхностной скорости, проявляются самой границей раздела. Иллюстрация распределений давления $\tilde{p}$ в статье не приводится, поскольку при использовании рисунка размеров они оказываются весьма близкими для всех вариантов $u_0(x)$. Отметим только, что межвариантная изменчивость колебаний индуцированного давления не превышает нескольких градусов, а его фазы — нескольких градусов.

Рассмотрим теперь влияние поверхностной скорости обмена импульсом и энергией воздушного потока на волной поверхности.

В таблице (значения приводятся в системе СГС) приведены распределенные по длине волны потоки импульсов индукционного поля давления $\tilde{F} = \langle \tilde{p} \rangle$ и напряженности $\tilde{E}$ и $\langle \tau_0 \rangle$ в зависимости от частоты ω . При всех ω

содержатся в
работой индуциро-
напряжения $\langle \tau_0 \rangle$. В изм-
та по сравнению с измен-
противоположная картина.
значения этой величины
Незначительные вар-
ным по срав-

Потоки импульсов и энергии при ветровом взаимодействии
при различных вариантах задания поверхностной скорости

Величина	u_i^1											
	44,2											
	22,1											
	I	II	III	IV	I	II	III	IV	I	II	III	IV
$10\tilde{F}$	-0,22	-0,22	-0,35	-0,34	0,95	1,27	1,42	1,97	8,77	9,07	8,37	8,47
$\langle \tau_0 \rangle$	0,77	0,77	0,79	0,79	3,01	3,01	3,02	3,02	11,9	11,8	11,8	11,8
$\tilde{E}$	-20	-19	-30	-29	83	112	128	173	772	805	736	751
E_1	0	17	-17	1	0	133	-28	107	0	1044	-2	1046
E_T	3	20	-13	4	13	146	-15	120	52	1091	50	1093
E_*	-17	1	-43	-25	96	258	111	293	824	1896	786	1844
$\tilde{E}/E_*$	1,21	-12,7	0,20	1,18	0,86	0,43	0,70	0,59	0,94	0,42	0,94	0,41

Как следовало ожидать и что также подтвердили расчеты, в том числе представленные на рис. 1, для рассмотренных вариантов граничных условий основные различия в τ_0 , аналогично различиям в u_0 , наблюдаются в области вершины и подошвы волны, где периодический компонент u_0^w имеет экстремальные значения. С удалением от поверхности эти различия быстро затухают и уже на высотах $z \sim 2a$ оказываются, по сути дела, порядка точности расчетов.

В отличие от касательного напряжения индуцированное поверхностное давление $\tilde{p}_0(x)$ формируется как результат перестройки структуры всей толщи волнового подслоя, которая обуславливается в первую очередь особенностями рельефа нижней границы, такими как крутизна волны и скорость ее движения. А возмущения воздушного потока, связанные со способом учета поверхностной скорости, проявляются лишь у самой границы раздела. Иллюстрация распределений давления $\tilde{p}_0(x)$ в статье не приводится, поскольку при использовании рисунка разумных размеров они оказываются весьма близкими для всех вариантов задания $u_0(x)$. Отметим только, что межвариантная изменчивость амплитуды колебаний индуцированного давления не превышает нескольких процентов, а его фазы – нескольких градусов.

Рассмотрим теперь влияние поверхностной скорости на интенсивность обмена импульсом и энергией воздушного потока и взволнованной водной поверхности.

В таблице (значения приводятся в системе СГС) первые две строчки содержат осредненные по длине волны потоки импульса, обусловленные работой индуцированного поля давления $\tilde{F} = \langle \tilde{p} \zeta' \rangle_0$ и касательного напряжения $\langle \tau_0 \rangle$. В изменчивости $\tilde{F}$ и $\langle \tau_0 \rangle$ в зависимости от варианта расчета по сравнению с изменчивостью распределений $\tilde{p}_0(x)$ и $\tau_0(x)$ наблюдается противоположная картина. При всех различиях в $\tau_0(x)$ осредненные по волне значения этой величины оказываются практически одинаковыми. И, наоборот, незначительные вариации в амплитуде и фазе $\tilde{p}_0(x)$ приводят к более выраженным по сравнению с $\langle \tau_0 \rangle$ различиям в потоках импульса $\tilde{F}$.

Из характеристик энергообмена при ветроволновом взаимодействии рассматриваются потоки E , E_τ , их сумма E_* , а также поток $E_1 = \langle u \tau \rangle_0$, который непосредственно связан с поверхностной скоростью. По полученным результатам трудно сделать какие-то определенные выводы относительно характера влияния u_0 на рассчитанные значения потока $\tilde{E}$, изменчивость которого однозначно определяется изменчивостью величины $\tilde{F}$. Сказывается все тот же факт, что определяющими для индуцированного поля давления являются параметры волнового рельефа нижней границы. Зато весьма убедительно способ задания u_0 проявляется при сопоставлении потоков энергии E_1 , которые, за исключением I варианта, являются, как правило, определяющими в полном потоке E_τ .

По величине и знаку потоков E_1 и E_τ рассмотренные типы граничных условий можно разделить на два класса, в один из которых попадают I и III варианты, во второй – II и IV. Первопричиной такого деления явля-

ется осредненная скорость поверхностного переноса $\langle u_0 \rangle$. Для получения разумных значений E_τ основным является правильное задание этой величины. Учет и конкретная форма зависимости периодического компонента u_0^w от фазовой точки волны не имеет при этом решающего значения.

Сравнивая результаты расчетов E_τ , в качестве главного хотелось бы отметить, что в IV варианте, по сравнению с III, во-первых, отсутствуют отмеченные ранее странные особенности в направленности потока E_τ и в зависимости его от u_*^1 , и, во-вторых, при умеренных и особенно при больших скоростях ветра силы давления перестают быть определяющим механизмом в энергообмене воздушного потока с волновой поверхностью. Подчеркнем, что весь анализ результатов в работах [5–9] базируется на значениях E_τ , полученных без учета средней скорости дрейфа.

Если речь идет о расчете, например, средней скорости ветра, то поверхностным дрейфом практически безболезненно можно пренебречь. Но когда оценивается роль индуцированного давления в результирующем ветроволновом энергообмене или рассчитывается коэффициент взаимодействия Майлса по суммарному потоку E_* , использование нереальных E_τ повлечет за собой и ошибочные выводы.

Таким образом, полученные результаты показывают, что в постановке однослойной задачи, предполагающей расчет потоков импульса и энергии на свободной границе раздела, важное место занимает правильное задание граничного условия для поверхностной скорости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анисимова Е. П., Доброклонский С. В., Лесников Б. М., Сперанская А. А. О трансформации профилей скорости ветра и дрейфового течения вдоль профиля ветровой волны. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 4, с. 445–448.
2. Дворянинов Г. С., Журавлев В. М. К теории турбулентного слоя волнового перемешивания. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 6, с. 608–619.
3. Ефимов В. В. Динамика волновых процессов в пограничных слоях атмосферы и океана. — Киев.: Наукова думка, 1981. — 256 с.
4. Макин В. К. Поле ветра над волнами. — Океанология, 1979, т. 19, вып. 2, с. 206–212.
5. Макин В. К. О передаче энергии волнам. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 5, с. 549–552.
6. Макин В. К. Некоторые результаты численного моделирования лабораторных экспериментов по изучению структуры воздушного потока над волнами. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 9, с. 989–991.
7. Макин В. К. О передаче энергии ветра поверхностным гравитационным волнам. — Океанология, 1983, т. 23, вып. 4, с. 569–574.

8. Макин В. К. Влияние стратификации приводного слоя атмосферы на поток энергии к волнам. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1983, т. 19, № 7, с. 765–767.
9. Макин В. К., Чаликов Д. В. Расчет притока энергии к реальным волнам. — ДАН СССР, 1980, т. 253, № 6, с. 1458–1462.
10. Симонов В. В. Турбулентный поток над волнистой границей. — Труды ГГО, 1979, вып. 423, с. 39–51.
11. Симонов В. В. Некоторые вопросы численного моделирования потока жидкости над волнистой границей. — Труды ГГО, 1981, вып. 454, с. 31–39.
12. Симонов В. В. О расчете сопротивления формы волнистой поверхности. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, т. 18, № 3, с. 269–275.
13. Симонов В. В. Расчет взаимодействия турбулентного потока с горизонтально неоднородным растительным покровом. — Труды ГГО, 1984, вып. 463, с. 36–47.
14. Bishop J. M. A note on surface wind-driven flow. — Ocean Eng., 1979, v. 6, N 3, p. 273–284.
15. Gent P. R., Taylor P. A. A numerical model of the air flow above water waves. — J. Fluid Mech., 1976, v. 77, pt. 1, p. 105–128.
16. Gent P. R., Taylor P. A. A note on „separation” over short wind waves. — Bound. — Layer Meteor., 1977, v. 11, N 1, p. 65–87.
17. Keulegan G. H. Wind tides in small closed channels. — J. Res. Nat. Bur. Stand., 1951, v. 46, N 5, p. 358–381.
18. Okuda K., Kawai S., Toba Y. Measurement of skin friction distribution along the surface of wind waves. — J. Oceanogr. Soc. Japan, 1977, v. 33, N 4, p. 190–198.
19. Schooly A. H. Largangian wind and current vektors very close to a short-fetch wind-swept surface. — J. Phys. Oceanogr., 1979, v. 9, N 5, p. 1060–1063.
20. Thalalis D. T. Theoretical and experimental study od wind-and wave induced drift. — J. Phys. Oceanogr., 1979, v. 9, N 6, p. 1243–1257.
21. Wu J. Wind-induced drift currents. — J. Fluid Mech., 1975, v. 68, pt. 1, p. 49–70.

*Н. З. Ариель, Р. С. Бортковский, А. И. Головин,
И. И. Иванов, А. В. Мурашова,
С. Ю. Спригуль, Д. Ф. Тимановский.*

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ВЕТРА НАД МОРЕМ

Данные о статистических характеристиках турбулентной структуры поля ветра над морем необходимы для решения широкого круга задач. Если условно разделить эти задачи на прикладные и научные, то к первым можно отнести расчеты ветровых нагрузок на суда и сооружения, и объективное определение оптимальных параметров аппаратуры и методики гидрометеорологических измерений (инерция и интервал осреднения, пространственно-временное осреднение при дистанционных измерениях); ко вторым – определение турбулентного потока импульса различными методами, учет спектральных и вероятностных характеристик структуры ветра при изучении ветрового волнения, дрейфовых течений, турбулентности верхнего слоя океана.

Однако несмотря на многолетние наблюдения, количество экспериментальных данных до сих пор остается недостаточным, а некоторые характеристики – слабо изученными. Хотя в последнее время положение улучшается благодаря использованию наблюдательных платформ открытого моря [13, 16, 19], очень мало данных о структуре слоя, заключенного между верхним уровнем измерений на судах (15–25 м) и нижним уровнем аэрологических измерений (150–200 м).

С учетом этого обстоятельства, в октябре 1986 г. была выполнена серия измерений с морской буровой платформы МСП-2 (Балтийское море), в сентябре–ноябре 1987 г. исследования были продолжены в 46-м рейсе НИСП „Волна” (тропическая зона Тихого океана). Платформа МПС-2 находится в 7 морских милях от берега, где глубина моря составляет 27 м. В основу анализа были положены данные измерений анемометром М-63 М, постоянно установленным на вершине буровой вышки, на высоте $z = 75$ м. Кроме того, использовались результаты измерений малоинерционными анемометрами, изготовленными Д. Ф. Тимановским на базе ручных анемометров МС-13. Эти анемометры были установлены на переходном мостике (z равно 8,2 и 16,3 м), соединяющем жилой и производственный „острова” платформы, и на специальном поплавке (z равно 0,8 м; 1,6 и 3,2 м). Поплавок отслеживал волнение, а мачта, несущая приборы, сохраняла вертикальное положение, благодаря ее креплению в кардановом подвесе. Во время измерений поплавков, соединенный кабелем с платформой, находился примерно в 100 м от подветренной стороны платформы.

Показания анемометра М-63 М записывались самописцем КСП, а показания малоинерционных анемометров – шестиканальным самописцем Н-338. Дискретность считывания показаний М-63 М составляла 3,75 с, а малоинерционных приборов – 1 с. Каждая серия измерений продолжалась

лась от 30 до 60 мин. Измерения проводились при направлениях ветра, обеспечивавших репрезентативность установленных на переходном мостике приборов и достаточный разгон ветра над водной поверхностью. Всего на МСП-2 было выполнено 23 серии измерений.

В рейсе НИСП „Волна” использовались такие же, как на МСП-2, малоинерционные анемометры. Приборы устанавливались на поплавке (z равно 0,4; 0,8; 1,6; 3,2 м) и на судне: на носовой актинометрической стреле (z равно 7,7 и 12,5) и на наветренной стороне шлюпочной палубы ($z = 7,6$ м) на выстрелах 4-метровой длины, отдаленных друг от друга на 11,0, 15,5 и 13 м. Наименьшее расстояние между этими приборами, предназначенными для исследования поперечной структуры поля ветра, было 11 м, наибольшее – 40 м. На поплавке проведено 23 серии измерений, на стреле – 14, на палубе – 11; длительность записи составляла от 17,5 до 35 мин, дискретность считывания – 0,2, 0,5 и 2,0 с.

Данные обрабатывались на ЭВМ типа ЕС-1061 и СМ-4 (во время рейса). Расширенной статистической обработке были подвергнуты все записи, выполненные на уровне 75 м – самом репрезентативном на платформе МСП-2. Для обработки данных по остальным уровням были выбраны девять серий, признанных репрезентативными на основании вида профилей скорости ветра. В расширенную обработку входили вычисления средних значений модуля скорости ветра, вторых, третьих и четвертых моментов распределения, гистограмм плотности вероятности, автокорреляционных функций. По методу быстрого преобразования Фурье рассчитывались значения спектральных плотностей; для соседних уровней определялись взаимные спектры, взаимные корреляционные функции, когерентности и фазовые сдвиги. Продолжительность серии составляла от 17,5 до 30 мин.

Весь материал, полученный на полигоне Тихого океана, прошел обработку, аналогичную описанной выше. Средняя скорость ветра $\bar{u}$ за весь период наблюдений в Тихом океане оказалась небольшой – 5,4 м/с, во время отдельных серий она менялась от 3,3 до 15,3 м/с, в 11 сериях $\bar{u}$ превышала 10 м/с. Стратификация в среднем была неустойчивой, при среднем значении $10/L = -0,136$ (где L – масштаб Монина–Обухова, найденный с учетом стратификации влажности). Для случаев более сильного ветра ($\bar{u} \geq 10$ м/с) стратификация была ближе к нейтральной, $10/L \approx -0,037$.

Во время измерений на Балтике скорость ветра менялась в широких пределах, а в 7 сериях, во время которых одновременно проводились измерения на буровой вышке ($z = 75$ м), на переходном мостике и на поплавке скорость $\bar{u}_{10}$ составляла от 4,3 до 8,8 м/с, в этих случаях среднее $10/L = -0,200$, т. е. наблюдалась существенно неустойчивая стратификация (в одной из серий $10/L = -0,375$).

Характерные профили средней скорости ветра в нижней части приводного слоя воздуха над океаном имеют ряд особенностей, по-видимому, объясняемых влиянием волнения (рис. 1); такие отклонения отмеча-

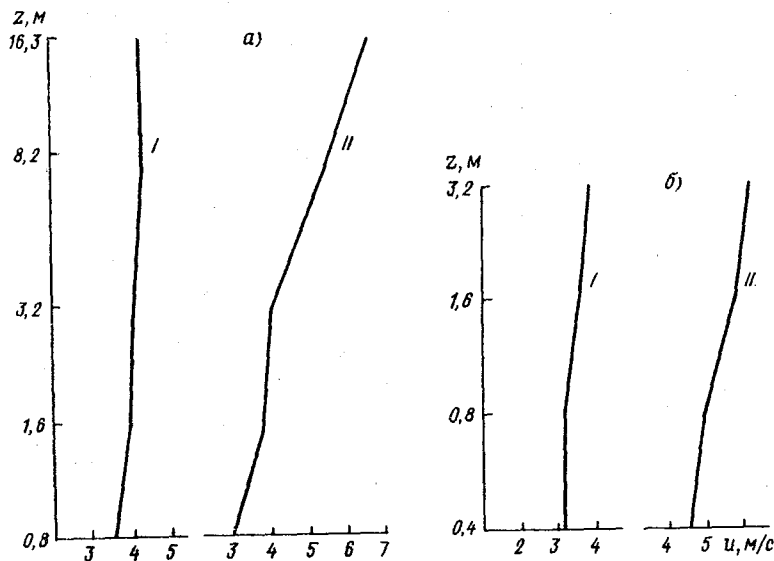


Рис. 1. Профили скорости ветра.

а — Балтийское море: I — серия № 9, II — серия № 11; б — Тихий океан; I — серия № 21, II — серия № 26.

лись и ранее и объяснялись многими исследователями [3, 4]. Вместе с тем профили, построенные по данным измерений с поплавка, большей частью хорошо согласуются с измерениями на судне (уровни 26 и 21 м) и с теоретическим профилем, построенным с использованием методики ГГО [7]. Отклонения вертикального профиля скорости ветра от теоретического по данным измерений на МСП-2 проявляются при $z \leq 3,2$ м, т. е. на уровнях, соответствующих измерениям с поплавка. Скорее всего эти отклонения вызваны возмущающим влиянием буровой платформы, в ветровой тени которой (хотя и на расстоянии около 100 м) располагался поплавок.

Среднеквадратические отклонения модуля скорости σ , как по „балтийским“, так и по „тихоокеанским“ данным, оказались практически независимыми от уровня измерений. Только в самой нижней части приводного слоя (на поплавке $0,8 \leq z \leq 3,2$ м) наблюдался слабый рост σ с высотой. Постоянство σ по высоте в приводном слое согласуется с теорией подобия Мони́на-Обухова [9] — при нейтральной стратификации имеет место соотношение $\sigma/u_* \approx \text{const} \approx 2,4$. Поскольку динамическая скорость u_* не меняется с высотой, не должно меняться и σ . Энергия турбулентности, пропорциональная σ^2 , не меняется с высотой, а перераспределяется по частотам. Как будет показано ниже, вследствие такого перераспределения с высотой смещаются в сторону низких частот максимумы энергетических спектров и увеличиваются масштабы корреляции.

По данным измерений в Тихом океане найдено, что отношение σ/u_* меняется от 2,0 до 2,5, что согласуется с приведенным выше значением.

Однако по балтийским данным полученные значения σ/u_* меняются от 11,5 (при $z = 0,8$ м) до 3,0 (при $z = 75$ м). Вероятная причина появления завышенных значений σ/u_* на нижних уровнях – упоминавшееся уже возмущающее действие платформы.

Было исследовано также отношение $\sigma/\bar{u}$, характеризующее интенсивность турбулентности. По тихоокеанским данным для приводного слоя оно, в среднем, составляет 0,11; сходные результаты приведены в [16, 18]. По измерениям на Балтике устойчивое соотношение $\sigma/\bar{u} = 0,08$ было получено только для $z = 75$ м; это значение совпадает с полученным на платформе в Северном море для $z = 110$ м [2]. Изменение интенсивности турбулентности с высотой можно оценить, используя результаты измерений на $z = 75$ м, по методике ГГО [8]. Полученные таким образом значения $\sigma/\bar{u}$ уменьшаются в слое 3–75 м от 0,12 до 0,077.

Наличие записей скорости малоинерционными приборами в виде регулярной последовательности значений позволило исследовать распределения вероятностей отклонений модуля скорости ветра от среднего.

Распределение вероятности отклонений модуля скорости ветра вместе с автокорреляционной функцией определяет коэффициент порывистости ветра; однако, данные о таких распределениях, особенно касающиеся приводного слоя, крайне скудны [16, 19]. Согласно [5], распределение пульсаций горизонтального компонента скорости ветра в первом приближении аппроксимируется нормальной кривой; другие авторы предлагают аппроксимацию усеченным нормальным распределением, логарифмически нормальным распределением, распределением Вейбулла [20].

Для анализа законов распределения модуля скорости по данным, полученным в результате измерений, строились гистограммы плотности вероятности и рассчитывались моменты распределения. Полученные эмпирические распределения сопоставлялись с теоретическими – распределением Рэлея и распределением Гаусса. Для количественной оценки согласованности эмпирического и теоретического распределений использовался критерий согласия Колмогорова (λ). Принято, что при $P(\lambda) \geq 0,05$ ($P(\lambda)$ – вероятность того, что расхождения между эмпирическими и теоретическими распределениями случайны) согласие между исследуемыми распределениями считается подтвержденным. Проверка на согласование с распределением Рэлея дала отрицательный результат. Отклонения от нормального распределения для отдельно взятых серий оказались значительными, как правило, $P(\lambda) < 0,05$. Картина изменилась после того как было проведено осреднение распределений для групп серий в определенных интервалах скоростей – в этом случае $P(\lambda) = 0,07 \dots 0,80$. Это позволяет сделать вывод о том, что при измерениях в Тихом океане осредненные распределения модуля скорости ветра подчиняются нормальному закону.

Было проанализировано влияние сглаживания исходного ряда (скользящих осреднений) на статистические характеристики. Особенно заметно сглаживание сказывается на виде гистограмм плотности вероятности: с

увеличением периода осреднения происходит сужение гистограмм и их вытягивание по вертикали. Если исходной последовательности соответствует гистограмма, близкая к нормальному закону, и максимальные отклонения близки к $\pm 3,0\sigma$, то при периоде осреднения $t = 20$ с максимальные отклонения обычно не превышают $2,0\sigma$, при $t = 50$ с — $1,5\sigma$, при $t = 100$ с — $1,0\sigma$ (σ — характеристика исходного несглаженного процесса). При увеличении интервала сглаживания чаще наблюдаются заметные отклонения распределения от нормального. Осредненные по нескольким сериям наблюдений на палубе гистограммы выявляют зависимость характера распределения от скорости ветра. При $6,0 \leq \bar{u}_{10} \leq 7,9$ м/с распределение ближе к нормальному, чем при $8,0 \leq u_{10} \leq 9,8$ м/с, когда отрицательный коэффициент асимметрии S_k по модулю возрастает вдвое; увеличивается при усилении ветра и эксцесс E_x . Следует, однако, заметить, что при наблюдениях с актинометрической стрелы и поплавка такой зависимости не обнаружено.

Разброс значений коэффициента асимметрии и эксцесса по отдельным сериям значителен; существенно различаются и средние значения для различных мест измерений (палуба, поплавков, актинометрическая стрела). Так, в Тихом океане для измерений на поплавке при $z = 0,8$ м $\bar{S}_k = 0,138 \pm 0,203$, $\bar{E}_x = 0,005 \pm 0,317$; для измерений на стреле при $z = 7,7$ м $\bar{S}_k = -0,097 \pm 0,127$, $\bar{E}_x = -0,333 \pm 0,205$; для измерений на палубе при $z = 7,6$ м $\bar{S}_k = -0,095 \pm 0,276$, $\bar{E}_x = -0,113 \pm 0,161$. Ввиду недостаточного для надежного осреднения объема материалов измерений, анализ зависимости от высоты затруднителен. Однако полученные по данным измерений на $z = 75$ м (МСП-2) значения $\bar{S}_k$ и $\bar{E}_x$ совпадают с полученными над сушей на высотной метеорологической мачте. Очевидно, на указанной высоте перестают сказываться различия подстилающих поверхностей.

Можно полагать, что разброс характеристик распределений связан с проявлениями нестационарности. В частности, гистограммы, построенные по данным измерений в Тихом океане, имеют более плавный, сглаженный, близкий к нормальному распределению вид. В то же время гистограммы, построенные по данным измерений в Балтийском море, часто полимодальны, неровны, прерывисты; вероятно, это следствие нестационарности поля ветра, подтверждающейся видом автокорреляционных кривых (см. ниже рис. 3).

Проведенные нами численные эксперименты подтвердили возможность появления двухвершинной гистограммы для реализации, состоящей из двух (соответствующих нормальному закону каждая) частей, отличающихся средними значениями и стандартными отклонениями.

Коэффициент порывистости ветра определяется соотношением:

$$G(t, T) = \bar{u}_{\max}^t / \bar{u}^T, \quad (1)$$

где $\bar{u}_{\max}^t$ — максимальное из осредненных на малом интервале времени t значений модуля скорости, $\bar{u}^T$ — среднее значение скорости за большой интервал времени T , включающий все рассмотренные малые интервалы длиной t .

Обычно коэффициенты $G(t, T)$ определяются при $10 \leq T \leq 60$ мин и при ряде значений t [14, 19]. Как указано выше, в проведенных измерениях длительность записи составляла 17,5–35 мин; однако, различия в T нетрудно учесть, введя безразмерный аргумент $t/(T-t)$, имеющий смысл вероятности появления значений $\bar{u}_{\max}^t$ в последовательности случайных величин $\bar{u}^t$.

При известном законе распределения вероятности можно записать

$$P(\bar{u}^t) = 1 - F(x), \quad (2)$$

где $F(x)$ – интегральная функция распределения, $x = (\bar{u}_{\max}^t - \bar{u}^T)/\sigma_T$ – нормированный на стандартное отклонение сглаженной последовательности аргумент, соответствующий значению $F = 1 - t/(T-t)$. Коэффициент порывистости связан с аргументом $x(t, T)$ очевидным соотношением

$$G(t, T) = \frac{\bar{u}_{\max}^t}{\bar{u}^T} = \frac{x(t, T) \sigma_t}{\bar{u}^T} + 1. \quad (3)$$

Дисперсия сглаженного на периоде t процесса определяется выражением [10]:

$$\sigma_t^2 = \frac{2\sigma^2}{t^2} \int_0^t (t-\tau) R(\tau) d\tau, \quad (4)$$

где σ^2 – дисперсия, а $R(\tau)$ – автокорреляционная функция исходного, неосредненного процесса. Таким образом, закон распределения вероятностей отклонений модуля скорости ветра и автокорреляционная функция полностью описывают зависимость коэффициента порывистости G от аргументов t и T . Зависимость $G(t, T)$, построенная по данным измере-

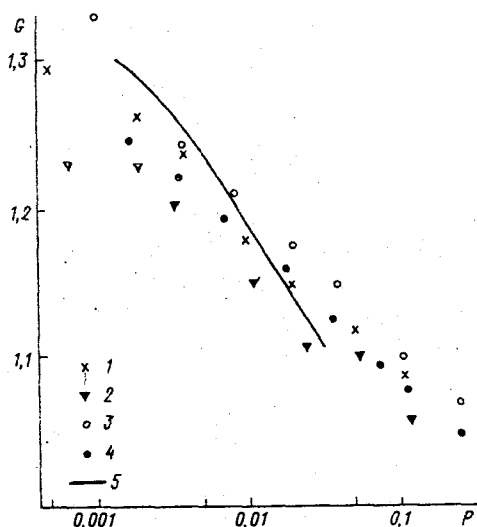


Рис. 2. Коэффициенты порывистости.

1 – Тихий океан, буй, $z = 3,2$ м; 2 – Балтийское море, буй, $z = 3,2$ м (серия № 9); 3 – Тихий океан, стрела, $z = 12,5$ м; 4 – Озеро Флево, мачта, $z = 8,3$ м [19]; 5 – расчет при нормальном распределении с использованием экспериментальных значений $\sigma/\bar{u} = 0,105$, $R(\Delta t) = 0,95$ (Δt – дискретность считывания).

ний на поплавке ($z = 3,2$ м) и на стреле ($z = 12,5$ м) в 46-м рейсе НИСП „Волна”, а также зависимости, полученные по данным измерений в Балтийском море, хорошо согласуются друг с другом и с кривой, построенной по данным [19], несмотря на различные в каждом виде измерений значения t и T . Это свидетельствует об универсальном характере зависимости коэффициента порывистости от аргумента $t/(T - t)$ (рис. 2). Эмпирические результаты удовлетворительно согласуются и с зависимостью, соответствующей формуле (3), в предположении, что распределение модуля скорости ветра имеет нормальный характер.

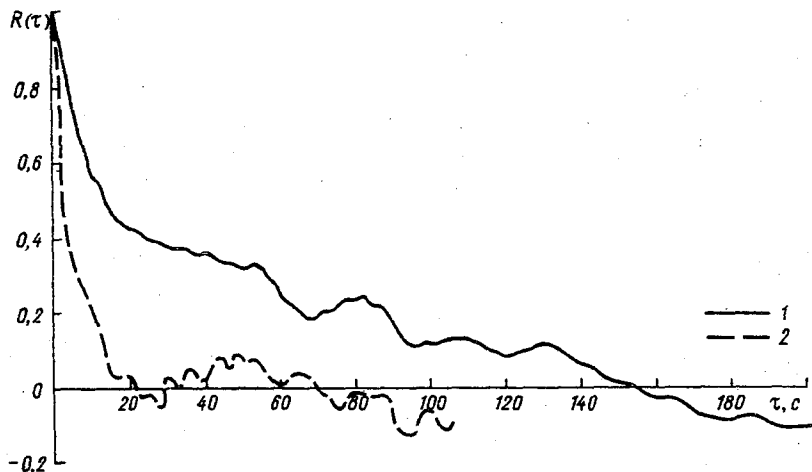


Рис. 3. Корреляционные функции скорости ветра.

1 — Балтийское море, $z = 0,8$ м, серия № 9; 2 — Тихий океан, $z = 0,8$ м, серия № 23.

Автокорреляционные функции скорости ветра $R(\tau)$ в приводном слое Тихого океана (z равно 0,4; 0,8; 1,6; 3,2; 7,7; 12,5 м) имеют вид, типичный для стационарного процесса (рис. 3). Атмосферные условия во время измерений в Балтийском море были, как правило, нестационарными. Это подтверждает и вид $R(\tau)$. Поэтому для подробного анализа была выбрана одна из серий измерений на Балтике (серия № 9, 20. 10. 86 г., 9. 40 — 10. 10), во время которой условия были близки к стационарным.

Автокорреляционные функции, построенные по данным измерений скорости ветра на полигоне Тихого океана, не содержат заметных особенностей, связанных с влиянием волнения — периодичность проявляется слабо (см. рис. 3). В $R(\tau)$, рассчитанных по данным измерений с поплавка в Балтийском море, отмечены максимумы вблизи периода ~ 45 с (см. рис. 3); видны они и на энергетических спектрах (рис. 4). Можно предположить, что в этом проявляется влияние групповой структуры волн. Была сделана попытка аппроксимировать $R(\tau)$ экспонентой $R(\tau) = e^{-\alpha\tau}$. Для серии № 9 коэффициент α уменьшается от 0,031 на уровне 0,8 м до 0,013 на уровне 75 м, однако аппроксимация $R(\tau) = e^{-\alpha\tau}$ не очень хорошо описывает реальный процесс. Все корреляционные функции с увеличени-

ем τ (при малых τ) уменьшаются быстрее, чем по экспоненциальному закону.

Интегральный временной масштаб турбулентности определялся по формуле:

$$\tau_K = \int_0^{\tau_1} R(\tau) d\tau, \text{ где } R(\tau_1) = 0,1.$$

По тихоокеанским данным он равен 5–10 с, что на основании гипотезы замороженности турбулентности Тейлора соответствует пространственному масштабу $L_u = \bar{u} \tau_K$, который при $\bar{u} \approx 4$ м/с составляет 20–40 м. Существенное различие атмосферных условий во время проведения экспериментов в Тихом океане и на Балтике сказалось и на этих характеристиках турбулентности. Так, временные и пространственные масштабы турбулентности по измерениям на Балтике в несколько раз больше, чем в Тихом океане.

Для серии № 9 τ_K изменяется от 36 с на $z = 0,8$ м до 65 с на $z = 75$ м. При средней скорости ветра около 4 м/с пространственные масштабы меняются соответственно от 128 до 134 м. Это в несколько раз превышает значения L_u над сушей, приведенные в [6], и согласуется с данными [18] о том, что над морем масштабы турбулентности значительно больше, чем над сушей. С оценками, приведенными в [2], удовлетворительно согласуется лишь нормированный масштаб L_u/z для $z = 75$ м.

Графики спектральной плотности $S_u(f)$ в интервале частот 0,005–0,08 Гц подчиняются „закону –5/3”. По балтийским данным нижняя граница инерционного интервала находится в пределах 0,003–0,005 Гц, что соответствует безразмерной частоте $F_0 = f_0 z / \bar{u} = 0,003$ при $z = 3$ м, $\bar{u} = 4$ м/с. Установить значение F_0 по тихоокеанским данным не удалось из-за малой длины реализаций. В энергетических спектрах $2\pi f S_u(f)$, построенных по данным измерений в Балтийском море для $z \leq 3$ м, выделяются два максимума: на $f = 0,005$ –0,006 Гц и на $f \approx 0,02$ Гц. Последний максимум, как уже отмечалось, по-видимому, связан с групповой структурой ветрового волнения (см. рис. 4). Безразмерная частота основного энергетического максимума (F_m), близкая к нижней границе инерционного интервала (таблица), оказывается значительно меньше, чем безразмерные частоты f_m спектров предельного компонента скорости, полученные над сушей и меняющиеся от 0,025 до 0,06 [11]. Только результаты, полученные по данным измерений на $z = 75$ м, хорошо согласуются с данными [11].

Изменения частоты спектрального максимума с высотой в нижней части приводного слоя оказались наибольшими. Этот результат, согласующийся с [14], можно объяснить неустойчивостью стратификации приводного слоя, когда отсутствует (в отличие от условий устойчивой стратификации) четкая связь величины f_m с параметром z/L (где L – масштаб Монины–Обухова). На уровнях 8,2; 16,3 и 75 м в энергетических спектрах проявляются максимумы на низких частотах, соответствующих периодам 2–5 мин; этот результат также согласуется с данными [14].

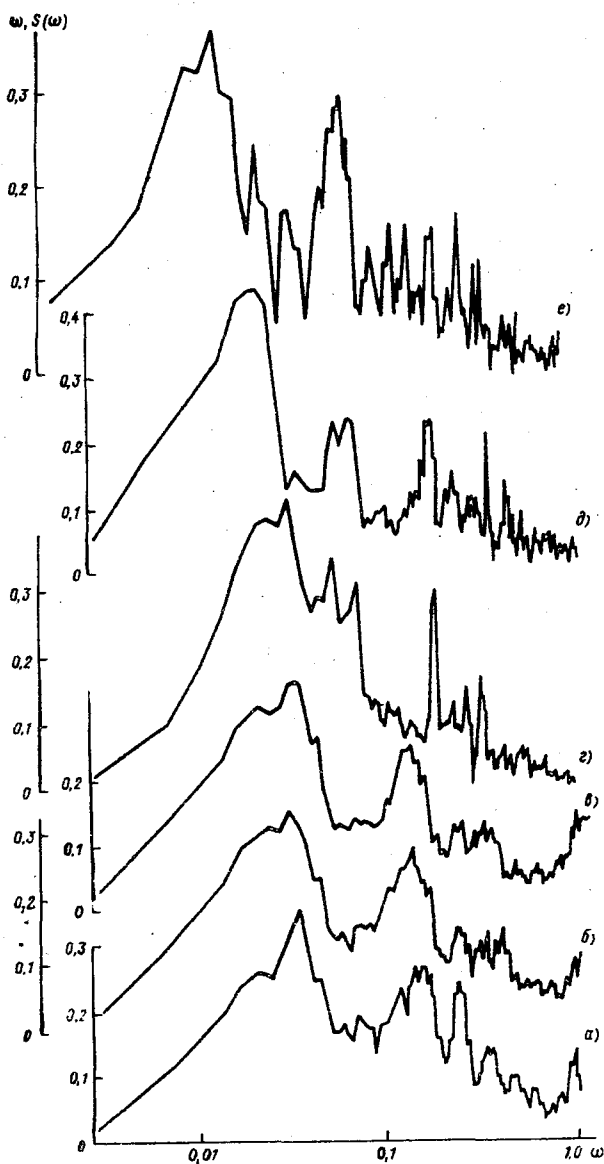


Рис. 4. Энергетические спектры скорости ветра в Балтийском море (серия № 9).
 а) $z = 0,8$ м; б) $z = 1,6$ м; в) $z = 3,2$ м; г) $z = 8,2$ м; д) $z = 16,3$ м; е) $z = 75$ м.

Характеристики турбулентности (серия № 9, 20.10.86, 9.40-10.10)

$z, \text{ м}$	$u, \text{ м/с}$	$\sigma, \text{ м/с}$	σ/u	S_k	B_x	$u_w, \text{ м/с}$	$\tau_k, \text{ с}$	$L_u, \text{ м}$	$\varepsilon, \text{ см}^2/\text{с}^3$	F_m
0,8	3,6	0,32	0,088	-0,07	-0,17	0,042	35,7	128	2,5	0,0012
1,6	4,0	0,30	0,074	0,16	-0,31	0,053	41,7	166	2,5	0,0020
3,2	4,1	0,39	0,095	-0,09	-0,57	0,065	40,3	165	2,8	0,0041
8,2	4,4	0,39	0,088	0,0	-0,27	0,079	41,1	182	1,6	0,0091
16,3	4,3	0,33	0,076	0,09	-0,10	0,096	60,4	260	1,5	0,0127
75	4,8	0,35	0,072			0,152	64,7	314	1,2	0,0303

Максимумы в частотах ветрового волнения заметны лишь в части серий; можно полагать, что их четкому выделению при $z \leq 3,2$ м препятствует инерция измерительной аппаратуры.

Наличие в спектрах участков с наклоном $(-5,3)$, соответствующих инерционному интервалу турбулентной энергии, позволило определить скорость диссипации (ϵ) и динамическую скорость (u_*). Основой расчета является уравнение баланса турбулентной энергии, которое для этого интервала можно записать в виде [9]:

$$u_*^3 = \chi z \epsilon, \quad (5)$$

а также выражение для спектральной плотности в инерционном интервале [8]:

$$S(f) = a(\epsilon \bar{u})^{2/3} (2\pi f)^{-5/3}. \quad (6)$$

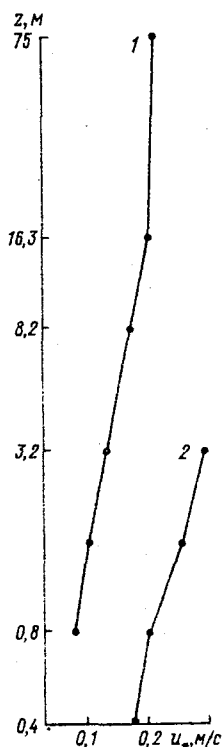


Рис. 5. Средние профили динамической скорости.
1 — Балтийское море, 2 — Тихий океан.

Здесь $\chi = 0,40$; $a \approx 0,48$. Осредненные по группам серий результаты расчета u_* на различных высотах по данным измерений в Балтийском море и в Тихом океане представлены на рис. 5. Заметный рост динамической скорости с высотой в нижней части приводного слоя противоречит общепринятым представлениям о квазистационарности этого слоя. С одной стороны, полученный результат частично можно объяснить инерционностью аппаратуры и ростом вклада высоких частот в энергию турбулентности по мере приближения к водной поверхности. С другой стороны,

динамическая скорость, определенная по скорости диссипации энергии турбулентности, не учитывает вклада индуцированных волнением колебаний скорости ветра [9, 13]. Поскольку, чем ближе к поверхности, тем больше вклад индуцированной составляющей, а, следовательно, тем сильнее занижена определяемая по инерционному интервалу спектра динамическая скорость. Подтверждением справедливости такого объяснения является постоянство u_{*} , имеющее место выше слоя влияния волнения (см. рис. 5). Как будет показано при анализе взаимных спектров и когерентности, слой влияния волнения распространяется (по данным измерений на Балтике) до 16 м.

Корреляция значений u_{*} , рассчитанных по спектрам и по средней скорости ветра $\bar{u}_{10}$ (с помощью методики ГГО [7]), оказалась достаточно высокой (рис. 6). Аналогичные результаты были приведены в монографии [9].

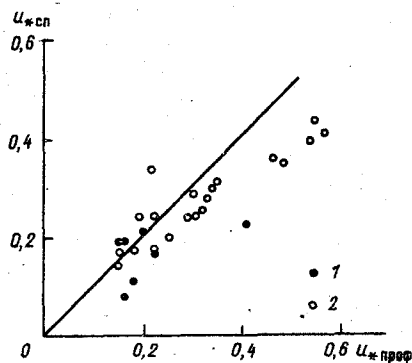


Рис. 6. Корреляция значений u_{*} , рассчитанных по спектрам и по профилям скорости ветра на высоте $z = 10$ м (1) и $z = 75$ м (2).

Скорость диссипации ε по балтийским данным имеет порядок $10 \text{ см}^2/\text{с}^3$, а по тихоокеанским — $10^2 \text{ см}^2/\text{с}^3$. Величина ε заметно убывает с ростом z (см. таблицу), что согласуется с известными результатами, хотя сами полученные значения отличаются от приведенных в [17]. Зависимость безразмерной величины $\varepsilon x z / u_*^3$ от параметра z/L совпадает с приведенной в [1].

Анализ взаимных корреляционных функций и когерентности выявил высокую корреляцию скорости ветра между различными уровнями в приводном слое атмосферы. Радиус корреляции, определяемый как сдвиг, при котором взаимная корреляционная функция равна нулю, составляет 100–300 с. Все это подтверждает полученный ранее вывод о наличии больших турбулентных образований, охватывающих исследуемый приводный слой (до 16,3 м). Высокая когерентность $\text{coh}(f) = 0,7 \dots 0,8$, на низких частотах (периоды превышают 20–30 с) имеет место до $z = 16,3$ м; $\text{coh}(f) \sim 0,5$ на частотах, соответствующих периоду 6–10 с (в разных сериях время несколько отличается, но остается в этих пределах) отмечается в слое 0,8...3,2 м. Этот факт указывает на влияние ветрового волнения на структуру ветра в этом слое. В некоторых сериях (№ 8, 9, 12) влияние волнения ощущается до 16 м, правда, величина coh несколько меньше ($\text{coh} \sim 0,4$).

Как указывалось в работе [17], по результатам измерений над сушей для коспектров одноименных компонентов скорости на разных высотах выполняется геометрическое подобие

$$\text{coh}(f) = \exp[-b(f\Delta z/\bar{u})]. \quad (7)$$

Здесь $\text{coh}(f)$ – когерентность на частоте f , $\bar{u}$ – средняя скорость ветра в слое Δz , b – параметр, который по экспериментальным данным для продольного и поперечного компонентов скорости ветра имеет порядок 20, и уменьшается с уменьшением z/L , т. е. с ростом неустойчивости. По балтийским данным параметр b получается несколько меньше. Так, для серии № 12 (при $z/L = -0,06$) в слое от 0,8 до 16,3 м $b = 16,3 \pm 8,2$, для серии № 9 ($z/L = -0,3$) в слое 0,8 – 3,2 м $b = 8,3 \pm 1,8$, а в слое 8,2 – 16,3 м $b = 2,8 \pm 0,9$.

Изложенные результаты демонстрируют возможность использования сравнительно простой малоинерционной аппаратуры для изучения турбулентной структуры поля ветра над морем. Наиболее существенными результатами, на наш взгляд, являются: высокая корреляция между флуктуациями скорости ветра на различных уровнях в пределах приводного слоя; квазипостоянство стандартного отклонения скорости в этом слое; значения динамической скорости, полученные диссипативным методом; вывод о том, что структура турбулентности на уровне 75 м над морем практически такая же, как над сушей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ариель Н. З., Надежина Е. Д. Безразмерные характеристики турбулентности при разных условиях стратификации. – Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 8, с. 802–809.
2. Ариель Н. З., Надежина Е. Д. Оценка масштаба турбулентности по экспериментальным данным. – Труды ГГО, 1977, вып. 382, с. 64–69.
3. Егоров Б. Н., Тимановский Д. Ф. Некоторые результаты профильных измерений скорости ветра над морем. – Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 173–182.
4. Ефимов В. В. Динамика волновых процессов в пограничных слоях атмосферы и океана. – Киев: Наукова думка, 1981. – 256 с.
5. Иванов В. Н., Мазурин Н. Ф. Некоторые турбулентные характеристики пограничного слоя атмосферы, используемые в прикладных задачах. – Труды конференции по аэродинамике и аэроупругости высоких строительных сооружений. – Изд. отд. ЦАГИ, 1974, с. 98–109.
6. Мазурин Н. Ф., Сергеева Н. А. Статистические характеристики скорости ветра применительно к ветровым нагрузкам. Обзор ВНИИГМИ–МЦД. – Обнинск, 1979. – 48 с.

7. Методические указания. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем. — Ротапринт ГГО, 1981. — 56 с.
8. Океанология. Физика океана. — М.: Наука, т. 1, 1978. — 455 с.
9. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан-атмосфера / Под ред. А. С. Дубова. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 205 с.
10. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций. — М.: Наука, 1968. — 463 с.
11. Bush N. E. The surface boundary layer. Bound. — Layer Meteorol., 1973, v. 4, N 1-4, p. 213-240.
12. Eidsvik K. T. Large-sample estimates of wind fluctuations over the ocean. Bound. — Layer Meteorol., 1985, v. 32, N 2, p. 103-132.
13. Field R. T. and Superior W. J. Study of climatic fluxes over an ocean surface. C. W. Thornthwaite associates Laboratory of climatology, 1964, v. XVII, N 4.
14. Ishizaki H. Wind profiles, turbulence intensities and gust factors for design in typhoon-prone regions. Journ. Wind Engin. a. Industr. Aerodynamics, 1983, v. 13, p. 55-66.
15. Kaimal J. C. et al. Spectral characteristics of surface-layer turbulence. Quart. Journ. Roy. Meteorol. Soc., 1972, v. 98, N 417, p. 563-589.
16. Naito G. Spatial structure of surface wind over the ocean. Journ. Wind Engin. a. Industr. Aerodyn., 1983, v. 13, p. 67-76.
17. Panofsky H. A. The boundary layer above 30 m. Bound. — Layer Meteorol., 1973, v. 4, N 1-4, p. 251-264.
18. SethuRaman S. Structure of turbulence over water during high winds. Journ. Appl. Meteorol., 1979, v. 18, N 3, p. 324-328.
19. Wieringa J. Gust factors over open water and built-up country. Bound. — Layer Meteorol., 1973, v. 3, p. 424-441.
20. Wu C.-C., Chin A. N. L. Comparison of some ambient and typhoon instantaneous wind speed characteristics. Journ. Wind Engin. a. Industr. Aerodynamics, 1983, v. 13, p. 43-53.

РОЛЬ ИЗМЕНЧИВОСТИ АТМОСФЕРНЫХ ФАКТОРОВ В ИЗМЕНЧИВОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

Среди вопросов, предложенных для изучения программой „Разрезы”, первым поставлен вопрос о причинах возникновения крупномасштабных аномалий температуры поверхности океана. Существующие суждения по этому вопросу достаточно противоречивы и не имеется убедительных доказательств приоритетной роли какого-либо механизма в формировании этих аномалий. В некоторых работах (см., например, обзор [2]) получены оценки относительного вклада процессов, происходящих в океане и атмосфере, в формировании особенностей температуры верхнего слоя океана на основе отдельных наборов экспериментальных данных, однако эти оценки носят локальный характер.

Наиболее распространенное мнение о причинах появления этих аномалий основывается на предположении об определяющей роли временной изменчивости радиационных потоков, обусловленной изменчивостью облачности. Такое объяснение формирования аномалий температуры воды подробно изложено в работе М. М. Зубовой и А. И. Угрюмова [3]. В качестве основного доказательства определяющей роли этого механизма обычно приводятся данные о наличии значимых отрицательных корреляций между рассматриваемыми величинами (балл облачности (n) и температура воды (T)).

Однако следует отметить, что влияние облачности на радиационный баланс поверхности океана (R) неоднозначно, так как облачность, экранируя солнечную радиацию (Q) и тем самым уменьшая приходную часть радиационного баланса, одновременно экранирует и его расходную часть — эффективное излучение. Поэтому в предельном случае условий полярной ночи ($Q = 0$) увеличение облачности будет приводить к росту T , а в общем случае степень этого воздействия и его знак будут определяться соотношением между коротковолновой и длинноволновой составляющими R и реальным влиянием облачности на их значения. Очевидно, что существует некоторое определенное соотношение между коротковолновыми и длинноволновыми составляющими, при котором радиационный баланс вообще не будет зависеть от облачности. Для определения примерного географического положения такой условной границы, разделяющей зоны разных знаков детерминированной корреляции облачность — температура воды, были выполнены расчеты воздействия облачности на потоки радиации, используя методику [9]. В результате было получено, что для Северной Атлантики в холодное полугодие эта граница проходит примерно по 50°С. ш. в ноябре и по 53°С. ш. в феврале. Севернее этой границы увеличение облачности будет приводить к росту T за счет радиационных факторов. В теплое полугодие роль уменьшения коротковолновой радиа-

ции за счет увеличения облачности везде превосходит обратный эффект воздействия облачности на длинноволновую радиацию.

В общем виде ответ на вопрос о значимости атмосферных факторов, в том числе и радиационных, в формировании аномалий температуры верхнего слоя океана, может быть получен на основании сведений об энергетическом вкладе реальных дисперсий потоков тепла океан-атмосфера в полные дисперсии температуры воды.

Значение межгодовых дисперсий потоков для Северной Атлантики были получены в ряде работ, выполненных в ГГО в последние годы [1, 6–8]. Наличие этих сведений позволяет провести необходимые расчеты относительного вклада изменчивости потоков тепла на поверхности в формирование фактически наблюдаемых дисперсий температуры воды. Последние были определены по данным ВНИГМИ-МЦД для центров пятиградусных квадратов акватории Северной Атлантики [5] и пересчитаны в узлы пятиградусной сетки.

Необходимый для такой задачи пересчет значений стандартных отклонений потоков на поверхности в энергетически эквивалентные значения стандартных отклонений температуры воды выполнялся с целью получения величин $\sigma_{T(B)}/\sigma_T$ и $\sigma_{T(R)}/\sigma_T$. Первая из них характеризует относительный вклад изменчивости результирующего потока тепла на поверхности океана в фактическую изменчивость температуры воды, а вторая – такой же вклад радиационных факторов. Близость величины $\sigma_{T(B)}/\sigma_T$ к 1 будет означать доминирующее влияние изменчивости атмосферных условий в изменчивости температуры воды, а близость к 0 – доминирующее значение гидрологических факторов (адвекция тепла в океане). Для такого расчета требуются сведения о толщине верхнего слоя океана, в котором происходит усвоение энергии дисперсий потоков.

Здесь вводилось предположение, что верхний изотермический слой океана, толщиной h , усваивает эту энергию с весом, равным 1, а слой сезонного термоклина с глубиной нижней границы H – с меньшим весом, величина которого зависит от соотношения температур изотермического слоя и сезонного термоклина. Необходимые сведения об этом соотношении приведены В. И. Калацким [4] в виде параметра автотомельности α :

$$\alpha = \frac{\bar{T}_k - T_H}{T - T_H},$$

где $\bar{T}_k$ – средняя температура сезонного термоклина; T_H – температура на нижней границе деятельного слоя; T – температура верхнего изотермического слоя океана.

Таким образом, для расчетов искомых отношений требуются значения σ_B , σ_R , σ_T , H , h и α в узлах регулярной сетки $5^\circ \times 5^\circ$.

Значения σ_B приведены в [1], σ_R – в [6], σ_T рассчитывались по данным [10], остальные необходимые величины были сняты с карт H [11] и h [5] и α [4]. Расчеты $\sigma_{T(B)}/\sigma_T$ и $\sigma_{T(R)}/\sigma_T$ были выполнены для февраля и августа для

Северной Атлантики. Результаты представлены в виде карт на рис. 1 и рис. 2.

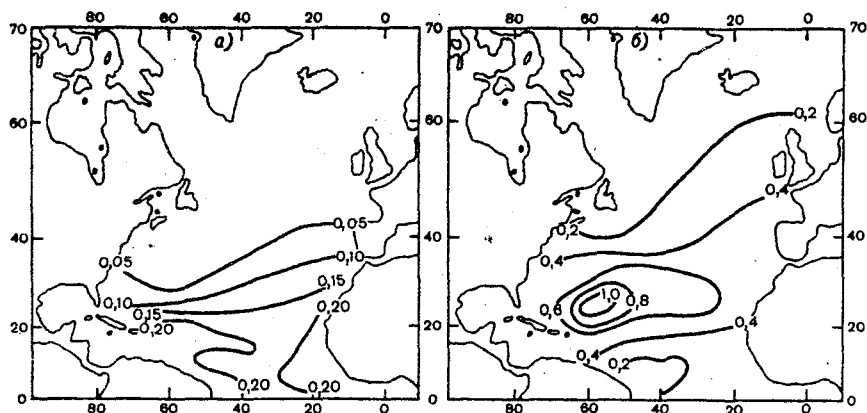


Рис. 1. Относительный вклад изменчивости радиационного баланса поверхности океана в изменчивость температуры воды.

а — февраль, б — август.

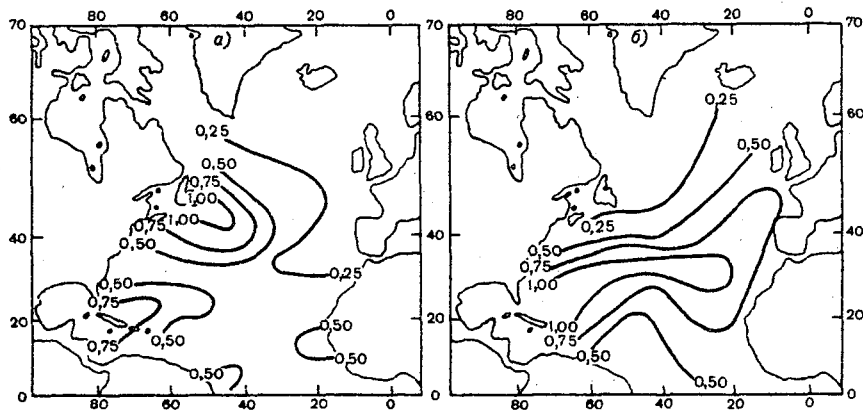


Рис. 2. Относительный вклад изменчивости полного потока тепла на поверхности океана в изменчивость температуры воды.

а — февраль, б — август.

Как видно из рис. 1, в зимний период роль радиации оказывается малосущественной практически для всей Северной Атлантики: в южной части акватории вклад этого механизма не превышает 0,2, а севернее 40° с. ш. он вообще пренебрежимо мал. Летом изменчивость радиационных процессов энергетически мало значима в западной части Северной Атлантики, севернее 40° с. ш., и восточной — севернее 60° с. ш. ($\sigma_{T(R)}/\sigma_T <$

$< 0,2$). Решающее значение изменчивость радиационных факторов летом имеет в широтной зоне $20-30^{\circ}$ с. ш., в приэкваториальных районах она существенно меньше ($0,2-0,4$). Приведенные результаты свидетельствуют о том, что для большей части акватории дисперсии радиационных потоков энергетически мало значимы для температуры океана (за исключением широтной зоны $20-30^{\circ}$ с. ш. в летний период). Поэтому корреляционные связи между температурой воды и облачностью не носят, очевидно, причинно-следственного характера, во всяком случае для умеренных широт, и, таким образом, облачность является лишь индикатором энергетически более мощных процессов.

Существенные отличия этих выводов от результатов, приведенных в [3], объясняются, очевидно, завышенными значениями дисперсий облачности, использованными в [3]. Так, в [3] в качестве характерного значения межгодовой изменчивости балла облачности использовано $\sigma_n = 2$, тогда как результаты обработки спутниковых данных, судовых наблюдений [6], данных станций погоды [12] показывают, что для Северной Атлантики таким характерным значением σ_n является 0,5 балла.

Результаты анализа рис. 2 показали, что величина $\sigma_{T(B)}/\sigma_T$ меняется по акватории весьма существенно. Зимой ее максимальные значения доходят до 1 в районе Ньюфаундлендской ЭАЗО. Следовательно, здесь отмечается наибольшая согласованность в изменчивости термике верхнего слоя океана и условий его теплообмена с атмосферой. Северо-восточная часть акватории характеризуется малым влиянием атмосферных воздействий на изменчивость T . Летом максимальные значения, близкие к 1, отмечаются в зоне $30-35^{\circ}$ с. ш., с уменьшением к северу и югу. Для тропических и приэкваториальных районов вклад потока тепла в изменчивость температуры воды близок к 0,5 в течение всего года, т. е. здесь вклад атмосферных и гидрологических факторов примерно одинаков. Что же касается умеренных широт океана, то наиболее важным выводом представляется кардинальное различие роли теплообмена океан-атмосфера в изменчивости температуры воды для западных и восточных районов океана в зимний период. Полученные результаты показывают, что в восточной и северо-восточной и частях Северной Атлантики особенность изменчивости температуры верхнего слоя океана могут быть удовлетворительно описаны на основании сведений только о процессах в океане, без учета особенностей атмосферы, тогда как в западной части ее умеренных широт ситуация прямо противоположная.

В таблице приведены среднеширотные значения рассчитанных отношений $\sigma_{T(R)}/\sigma_T$ и $\sigma_{T(B)}/\sigma_T$.

В заключение отметим некоторые неясности вопроса о роли аномалий температуры воды в формировании аномалий притоков тепла в атмосфере. Наиболее логичным предположением здесь выглядит автоматическое проявление аномалий притоков тепла при наличии аномалий

температуры поверхности океана через аномалии потока явного тепла океан–атмосфера. Однако расчеты коэффициентов корреляции между среднемесячными значениями температуры воды и потока тепла от океана в явном виде, выполненные по данным станций погоды [12], не показали наличие связности между этими величинами. Так, из 60 полученных значений коэффициентов корреляции (5 станций погоды за 12 мес по 20-летнему ряду) лишь 6 оказались значимыми по критерию Фишера, 3 из них имеют отрицательные значения. Такие же расчеты по среднесезонным значениям этих величин дали лишь один случай значимой (отрицательной) корреляции из 20, а по среднегодовым – ни одного из 5.

Широта	$\sigma_{T(B)}/\sigma_T$		$\sigma_{T(R)}/\sigma_T$	
	февраль	август	февраль	август
65° с. ш.	0,19	0,43	0,02	0,18
60	0,13	0,32	0,01	0,22
55°	0,21	0,41	0,01	0,19
50	0,31	0,41	0,02	0,26
45	0,38	0,47	0,04	0,31
40	0,53	0,54	0,05	0,40
35	0,32	1	0,07	0,55
30	0,39	1	0,12	0,72
25	0,56	1	0,17	0,73
20	0,48	0,75	0,23	0,50
15	0,42	0,75	0,21	0,37
10	0,37	0,46	0,21	0,28
5	0,54	0,54	0,26	0,31
0°	0,37	0,36	0,18	0,22
Средние значения	0,37	0,61	0,11	0,41

Таким образом, внешне логичная и простая последовательность проявлений аномалий в цепочке „облачность–радиация–температура воды – поток тепла от океана–приток тепла в атмосферу”, не является энергетически однозначно связанной. Очевидно, что взаимосвязь этих звеньев носит более сложный характер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андрущенко Е. Н., Ариель Н. З., Иванова И. И., Куралёва Н. А., Малевский–Малевич С. П., Мурашова А. В. Изменяемость среднемесячных значений характеристик энергообмена океан–атмосфера в Северной Атлантике. – Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 93–107.

2. Гулев С. К., Лаппо С. С. Крупномасштабное взаимодействие атмосферы и океана. Обзорная информация, сер. океанология вып. 1., Обнинск, ВНИИГМИ-МЦД, 1985, с. 94.
3. Зубова М. М., Угрюмов А. И. К вопросу о влиянии облачности на формирование длительных аномалий температуры воды в Северной Атлантике. Исследование взаимодействия океана и атмосферы в энергоактивных зонах. Сб. научных трудов (межвузовских). ЛПИ им. М. И. Калинина, Л., 1985, с. 23-37.
4. Калацкий В. И. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана. —Л.: Гидрометеиздат, 1978, с. 214.
5. Кузнецов А. А. Верхний квазиоднородный слой Северной Атлантики — ИОАН СССР, ВНИИГМИ-МЦД, Обнинск, 1982, с. 214.
6. Малевский-Малевич С. П. Изменчивость среднемесячных значений радиационных потоков в Северной Атлантике. — Метеорология и гидрология, № 2, 1985, с. 69-76.
7. Малевский-Малевич С. П. Методика и результаты расчетов межгодовой изменчивости среднемесячных значений радиационных и турбулентных потоков на границе раздела океан-атмосфера. Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос, программа „Разрезы” — т. 6, ВИНТИ, М., 1986, с. 53-64.
8. Малевский-Малевич С. П. Межгодовая изменчивость характеристик взаимодействия океан-атмосфера. Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос, программа „Разрезы”. — ВИНТИ, 1987, т. 8, с. 110-120.
9. Рекомендации по расчету составляющих радиационного баланса поверхности океана. —Л., ГГО, 1982, с. 92.
10. Средние месячные ежегодные значения гидрометеорологических элементов в Северной Атлантике. Вып. 1. Температура воды. — Обнинск, ВНИИГМИ-МЦД, 1980, с. 111.
11. Стратификация вод северной части Атлантического океана. — Труды ВНИИГМИ-МЦД, 1980, вып. 69, с. 127.
12. Характеристики энергообмена океан-атмосфера / Н. З. Ариель, Г. В. Гирдюк, В. Н. Егоров, С. П. Малевский-Малевич, А. В. Мурашова. —Л.: Гидрометеиздат, 1984. —79 с.

МЕЖГОДОВАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПОТОКОВ РАДИАЦИИ, ТЕПЛА И ВЛАГИ НА ПОВЕРХНОСТИ СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА

Для изучения воздействий океана на короткопериодные колебания климата необходимо иметь сведения не только о климате теплообмена океан-атмосфера, но и об изменчивости этих процессов. Однако приемы простой статистической обработки данных позволяют охарактеризовать межгодовую изменчивость среднемесячных, среднесезонных и среднегодовых значений потоков радиации, тепла и влаги лишь для океанских станций погоды с длительными рядами наблюдений [5]. Поэтому в работах [1-4] был предложен метод определения межгодовой изменчивости среднемесячных значений радиационных и турбулентных потоков на поверхности океана, основанный на параметризации дисперсий потоков через дисперсии основных определяющих параметров. Этот метод был использован для получения карт дисперсий потоков для акватории Северной Атлантики [1, 2]. Выполненные сопоставления результатов таких расчетов для районов станций погоды с результатами, приведенными в [5], показали их удовлетворительное согласование.

В настоящей работе представлены результаты аналогичных расчетов средних квадратических отклонений среднемесячных значений радиационного баланса (R), турбулентных потоков тепла в явном (H) и скрытом (LE) виде и результирующего потока тепла на поверхности океана (B) для акватории северной части Тихого океана. Расчеты проводились для узлов координатной сетки $5 \times 5^\circ$ для февраля, мая, августа и ноября.

Значения σ_R определялись на основании расчетов дисперсий суммарной солнечной радиации и эффективного излучения с учетом корреляции между этими величинами [2]. Дисперсия балла облачности, практически полностью определяющая изменчивость потоков солнечной радиации и воздействующая на изменчивость эффективного излучения, была определена В. М. Мирвис по результатам обработки 10-летнего ряда спутниковых наблюдений. Значения дисперсии перепада температур вода-воздух $\sigma_{\Delta T}^2$, также влияющей на изменчивость эффективного излучения, определялись по зависимостям, приведенным в [2].

Результаты расчетов σ_R приведены на рис. 1. Как видно из представленных карт, изменчивость радиационного баланса имеет в основном зональный характер. Максимальные значения σ_R равны 3-4 мДж/(м² · сут) и наблюдаются в экваториальных районах и в области Калифорнийского течения. По сравнению с Северной Атлантикой акватория северной части Тихого океана характеризуется несколько большей изменчивостью радиационных потоков. Основная причина этого - заметно большая

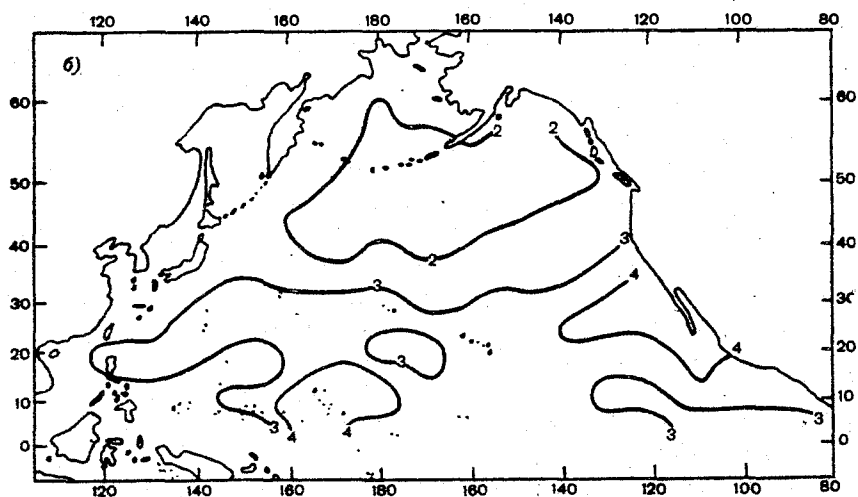
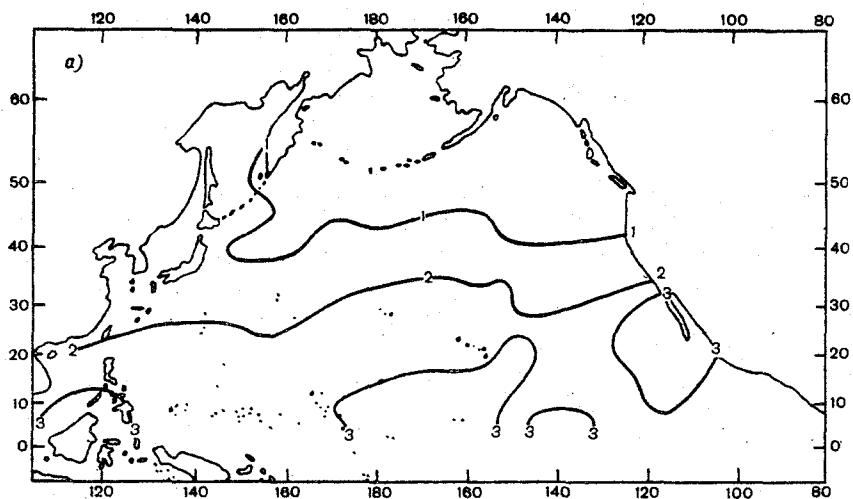
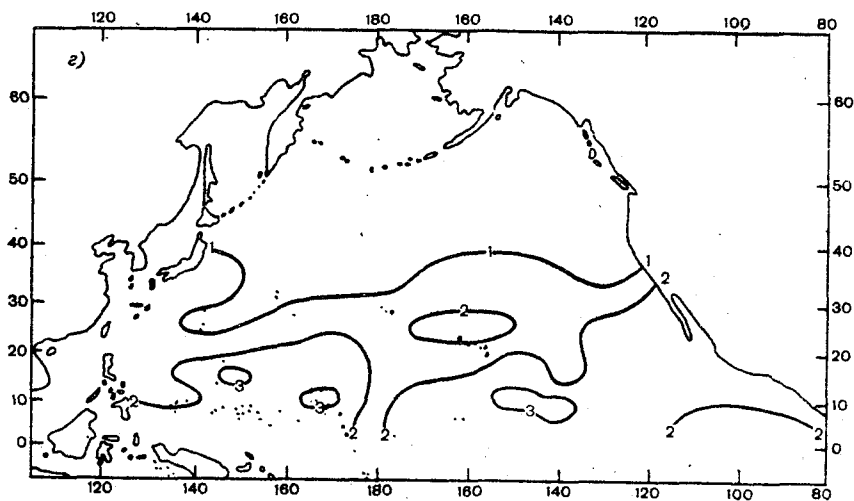
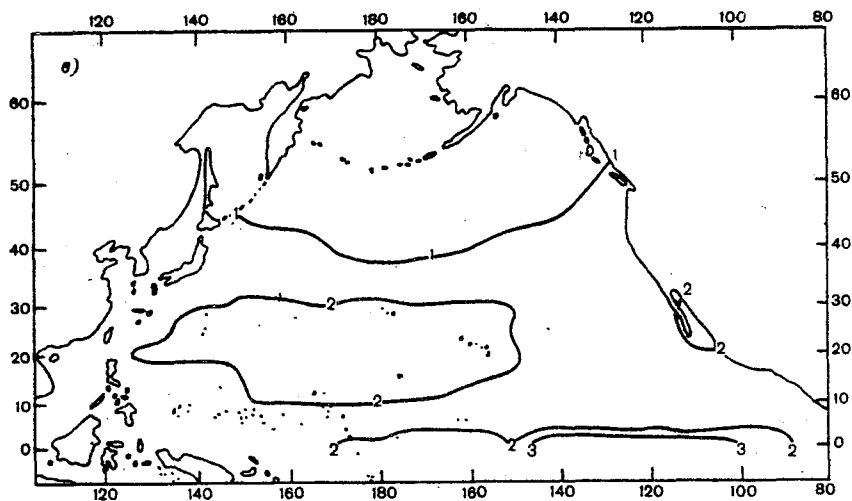


Рис. 1. Изменчивость радиационного баланса (σ_R).
 а — февраль, б — май, в — август, г — ноябрь.



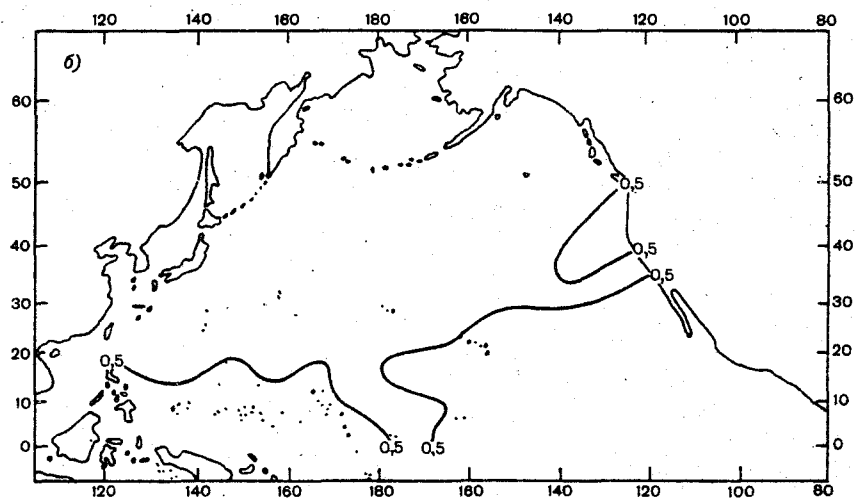
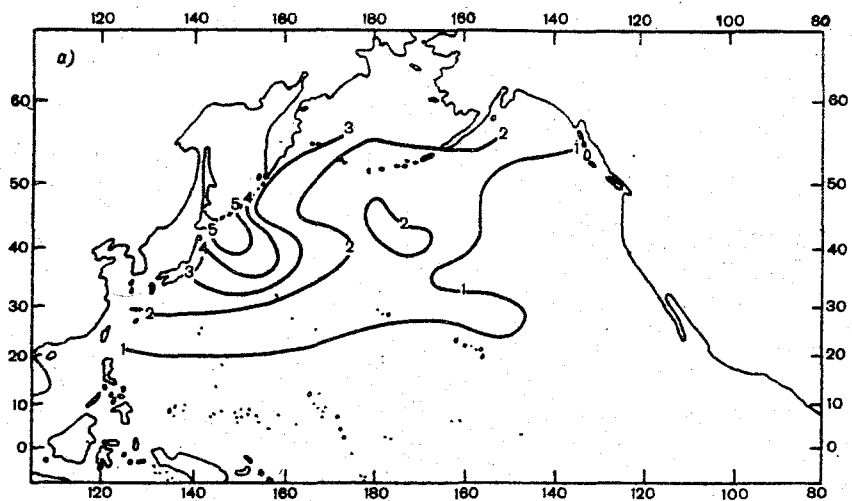
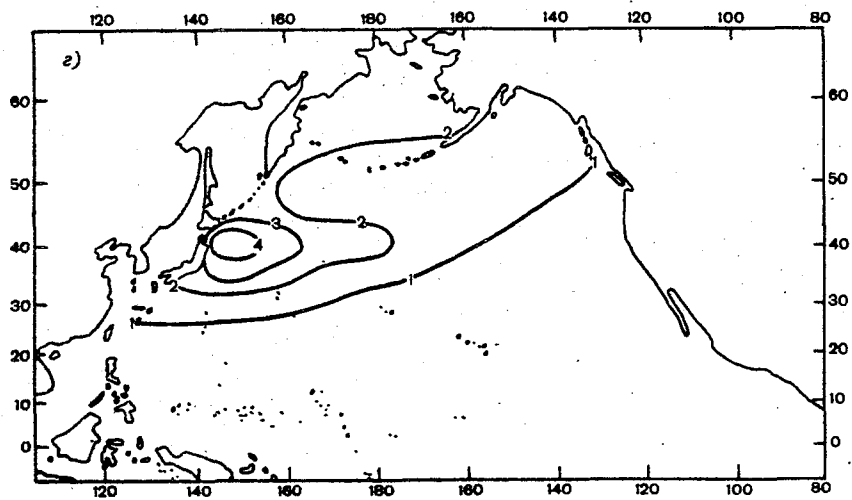
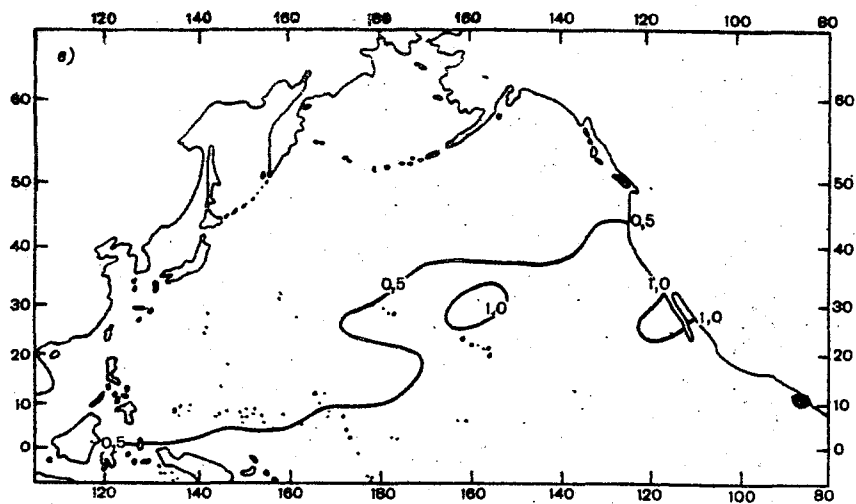


Рис. 2. Изменчивость турбулентного потока тепла (σ_R).
 а — февраль, б — май, в — август, г — ноябрь.



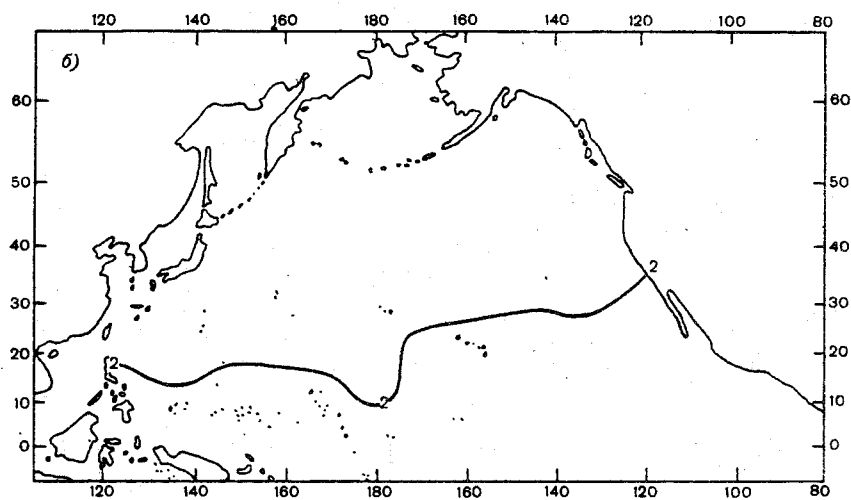
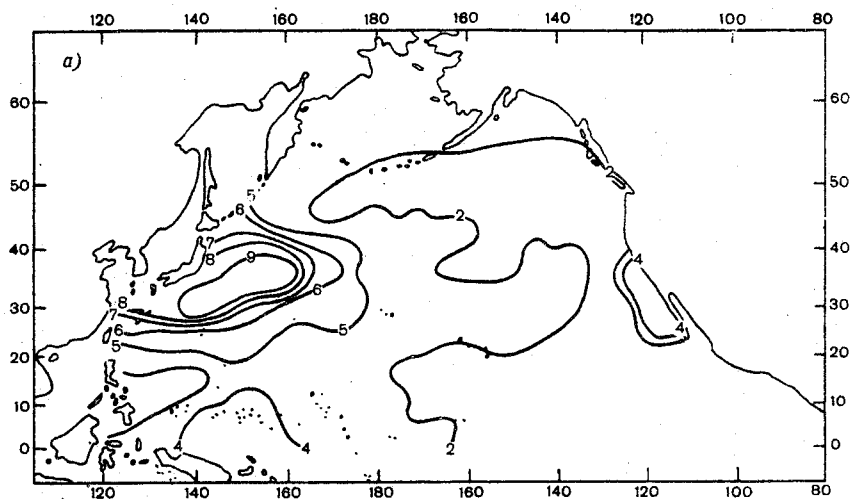
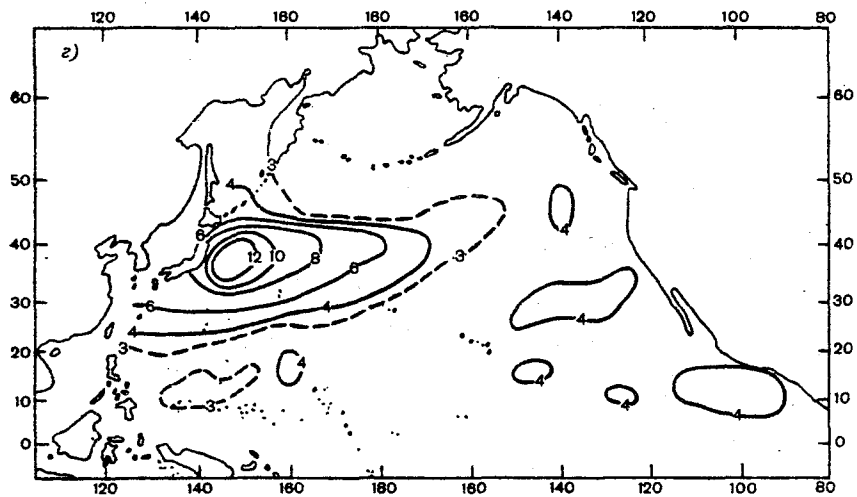
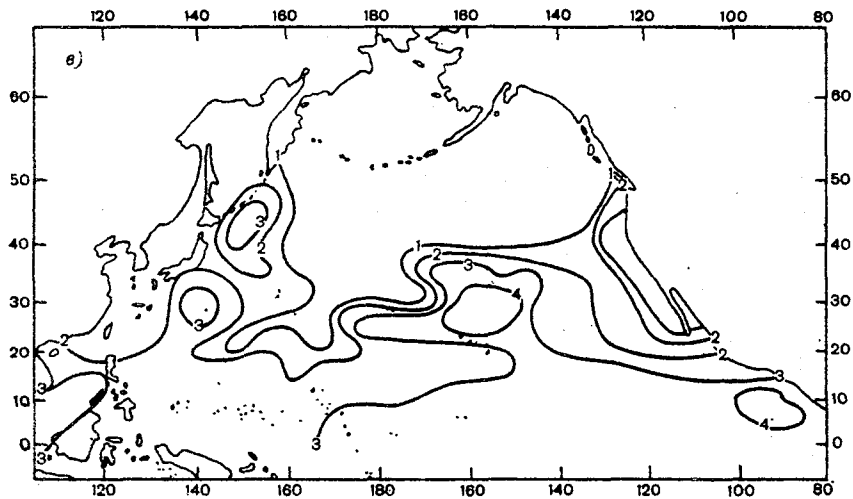


Рис. 3. Изменчивость затрат тепла на испарение (σ_{LE}).

а — февраль, б — май, в — август, г — ноябрь.



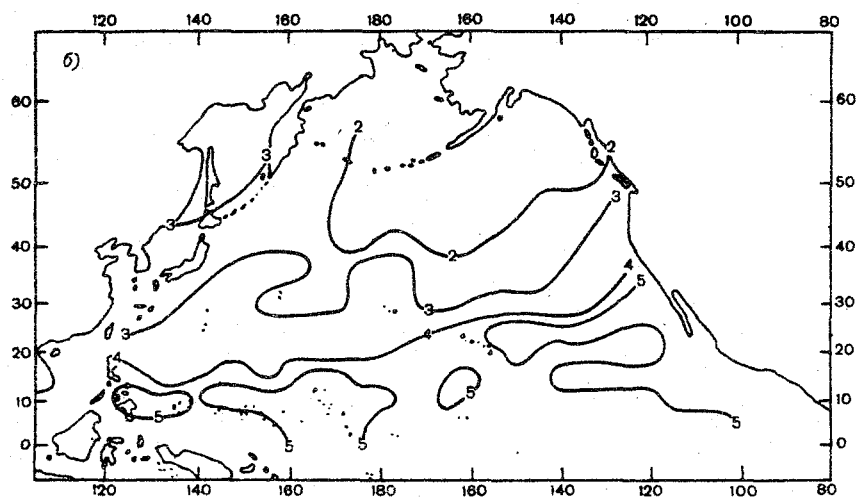
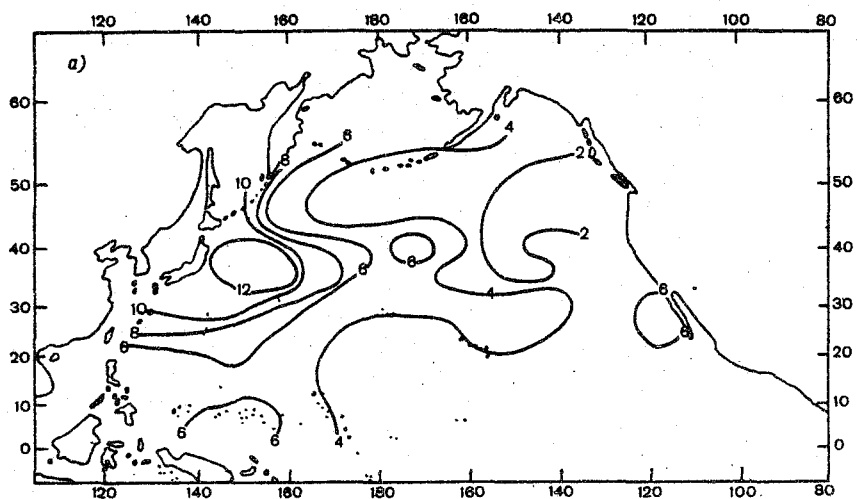
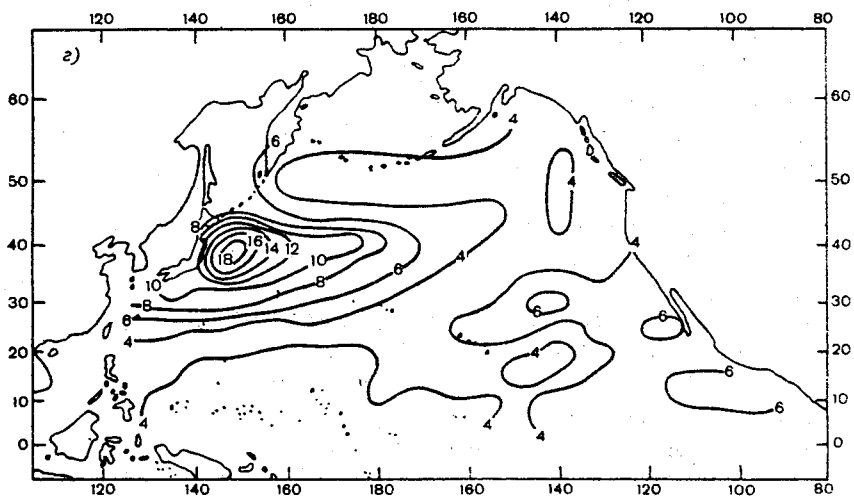
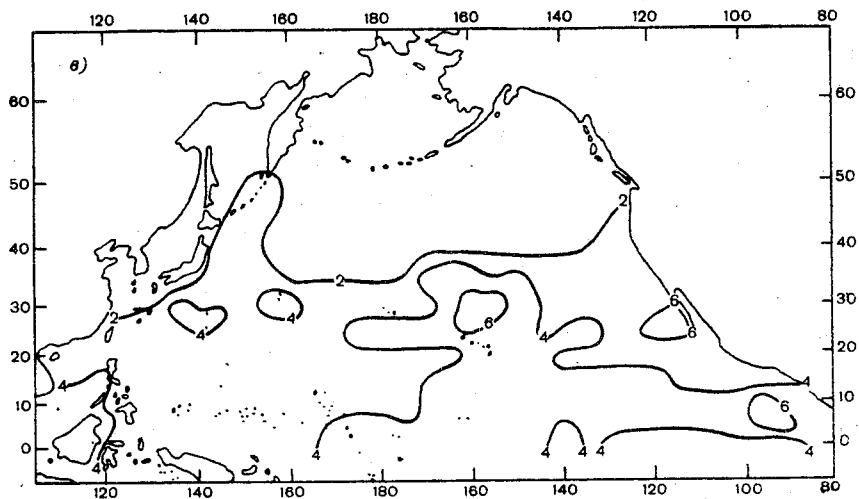


Рис. 4. Изменчивость результирующего потока тепла (Q_R).
 а — февраль, б — май, в — август, г — ноябрь.



изменчивость облачности. Так, если для Северной Атлантики характерные значения σ_n (n – балл общей облачности) близки к 0,5, то для северной части Тихого океана они близки к 1. Например, для мая $\bar{\sigma}_n = 0,89$, $\sigma_{\sigma_n} = 0,19$.

Для расчетов изменчивости турбулентных потоков тепла в явном и скрытом виде (σ_H и σ_{LE}) использовался способ, изложенный в [1, 3, 4]. Необходимые для расчетов параметризации были проведены по имеющимся материалам регулярных наблюдений в Тихом океане – данным измерений на станции погоды Р за 15 лет и данным японских метеорологических буев. Эти результаты подтвердили функциональные зависимости между вторыми и первыми моментами для основных определяющих параметров: скорости ветра и перепада температуры вода–воздух ($\sigma_u(\bar{u})$ и $\sigma_{\Delta t}(\Delta \bar{t})$), которые использованы в расчетах дисперсий потоков.

На рис. 2 и 3 представлены рассчитанные значения σ_H и σ_{LE} .

Максимальная изменчивость турбулентных потоков отмечается в холодное полугодие (ноябрь, февраль) в районе ЭАЗО Курисио. Здесь значения σ_H достигают 5 мДж/(м²·сут), σ_{LE} – 12 мДж/(м²·сут). На остальной части акватории для σ_H и σ_{LE} характерны значения 1–2 мДж/(м²·сут). Лишь в районе Калифорнийского течения σ_{LE} достигает 4 мДж/(м²·сут). В теплое полугодие (май, август) значения σ_H везде малы. Значения σ_{LE} в мае одинаковы практически для всей акватории, а в августе их распределение имеет достаточно сложный характер с максимальными значениями до 4 мДж/(м²·сут).

Основное отличие в распределении изменчивости турбулентных потоков для северных частей Атлантического и Тихого океанов состоит в том, что максимальная межгодовая изменчивость для Атлантики отмечается в феврале [1], а для Тихого океана – в ноябре.

На рис. 4 приведены результаты расчетов межгодовой изменчивости результирующего потока тепла $\sigma_B (B = R - (H + LE))$. Расчеты σ_B выполнены с учетом корреляции между радиационными и турбулентными потоками [1, 4]. В холодное полугодие изменчивость результирующего потока тепла в основном определяется изменчивостью турбулентных потоков, в мае – изменчивостью радиационного баланса, а в августе – изменчивостью радиационного баланса и турбулентного потока тепла в скрытом виде. Районы максимальной изменчивости B в холодный период года относятся к ЭАЗО Курисио (февраль – 12 мДж/(м²·сут), ноябрь – 18 мДж/(м²·сут), в теплый – к тропическим областям (4–6 мДж/(м²·сут)).

В таблице для сравнения приведены максимальные значения изменчивости турбулентных потоков и результирующего потока тепла для районов ЭАЗО Курисио и Ньюфаундлендской ЭАЗО в Северной Атлантике.

Для оценки коэффициентов вариации турбулентных потоков в северной части Тихого океана использованы результаты расчетов средних климатических значений этих потоков, выполненных Л. А. Строкиной. Эти коэффициенты для потока тепла в явном виде в основном изменяются от 0,2 до 0,7, их максимальные значения близки к 1 в летние месяцы

в районе Калифорнийского течения. Для потока тепла в скрытом виде характерные значения коэффициентов вариации несколько меньше — от 0,1 до 0,4, с максимальными значениями, также близкими к 1 в том же районе Калифорнийского течения.

Результаты выполненных расчетов межгодовой изменчивости среднемесячных значений потоков на поверхности океана могут объективно

Межгодовая изменчивость среднемесячных значений турбулентных потоков тепла в явном (σ_H) и скрытом (σ_{LE}) виде и результирующего потока тепла (σ_B) (МДж/(м² · сут))

Район	Февраль			Май			Август			Ноябрь		
	σ_H	σ_{LE}	σ_B	σ_H	σ_{LE}	σ_B	σ_H	σ_{LE}	σ_B	σ_H	σ_{LE}	σ_B
Ньюфаундлендская ЭАЗО	4	10	16	2	4	8	0,5	2	4	2	8	10
ЭАЗО Куроисио	5	10	>12	<0,5	1	3	0,5	4	4	7	>12	>18

характеризовать меру „аномальности” потоков тепла при выполнении локальных исследований процессов теплообмена, ведущихся по программе „Разрезы” в энергоактивных зонах океана и при моделировании эффектов воздействия океана на естественную изменчивость крупномасштабных атмосферных процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Изменчивость среднемесячных значений характеристик энергообмена океан—атмосфера в Северной Атлантике / Е. А. Андрущенко, Н. З. Ариель, И. И. Иванова, Н. А. Куралева, С. П. Малевский-Малевич, А. В. Мурашова. — Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 93—107.
2. Малевский-Малевич С. П. Изменчивость среднемесячных значений радиационных потоков в Северной Атлантике — Метеорология и гидрология, 1985, № 2, с. 69—76.
3. Малевский-Малевич С. П. Методика и результаты расчетов межгодовой изменчивости радиационных и турбулентных потоков на границе раздела океан—атмосфера. Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос, программа „Разрезы”. — ВИНТИ, 1986, т. 6, с. 53—64.
4. Малевский-Малевич С. П. Межгодовая изменчивость характеристик взаимодействия океан—атмосфера. Итоги науки и техники. Атмосфера, океан, космос, программа „Разрезы”. — ВИНТИ, 1987, т. 8, с. 110—120.
5. Характеристики энергообмена океан—атмосфера / Н. З. Ариель, Г. В. Гирджок, Б. Н. Егоров, С. П. Малевский-Малевич, А. В. Мурашова. — Л.: Гидрометеиздат, 1984, с. 79.

АВТОКОЛЕБАНИЯ В СИСТЕМЕ ОКЕАН—АТМОСФЕРА ЗА СЧЕТ ВЛИЯНИЯ ОБЛАЧНОСТИ КАК РЕГУЛЯТОРА С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

1. Облачность играет важную роль в формировании процессов, происходящих в атмосфере и океане, а также взаимодействии между ними. При образовании облаков за счет конденсации водяного пара скрытая теплота переходит в явную и происходит нагревание атмосферы. Однако это выделенное тепло может и отниматься от атмосферы при испарении облаков, поэтому только количество выпавших из облаков осадков позволяет оценить „окончательно” (на определенной стадии круговорота воды в системе океан—атмосфера) количество тепла, оставшегося в атмосфере при конденсации („сгорании”) водяного пара. Имеющаяся сравнительно редкая сеть метеорологических станций (особенно для океана) и методические трудности в определении количества выпавших осадков (в первую очередь для океана) существенным образом затрудняют оценки этого энергетического влияния облачности. С учетом сказанного выше, следует также иметь в виду, что используемый в качестве одного из критериев теплового взаимодействия океана и атмосферы турбулентный поток скрытого тепла (LE_0) фактически характеризует в явном виде только потерю тепла поверхностью океана при испарении, тогда как для атмосферы он является только потенциально возможным потоком тепла, который может реализовываться в явную форму тепла в иных (по отношению к тем, где происходит испарение) физико-географических районах и в другие моменты времени.

2. Облачность также влияет на тепловой режим атмосферы и океана за счет изменения условий распространения коротковолновой и длинноволновой радиации. В общем случае облачность уменьшает суммарную радиацию, но иногда (особенно при облачности среднего яруса) за счет попадания в просветы прямой радиации и увеличения рассеянной радиации, может происходить заметное (до 50 %) увеличение суммарной радиации [1]. С другой стороны, облачность, увеличивая длинноволновое излучение атмосферы, уменьшает эффективное излучение подстилающей поверхности. С учетом этих обстоятельств влияние облачности на радиационный баланс поверхности океана (R) не является однозначным и должно зависеть от количества и формы облаков, высоты солнца (географических координат рассматриваемой точки, времени года и суток). По оценкам [2], при облачности 3–6 баллов радиационный баланс поверхности может быть даже больше, чем при облачности 0–2 балла. Согласно

[3], для Средней Азии, юга и северо-запада европейской части СССР влияние облачности на R определяется в основном через изменение притока коротковолновой радиации, который резко уменьшается при ослаблении интенсивности сияния солнца, однако, для данной интенсивности и высоты солнца он может увеличиваться с ростом (по крайней мере, до 7 баллов) кучевой облачности (форма Cu).

Результаты обработки данных за 3–8 сут наблюдений в Вангара [4] показали, что для дневных условий ($R > 0$) знаки R' и N'_n (отклонений фактических ежечасных значений радиационного баланса и количества нижних облаков от средних для данного часа за указанные 6 сут) противоположны в 55 % случаев, тогда как для ночных условий знаки совпадают в 77 % случаев.

Для общей облачности знаки R' и $N'_{об}$ днем противоположны в 66 % случаев, а ночью совпадают в 79 % случаев. Исходя из общих физических соображений, можно ожидать, что в среднем увеличение облачности должно вызывать уменьшение R (за исключением случаев с отсутствием или малой суммарной радиацией: ночные, утренние и вечерние часы в умеренных и низких широтах, а также зима, осень, весна в высоких широтах). Если это так, то, исходя из уравнения теплового баланса любой подстилающей поверхности

$$R = P_0 + LE_0 + B \quad (1)$$

(здесь P_0 – турбулентный поток явного тепла у поверхности земли; B – теплообмен поверхности с нижележащими слоями), есть основания ожидать, что при увеличении облачности, по крайней мере, для суши, где в среднем $B \approx 0,1R$, будет происходить уменьшение $Q = P_0 + LE_0$. Конечно, даже для суши вопрос о величине B не является простым, так как, несмотря на то что этот теплообмен определяется обычно молекулярной теплопроводностью, он зависит от теплофизических свойств почвы или снежно-ледяного покрова (о море, где действует турбулентный механизм переноса тепла, речь пойдет дальше). В качестве примера на рис. 1 показана зависимость B от R для 26–31 сут наблюдений в Вангара [4]. Видно, что для линейной аппроксимации $B = aR$ имеющийся разброс точек в основном находится в диапазоне $a = 0,1 \dots 0,5$, тогда как осреднение по градациям R (в 4 единицы) дает точки обозначенные кружками, по которым достаточно уверенно можно говорить о средней зависимости $B \approx 0,3R$.

Уменьшение $(P_0 + LE_0)$ должно приводить к ослаблению конвективной неустойчивости (за счет уменьшения P_0) и уменьшению переноса водяного пара (за счет уменьшения E_0 и P_0), т. е. к уменьшению облачности, по крайней мере, конвективной. Это вызовет рост R , связанное с ним увеличение $(P_0 + LE_0)$ и в итоге увеличение конвективной облачности. Исходя из этого механизма в системе атмосфера–подстилающая поверхность можно ожидать возникновение автоколебаний, т. е. чисто или

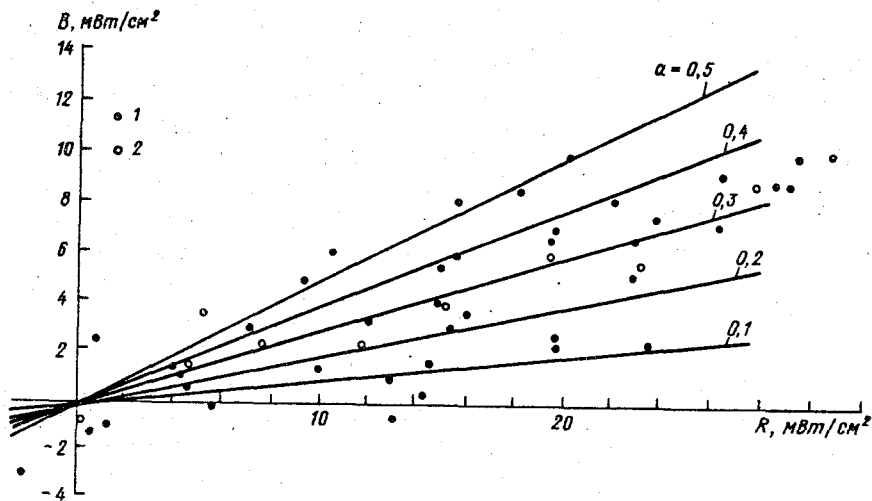


Рис. 1. Зависимость теплообмена B от радиационного баланса поверхности R по данным [4].

1 — данные наблюдений; 2 — средние значения по градиентам R в 4 единицы.

квазипериодических колебаний локальной конвективной облачности и потоков со сдвигом по фазе. Для качественного объяснения долгопериодных колебаний в системе океан–атмосфера этот механизм рассмотрен в [5]; там же на основании простой модели, учитывающей тропосферу и квазиоднородный слой океана показано, что за счет облачности в системе океан–атмосфера могут возникать автоколебания с периодом около 8 месяцев, который совпадает с 7–8-месячным периодом колебания температуры воздуха, обнаруженным при изучении связи между осредненными аномалиями облачности и температуры воздуха в [6]. Близкая к этой оценка периода колебаний в системе океан–атмосфера (около 1 – 5 месяцев) за счет влияния облачности получена на основании сравнительно простой аналитической модели еще в [7]. О возможности существования такого механизма автоколебаний с периодом в несколько суток свидетельствует рис. 2, на котором показаны межсуточные изменения средних суточных значений R и $(P_0 + LE_0)$ по данным наблюдений на 1 полигоне 11–25 июля 1972 г. в ТРОПЭКС-72 [11]. Хотя здесь в явном виде не присутствует облачность (N), очевидно, что межсуточные изменения R в значительной степени связаны с изменением N . Хорошо видно существование квазицикличности в изменении $R(N)$, а также $(P_0 + LE_0)$ с периодами около 3–5 сут. На возможность возникновения и поддержания колебаний во внутритропической зоне конвергенции (ВЗК) за счет влияния облачности как регулятора с обратной связью указывается в [12]. Следует однако, указать, что в [13] для тропиков отвергается сущест-

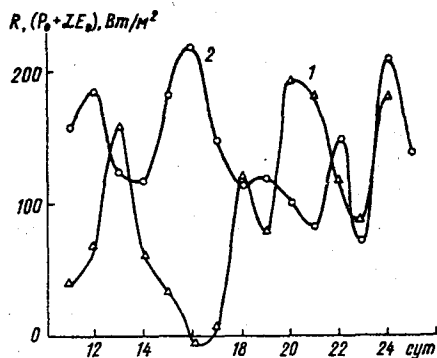


Рис. 2. Изменение средних суточных значений радиационного баланса R (1) и суммы турбулентного потока явного и скрытого тепла $P_0 + LE_0$ (2) на 1-м полигоне 11–25 июля 1972 г. в ТРСПЭК-72.

воване прямой связи ($P_0 + LE_0$) с облачностью и предполагается, что они одновременно определяются типом циркуляции. По оценкам [14] здесь действительно имеются возмущения типа восточных волн с периодом около 3 сут.

Имея в виду возможность и альтернативного объяснения колебаний на рис. 2, попробуем все же в дальнейшем описать их как автоколебания, исходя из того, что согласно [16], кучевые облака на экваторе являются внутримассовыми, ежесуточно создаваемыми и разрушаемыми конвекцией в окрестности точки наблюдений. В работе [15], обобщающей результаты исследований в тропиках, также утверждается, что колебания облачности с периодами 4–5 сут вызваны прохождением синоптических волн, однако, колебания с периодами 2–3 недели могут быть связаны с автоколебаниями в системе океан–атмосфера.

В ряде работ [8, 9, 10] рассмотрены более сложные физические модели, позволяющие исследовать влияние экранирования поверхности конвективной облачностью и описать возникающие при этом короткопериодные колебания. В [8] показано, что облачность уменьшает удельную кинетическую энергию конвективных движений в 2–5 раз и при малых вертикальных градиентах температуры могут возникать колебания с периодом около 2-х ч. Однако в [9], хотя и подтверждено заметное ослабление конвекции при сильной облачности, но не обнаружено квазипериодического режима в эволюции облачности. Наиболее полная модель зависимости колебательного режима развития конвективных облаков от параметров окружающей среды и самого облака (стратификации температуры и влажности, вертикального сдвига ветра, интенсивности турбулентности, фазовых переходов и осадков), предложенная в [10], позволила обнаружить новый механизм поддержания квазипериодических колебаний конвективных облаков, связанный с распространением в подоблачный

неустойчиво стратифицированный слой области насыщения за счет испарения осадков. По оценкам авторов [10], период этих колебаний составляет около 15 мин. В этой же работе дается обзор и других механизмов колебаний, периоды которых могут достигать 30–40 мин. Приведенные оценки неплохо согласуются с наблюдениями ($T = 10 \dots 25$ мин).

Интересное статистическое исследование связи между конвективной облачностью и многочисленными параметрами атмосферы в тропической части Северной Атлантики для сдвигов по времени $\Delta t = 1-5$ ч выполнено в [15]. Хотя коэффициенты парной корреляции при этом получаются невысокими, результаты этого исследования в целом подтверждают рассмотренный качественный механизм автоколебаний. Отмечается наиболее тесная связь ($r = 0,4 \dots 0,5$) конвективной облачности с разностью температуры воды и воздуха (Δt), которая в значительной степени определяет турбулентные потоки явного и скрытого тепла. Максимальный коэффициент корреляции наблюдается для $\Delta t = 0$, однако при $\Delta t > 0$ (т. е. наблюдения Δt опережают наблюдения облачности), он остается положительным и сравнительно слабо убывает, т. е. связь Δt и N прямая (увеличение Δt , а значит Q , приводит к увеличению N). При $\Delta t < 0$ уже для $|\Delta t| = 1$ ч связь становится обратной (увеличение N вызывает уменьшение Δt и, следовательно, Q).

3. Конечно, наиболее полное описание механизма автоколебаний должно основываться на физической модели, учитывающей механизмы турбулентного переноса тепла и водяного пара в подоблачном слое, лучистого переноса в подоблачном и облачном слое, образования и рассеивания облаков, взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью или прилегающим к ней слоем почвы (воды). Так как многие из этих механизмов в настоящее время изучены недостаточно полно, описываются сложными соотношениями, зависящими от большого числа параметров и эмпирических постоянных, то объединение их в рамках единой модели пока представляется не только трудным, но и нецелесообразным.

В этих условиях оправдано искать возможности описания автоколебаний в рамках малопараметрической модели, учитывающей основные особенности их механизма. Одним из возможных вариантов такого подхода является построение модели, описывающей рассмотренный в начале статьи качественный механизм возникновения автоколебаний.

Для построения такой модели используем подход, предложенный в свое время в [17] для описания автоколебаний в системе Северная Атлантика–Северный Ледовитый океан.

Будем рассматривать только локальную конвективную облачность и обозначим через $Q_0 = (P_0 + LE_0)_0$ некоторое равновесное значение Q , которому соответствует равновесная облачность N_0 . В таком случае рассмотренный ранее физический механизм возникновения автоколебаний можно в качестве первого приближения описать следующей системой уравнений:

$$\frac{dN}{dt} = f_1(Q - Q_0), \quad (2)^*$$

$$\frac{dR}{dt} = f_2(N - N_0). \quad (3)$$

Чтобы связать (3) с (2), рассмотрим наиболее общий случай, когда подстилающей поверхностью является граница раздела между воздухом и водой. Так как коротковолновая (солнечная) радиация не поглощается самой поверхностью воды (по оценкам [18] для чистой воды в верхнем 1-метровом слое поглощается только 55 %, в 5-метровом слое – 76 %, 20-метровом – 92 %), то для установления связи R и Q нужно рассматривать уравнение теплового баланса верхнего слоя океана. Приведенные выше оценки поглощения солнечной радиации показывают, что в качестве такого слоя можно выбрать верхний квазиоднородный слой океана (ВКОСО), для которого

$$\tilde{\rho} \tilde{c} \frac{\partial}{\partial t} (h \tilde{T}) = B_1 + B_2 + A + R_k, \quad (4)$$

где h – глубина ВКОСО; A – адвекция тепла; R_k – коротковолновая часть

$$R; B_1 = -\tilde{\rho} \tilde{c} \tilde{k} \left. \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{z}} \right|_{\tilde{z} \rightarrow 0}, B_2 = -\tilde{\rho} \tilde{c} \tilde{k} \left. \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{z}} \right|_{\tilde{z} \rightarrow h}, \text{ т. е. потоки тепла через}$$

верхнюю и нижнюю границы соответственно.

Так как из уравнения теплового баланса поверхности океана

$$B_1 = -E_{\text{эф}} - Q, \quad (5)$$

то, подставляя (5) в (4) и учитывая, что $R = R_k - E_{\text{эф}}$, получаем

$$R = Q + \tilde{B}, \quad (6)$$

где величина

$$\tilde{B} = \tilde{\rho} \tilde{c} \frac{\partial}{\partial t} (h \tilde{T}) - B_2 - A, \quad (7)$$

может быть определена из океанологических наблюдений или описана моделью ВКОСО. Подставим (6) в (3) и перейдем в правых частях (2) и (3) к безразмерным величинам $Q_n = Q/\bar{R}$, $N_n = N/\bar{N}$, где $\bar{R}$ и $\bar{N}$ масштабы радиационного баланса и облачности, соответственно, тогда

* В более общем случае в уравнениях (2) – (3) должны учитываться сдвиги по времени $\Delta \tau_1$ и $\Delta \tau_2$, соответственно. Согласно [15] $\Delta \tau_1$ – запаздывание в развитии конвективных процессов при изменении параметров атмосферы обычно составляет около 2–4 ч. Так как в настоящее время вопрос о выборе $\Delta \tau_1$ и $\Delta \tau_2$ пока неясен, то ограничимся рассмотрением случая $\Delta \tau_1 = \Delta \tau_2 = 0$.

$$\frac{dN}{dt} = \hat{f}_1(Q_n - Q_{0n}), \quad (2^1)$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{d\tilde{B}}{dt} = \hat{f}_2(N_n - N_{0n}). \quad (3^1)$$

Считая аргументы функций $\hat{f}_1$ и $\hat{f}_2$ малыми величинами, разложим эти функции в ряд Маклорена и, ограничиваясь первыми двумя членами разложения, после перехода вновь к размерным величинам получаем

$$\frac{dN}{dt} = \hat{f}_1(0) + \hat{f}_1'(0) \cdot \frac{1}{R} (Q - Q_0) = n_1 + n(Q - Q_0), \quad (8)$$

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{d\tilde{B}}{dt} = \hat{f}_2(0) + \hat{f}_2'(0) \cdot \frac{1}{N} (N - N_0) = m_1 + m(N - N_0), \quad (9)$$

где n, m — положительные коэффициенты. Знак в (9) выбран в соответствии с описанным механизмом. Продифференцировав (8), (9) еще раз по времени и используя сами эти уравнения, получим

$$\frac{d^2 N}{dt^2} + nmN = -n \frac{d\tilde{B}}{dt}, \quad (10)$$

$$\frac{d^2 Q'}{dt^2} + nmQ' = -\frac{d^2 \tilde{B}}{dt^2}, \quad (11)$$

где $N = N - N_0 - \frac{m_1}{m}$, $Q' = Q - Q_0 + \frac{n_1}{n}$.

Уравнения (10), (11) являются уравнениями вынужденных колебаний [19, 20]. Решения однородных уравнений имеют вид

$$N = c_1 \sin \sqrt{nm} t + c_2 \cos \sqrt{nm} t = A_1 \sin(\sqrt{nm} t + \psi_1), \quad (12)$$

$$Q' = c_3 \sin \sqrt{nm} t + c_4 \cos \sqrt{nm} t = A_2 \sin(\sqrt{nm} t + \psi_2), \quad (13)$$

где $A_1 = (c_1^2 + c_2^2)^{1/2}$ и $A_2 = (c_3^2 + c_4^2)^{1/2}$ — амплитуды, $\operatorname{tg} \psi_1 = c_2/c_1$ и $\operatorname{tg} \psi_2 = c_4/c_3$ (ψ_1 и ψ_2 — начальные фазы).

Эти решения описывают автоколебания с периодом

$$T = 2\pi/\sqrt{nm}. \quad (14)$$

Частные решения неоднородных уравнений имеют вид [20]:

$$Y_i = \frac{2}{\lambda} \int_c^t f_i(x) \sin \frac{\lambda}{2}(t-x) dx, \quad (15)$$

где $\lambda^2 = 4nm$ ($\lambda = \pm 2\sqrt{nm}$), $f_i(x) = \begin{cases} -n \frac{d\tilde{B}}{dt} \\ -\frac{d^2 \tilde{B}}{dt^2} \end{cases}$.

4. Так как $\tilde{B}(t)$ в общем случае, согласно (7), является сложной функцией, определение которой представляет самостоятельную задачу, то

ограничимся пока рассмотрением ряда простых моделей для $\tilde{B}(t)$, учитывающих широкий спектр реальных условий.

а) $\tilde{B} = \text{const}$ или $\tilde{B} \rightarrow 0$.

Этот случай характерен для суши, когда $\tilde{B} = B \leq 0,1R$, т. е. уравнение теплового баланса поверхности имеет вид $R \approx Q$, и для малых интервалов времени для океана. Уравнения (10), (11) при этом являются однородными и описывают автоколебания (12), (13) с периодом T , определяемым (14), где h и m определяются по данным наблюдений, согласно (8), (9).

б) $\tilde{B} = aR$.

Для суши ($\tilde{B} = B$) такой случай был рассмотрен на рис. 1. При $Q = (1-a)R$ решения соответствующих уравнений будут иметь вид

$$N' = A_1 \sin(\sqrt{(1-a)nm} t + \psi_1), \quad (12^1)$$

$$Q' = A_2 \sin(\sqrt{(1-a)nm} t + \psi_2), \quad (13^1)$$

т. е. будут также описывать чистые автоколебания с периодом

$$T = 2\pi/\sqrt{(1-a)nm}. \quad (14^1)$$

Для определения n и m используются уравнения аналогичные (8), (9)

$$\frac{dN}{dt} = n_1 + n(Q - Q_0), \quad (8^1)$$

$$\frac{dQ}{dt} = (1-a)[m_1 - m(N - N_0)], \quad (9^1)$$

очевидно, что при $\tilde{m} = (1-a)m$ этот случай сводится к предыдущему.

в) $\tilde{B} = \alpha t + \beta$.

В данном случае решение для Q' сохраняет вид (13), т. е. Q имеет вид гармонического колебания с периодом $T = 2\pi/\sqrt{nm}$ относительно уровня $Q_0 + n_1/m$. Решение неоднородного уравнения для N' с учетом (15) будет иметь вид

$$N' = \tilde{A}_1 \sin(\sqrt{nm} t + \tilde{\psi}_1) - \frac{\alpha}{m}, \quad (16)$$

где $\tilde{A}_1 = \sqrt{c_1^2 + (c_2 + \frac{\alpha}{m})^2}$, $\tilde{\psi}_1 = (c_2 + \frac{\alpha}{m})/c_1$,

т. е. N также будет описываться гармоническими колебаниями с тем же периодом, но относительно уровня $N_0 - \frac{m_1}{m} - \frac{\alpha}{m}$ (за счет постоянного внешнего воздействия). Таким образом, будут существовать автоколебания с периодом, определяемым (14).

г) $\tilde{B} = \alpha t^2 + \beta t + \delta$.

При этом решения уравнений (10), (11) имеют вид

$$Q' = \hat{A}_2 \sin(\sqrt{nm} t + \hat{\psi}_2) - \frac{2\alpha}{nm} \quad (17)$$

$$N' = \hat{A}_1 \sin(\sqrt{nm} t + \hat{\psi}_1) - \frac{1}{m}(2\alpha t + \beta), \quad (18)$$

где $\hat{A}_1 = \sqrt{(c_1 + \frac{2\alpha}{m\sqrt{nm}})^2 + (c_2 + \frac{\beta}{m})^2}$, $\operatorname{tg} \hat{\psi}_1 = \frac{c_2 + \frac{\beta}{m}}{c_1 + \frac{2\alpha}{m\sqrt{nm}}}$,

$$\hat{A}_2 = \sqrt{c_3^2 + (c_4 + \frac{2\alpha}{nm})^2}, \quad \operatorname{tg} \hat{\psi}_2 = \frac{c_4 + \frac{2\alpha}{nm}}{c_3},$$

т. е. в данном случае также сохраняются автоколебания с периодом $T = 2\pi/\sqrt{nm}$, однако, если Q за счет внешнего воздействия изменяется относительно постоянного уровня $(Q_0 + \frac{n_1}{n} - \frac{2\alpha}{nm})$, то колебания N происходят относительно линейно спадающего уровня $[N_0 - \frac{m_1}{m} - \frac{1}{m}(2\alpha t + \beta)]$.

д) Общий случай полинома любого порядка:

$$\tilde{B} = a_s t^s + a_{s-1} t^{s-1} + \dots + a_0.$$

Так как при этом правые части уравнений (10), (11) имеют вид

$$f_i(t) = a_{q_i} t^{q_i} + a_{q-1,i} t^{q_i-1} + \dots,$$

где $q_1 = s-1$, $q_2 = s-2$,

то заменой переменной $Y = \{N', Q'\}$ на Y_1 получаем

$$Y_1 = Y - \frac{f_1(t)}{nm} - \dots - (-1)^p \frac{f_i^{2p}(t)}{nm^{2(p+1)}},$$

где $p = 1, 2, 3, \dots$ и должно выполняться условие

$$q - \text{четное } p \leq \frac{q}{2},$$

$$q - \text{нечетное } p \leq (\frac{q}{2} - \frac{1}{2}).$$

Неоднородные уравнения (10), (11) сводятся к однородному уравнению

$$\frac{d^2 Y_1}{dt^2} + nm Y_1 = 0,$$

решение которого имеет вид:

$$Y_1 = A_j \sin(\sqrt{nm}t + \psi_j),$$

тогда как для Y решение можно записать как

$$Y = A_j \sin(\sqrt{nm}t + \psi_j) + \frac{f_i(t)}{mn} + (-1)^p \frac{f_i^{(2p)}(t)}{(nm)^{2(p+1)}}. \quad (19)$$

Таким образом, в общем случае любого полиномиального выражения для $\tilde{B}(t)$ могут существовать автоколебания с периодом, определяемым (14), однако, колебание Q и N при этом за счет внешнего воздействия будет происходить относительно уравнений, являющихся функцией времени.

$$e) \tilde{B} = k \sin \omega t$$

Согласно (10), (11), в данном случае N' и Q' имеют характер вынужденных колебаний за счет внешнего воздействия с частотой ω . При этом возможно два частных случая [21]:

при $\omega \neq \sqrt{nm}$ (т. е. $\pm i\omega$ не является корнем характеристического уравнения)

$$N' = A_1 \sin(\sqrt{nm}t + \psi_1) + \frac{nk\omega}{\omega^2 - nm} \cos \omega t, \quad (20)$$

$$Q' = A_2 \sin(\sqrt{nm}t + \psi_2) - \frac{k\omega^2}{\omega^2 - nm} \sin \omega t, \quad (21)$$

т. е. происходит наложение вынужденного колебания с частотой ω на собственное колебание (автоколебание) с частотой $\sqrt{nm}$. Интересно, что вынужденные колебания N' и Q' происходят в противофазе и с разной амплитудой.

при $\omega = \sqrt{nm}$

$$N' = A_1 \sin(\sqrt{nm}t + \psi_1) - \frac{nk}{2} t \sin \sqrt{nm}t, \quad (22)$$

$$Q' = A_2 \sin(\sqrt{nm}t + \psi_2) - \frac{k}{2} \sqrt{nm} t \cos \sqrt{nm}t, \quad (23)$$

т. е. амплитуда вынужденных колебаний возрастает по линейному закону – это называется резонансом.

5. Предложенная модель была использована для исследования возможных автоколебаний, связанных с влиянием облачности, по наблюдениям в Вангара [4] и ТРОПЭКС-74, на $\varphi = 0^\circ$, $\lambda = 23,5^\circ$ з. д. [22]. По данным, полученным в Вангара (3–8 сут), период автоколебаний $T = 14 \dots 21$ ч (в зависимости от фильтрации используемых ежедневных наблюдений). По данным наблюдений в ТРОПЭКС-74, осреднен-

ным за сутки, при $\Delta\tau_1 = \Delta\tau_2 = 1,5$ сут, $T = 5 \dots 7$ сут.

Выводы

1. Предложена малопараметрическая модель, описывающая возможные автоколебания в системе облачность – подстилающая поверхность.

2. Исследованы различные частные варианты решения этой модели, объясняющие сложность выделения этих автоколебаний при анализе результатов наблюдений. Показана принципиальная возможность возникновения резонанса.

3. Предложенная модель исследована для конкретных рядов наблюдений (Вангара, ТРОПЭКС-74); полученные при этом периоды возможных автоколебаний представляются вполне реальными.

4. В дальнейшем представляется необходимым исследовать влияние выбора N_0 и Q_0 , учесть влияние вынужденных колебаний, уточнить влияние $\Delta\tau_1$ и $\Delta\tau_2$, проверить модель для разных значений характерного времени и других рядов наблюдений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов Р. В., Журба Е. В., Косолапов В. В., Орлов А. П., Пирогов С. М., Фейгельсон Е. М. Конвективные облака в экваториальной зоне Атлантики по данным инструментальных и визуальных наблюдений. – Сб. ТРОПЭКС-74 т. 1. Л.: Гидрометеоздат, 1976, с. 474–482.

2. Владимиров С. А., Пастушков Р. С. Об одном механизме колебательного режима развития одноячейковых конвективных облаков. – Метеорология и гидрология, 1984, № 10, с. 45–52.

3. Войтова К. В. Облака как регулятор радиационного и теплового баланса в тропических широтах океанов. – В кн.: Атмосферная циркуляция и ее взаимодействие с океаном. М.: Наука, ИО АН СССР, 1981.

4. Гаврилин Б. Л., Монин А. С. Модель долгосрочных взаимодействий океана и атмосферы. – ДАН СССР, 1967, т. 176, № 4, с. 822–825.

5. Гальперин Б. М., Серякова Л. П. Основные закономерности коротковолновой радиации и дневного радиационного баланса при различной облачности. – Труды ЛГМИ, 1964, вып. 22, с. 11–34.

6. Глобальное поле облачности / Под ред. Л. Т. Матвеева. – Л.: Гидрометеоздат, 1986.

7. Динамика атмосферы, облачность и теплообмен в тропиках. – В кн.: Первый глобальный эксперимент ПИГАП. Т. 7 / П. Н. Белов, Н. А. Завельская, Л. В. Кислов, Н. В. Лебедева, Е. К. Семенов, Б. А. Семенченко. – Л.: Гидрометеоздат, 1983. – 264 с.

8. Доронин Ю. П. Взаимодействие атмосферы и океана. – Л.: Гидрометеоздат, 1981. – 288 с.

9. Иванов А. Поглощение солнечной радиации в океане. – В кн.: Моделирование и прогноз верхних слоев радиации океана / Пер. с англ. – Л.: Гидрометеоздат, 1979, с. 64–91.

10. Иванов В. Н., Хаин А. П. О роли экранировки подстилающей поверхности облачностью при ячейковой конвекции. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1975, т. 11, № 10, с. 1063–1066.

11. Калитин Н. Н. Суммарная радиация в Павловске. — Труды ГГО, 1950, вып. 19(81), с. 138–160.

12. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит. 1961, 703 с.

13. Кислов А. В. Исследование динамики облачного покрова тропической зоны с помощью двумерного спектрального анализа. — Метеорология и гидрология, 1982, № 3, с. 46–49.

14. Мальбахов В. М., Васкевич Л. А., Кононенко С. М. Исследование роли экранировки подстилающей поверхности конвективной облачностью. — Труды Зап.-Сиб. рег. НИИ, 1985, вып. 75, с. 50–57.

15. Мусаелян Ш. А. О природе некоторых сверхдлинных атмосферных процессов. — Л.: Гидрометеиздат, 1978. — 142 с.

16. Мышкис А. Д. Лекции по высшей математике. — М.: Наука 1969, 640 с.

17. Радикевич В. М., Гайдай Е. П. Взаимодействие океана и атмосферы в экваториальной зоне Атлантического океана. — ТРОПЭКС-72. — Труды Межведомственной геофизической экспедиции по программе нац. Атлантического тропического эксперимента. — Л.: Гидрометеиздат, 1974, с. 272–279.

18. Радикевич В. М., Серяков Е. И. Взаимодействие атмосферы и океана на экваторе. — В кн.: ТРОПЭКС-74, т. 1. Л.: Гидрометеиздат, 1976, с. 417–423.

19. Сапожникова С. А. Станция по физике приземного слоя воздуха в Колтушах и некоторые выводы из ее наблюдений. — Труды ГГО, 1950, вып. 19(81), с. 224–235.

20. Смирнов В. И. Курс высшей математики, т. 2. — М.: Наука. 1965, 655 с.

21. Шулейкин В. В., Ершова Е. Д. Колебания теплового режима системы Атлантика—Полярный бассейн. — ДАН СССР, 1935, т. 1, № 5, с. 217.

22. Clarke R. H., Dyer A. J., Brook R. B., Reid D. G., Troup A. J. The Wangara Experiment: Boundary layer data. — Division of Meteorol. Phys. Tech. paper № 19. Australia, 1971.

УЧЕТ АНИЗОТРОПНОСТИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ДЛЯ КАСАТЕЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Рассматривается стационарный, горизонтально-однородный, нейтрально стратифицированный пограничный слой атмосферы (ПСА). Отличительной чертой предлагаемой модели является более полный учет особенностей соотношения, связывающего касательные напряжения с градиентами средней скорости.

Для замыкания исходной постановки используется так называемая $(b - \epsilon)$ -модель, в которой фигурирует скалярный коэффициент турбулентности $k(z)$, определяемый по формуле:

$$k = c_k b^2 / \epsilon. \quad (1)$$

Турбулентная энергия (b) и скорость ее диссипации (ϵ) определяются из соответствующих дифференциальных уравнений.

В то же время, коэффициенты пропорциональности, появляющиеся при аппроксимации напряжений Рейнольдса через средние величины, представляют собой компоненты тензора 4-го ранга [6, 14, 21]:

$$\overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} \delta_{ij} b - k_{ij\alpha\beta} \left(\frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} \right). \quad (2)$$

Обычно дело сводится к простой замене тензора $k_{ij\alpha\beta}$ на скалярный коэффициент $k(z)$ [1, 2, 7, 10, 19], который в $(b - \epsilon)$ -модели рассчитывается по формуле (1).

В данной работе, как и в [11], $k_{ij\alpha\beta}$ записывается в виде произведения скалярного коэффициента $k(z)$ и тензора $A_{ij\alpha\beta}$. Аналогично тензору $k_{ij\alpha\beta}$ в формуле (2), $A_{ij\alpha\beta}$ также представляет собой симметричный по i, j и α, β тензор, обращающийся в нуль при $i = j$ [6, 14, 21]. Таким образом, например, для компонента $\overline{u'v'}$ получается выражение:

$$\overline{u'v'} = 2k \left[A_{xyxy} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + A_{xyxz} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) + A_{xyyz} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right],$$

которое для горизонтально-однородного потока сводится к формуле:

$$\overline{u'v'} = 2k \left(A_{xyxz} \frac{\partial u}{\partial z} + A_{xyyz} \frac{\partial v}{\partial z} \right).$$

Аналогично получаем:

$$\overline{u'w'} = 2k \left(A_{xxxz} \frac{\partial u}{\partial z} + A_{xxyz} \frac{\partial v}{\partial z} \right),$$

$$\overline{v'w'} = 2k \left(A_{yyxz} \frac{\partial v}{\partial z} + A_{yyyz} \frac{\partial u}{\partial z} \right).$$

Здесь u – продольная, v – поперечная, w – вертикальная составляющие скорости ветра.

В приземном подслое в силу симметрии турбулентности $\overline{u'v'}$ равняется нулю [5], а в правой части двух последних выражений обращаются в нуль вторые слагаемые. Эти условия выполняются, если тензор $A_{ij\alpha\beta}$ имеет отличные от нуля компоненты только при α и β , совпадающих с i и j , независимо от последовательности индексов в каждой из этих пар.

Для турбулентных потоков скалярной величины φ_* , как и в [11], используется выражение:

$$\overline{u'_i \varphi'_*} = -\alpha_\varphi \beta_{ij} k \frac{\partial \varphi_*}{\partial x_j}, \quad (3)$$

где k – результат расчета по формуле (1); параметр α_φ отражает особенности турбулентного перемешивания субстанции φ_* , а тензор β_{ij} , учитывающий возможные различия в интенсивности переноса величины φ_* по осям координат, имеет отличные от нуля только диагональные члены. Последнее означает, что в данной работе турбулентный поток вдоль поверхности $\varphi_* = \text{const}$ равен нулю. В работе [19] также полагается, что $\overline{u'_i \varphi'_*}$ определяется градиентом величины φ_* только в направлении x_i .

В дальнейшем у компонентов тензора β_{ij} сохраняется один индекс и вводятся обозначения $\alpha_{yz} = 2A_{yzyz}$, $\alpha_{xy} = 2A_{xyxy}$, $\alpha_{xz} = 2A_{xzxz}$.

С учетом перечисленных упрощений касательные напряжения и турбулентные потоки величины φ_* имеют вид:

$$\tau_{xy} = \alpha_{xy} k \rho \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right); \quad \tau_{xz} = \alpha_{xz} k \rho \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right);$$

$$\tau_{yz} = \alpha_{yz} k \rho \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right); \quad \overline{u'_i \varphi'_*} = -\alpha_\varphi \beta_{ij} k \frac{\partial \varphi_*}{\partial x_i}.$$

Таким образом, параметры $\alpha_{ij} (i \neq j)$ и β_i учитывают отличие коэффициентов турбулентности для соответствующих потоков от коэффициента, определяемого по формуле (1).

Введение тензора $A_{ij\alpha\beta}$, несмотря на ряд накладываемых на него ограничений, вызывает существенные изменения в постановке задачи. Одно из них, связанное с обращением тензора в нуль при $i = j$, приводит к исчезновению зависимости нормальных напряжений от градиентов средней скорости. Теперь уравнения для составляющих скорости не будут содержать диффузионных членов по одноименной координате. Это значит, что в уравнении, например, для u -компонента не сможет появиться слагаемое $\partial/\partial x k \partial u/\partial x$.

Другое важное в нашем случае изменение позволяет задавать различные коэффициенты турбулентности для продольного τ_{xx} и поперечного τ_{yy} ,

компонентов вертикального потока импульса, чего нельзя добиться при обычном подходе, т. е. при использовании в формуле (2) скалярного коэффициента.

Исходную систему уравнений можно записать в виде:

$$\begin{aligned} F_{\varphi}' &= M_{\varphi}; \quad F_{\varphi} = a_{\varphi} k \varphi'; \quad \varphi = \{u, v, b, \varepsilon\} \\ a_u &= \alpha_{xz}; \quad a_v = \alpha_{yz}; \quad a_b = -\alpha_b \beta_z; \quad a_{\varepsilon} = -\alpha_{\varepsilon} \beta_z; \\ M_u &= f(v_g - v); \quad M_v = f(u - u_g); \quad M_b = T\Gamma - \varepsilon; \\ M_{\varepsilon} &= (c_1 T\Gamma - c_2 \varepsilon)^{\varepsilon}/b; \quad T\Gamma = F_u u' + F_v v'. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь f — параметр Кориолиса; u_g, v_g — составляющие скорости геострофического ветра G ; штрихи означают дифференцирование по вертикальной координате z .

Нижние граничные условия соответствуют приведенным в работе [12] за исключением множителя в условии для ε . Это изменение связано с введением различных коэффициентов турбулентности для τ_{xz} и τ_{yz} . Требуется также соответствующая подстройка значений константы c_k , которая определяется из уравнения баланса турбулентной энергии в предположении локального равновесия.

Порождение турбулентной энергии в наших обозначениях записывается в виде:

$$T\Gamma = c_{*}^2 c' = u_{*}^2 u' + v_{*}^2 v', \quad (5)$$

где c и c_{*} — соответственно модули средней и динамической скоростей.

Примем, что в приземном подслое распределение скорости ветра подчиняется логарифмическому закону, так что

$$c' = \frac{c_{*}}{\chi(z + z_0)}. \quad (6)$$

Подставляем (6) в первое равенство формулы (5) и полагая справедливым условие локального равновесия, получаем:

$$\varepsilon = \frac{c_{*}^3}{\chi(z + z_0)}. \quad (7)$$

С другой стороны, привлекая формулу (1), используя выражение для касательных напряжений

$$u_{*}^2 = \alpha_{xz} k u'; \quad v_{*}^2 = \alpha_{yz} k v';$$

и обозначая $n = \cos^2 \Theta + \alpha_{xz}/\alpha_{yz} \sin \Theta$, где Θ — угол между направлением приземного ветра и осью x , из второго равенства формулы (5) находим:

$$c_{*}^2 = \left(\frac{\alpha_{xz} c_k}{n} \right)^{1/2} b. \quad (8)$$

Подстановка (8) в (7) дает граничное условие для диссипации при $z = 0$:

$$\varepsilon = \left(\frac{\alpha_{xz} c_k}{n} \right)^{3/4} \frac{b_0^{3/2}}{\kappa z_0}. \quad (9)$$

В дальнейшем величина n для упрощения расчетов полагается равной единице.

Для константы пропорциональности в формуле (8) во многих работах используется значение 0,09 [12]. Однако учитывая рекомендации недавней статьи [15], представленные ниже результаты получены при $\alpha_{xz} c_k = 0,0324$. В этой же работе авторы напоминают, что при выборе численных значений различных констант нужно учитывать предельное соотношение, которое в нашем случае выглядит как $c_2 - c_1 = \kappa^2 \alpha_\varepsilon (\alpha_{xz} c_k)^{-1/2}$. Используя $c_1 = 1,44$; $c_2 = 1,92$ и $\kappa = 0,4$, находим $\alpha_\varepsilon = 0,54$.

При переходе к безразмерной форме для компонентов скорости вводится некоторый, заранее не обусловленный масштаб u_m , а вертикальная координата нормируется на величину H . Последняя, являясь фактически лишь верхней границей области интегрирования, в работе интерпретируется как высота ПСА. Масштабы остальных переменных обозначаются индексом m и определяются соотношениями:

$$F_{\varphi m} = f H \varphi_m; \quad M_{\varphi m} = f \varphi_m; \quad \varphi_m = \{u_m, v_m = u_m, b_m, \varepsilon_m\};$$

$$b_m = u_m^2; \quad \varepsilon_m = \text{Tr}_m = f u_m^2; \quad k_m = f H^2.$$

Если теперь представить систему (4) в безразмерном виде, не привлекая для этого специальных обозначений, то изменится написание только величин:

$$M_u = v_g - v; \quad M_v = u - u_g; \quad K = \frac{c_k}{\varepsilon} \left(\frac{b}{\lambda_1} \right)^2; \quad \lambda_1 \equiv \frac{f H}{u_m}.$$

Граничные условия в безразмерном виде выглядят следующим образом: при $z = 0$

$$u = v = 0; \quad \frac{\partial b}{\partial z} = \frac{\gamma_b}{\sqrt{\beta_z}} \frac{b_0}{z_0}; \quad \varepsilon = \frac{(\alpha_{xz} c_k)^{3/4} b_0^{3/2}}{\kappa \lambda_1 z_0};$$

при $z = 1$

$$u = u_g; \quad v = v_g; \quad b = 0; \quad \varepsilon = 0.$$

Выписанная система уравнений справедлива лишь в пределах турбулизованной зоны, высота которой H и определяет вертикальную протяженность области интегрирования. Реализация такого подхода подразумевает наличие дополнительного уравнения для этой высоты. Таким дополнительным условием, замыкающим постановку задачи, может служить выражение

$$H = \lambda \frac{c_{*0}}{f}, \quad (10)$$

где c_{*0} — модуль динамической скорости при $z = 0$; λ — экспериментально определяемая константа. Короче говоря, требуется эмпирическая функция, связывающая H с внешними параметрами. Эта функция должна быть получена на достаточно обширном экспериментальном материале и при единой физической трактовке самого понятия высоты ПСА. К сожалению, имеющаяся информация о характеристиках ПСА не отвечает этим требованиям.

Подтверждением сказанному может служить упомянутая выше зависимость (10), в которой по данным различных авторов диапазон константы λ составляет практически целый порядок [10]. С этих же позиций, видимо, следует интерпретировать такой факт. В работе [4] приводятся результаты сравнения эволюции высоты ночного ПСА, полученные по двум различным моделям. Примерно через три часа после начала вычислений модели начинают давать противоположный временной ход рассчитанной величины H . Тем не менее авторы приходят к выводу, что „интегральные характеристики ночного ПСА (к каким относится и его высота) с одинаковой точностью описываются как дифференциальной, так и интегральной моделями этого слоя”. Такая формулировка по поводу качественно различных результатов проще всего объясняется особенностями имевшегося в распоряжении авторов экспериментального материала, не позволившего им достаточно обоснованно забраковать одну из рассмотренных моделей.

Противоречивость существующей информации о высоте ПСА при различных условиях не в последнюю очередь связана с отсутствием единой трактовки этого понятия. Наиболее общим отличительным признаком, выделяющим пограничный слой из всей толщи атмосферы, представляется, на наш взгляд, турбулентный характер обменных процессов в этом слое. На основе такого подхода и формируется постановка задачи в данной работе. Напомним, что рассматривается горизонтально однородный баротропный ПСА, в котором турбулентность своим существованием обязана исключительно выполнению условия прилипания на подстилающей поверхности.

При наличии, пусть и незначительных, градиентов средней скорости и при полном подавлении пульсационного движения стратификацией плотности молекулярный механизм передачи не в состоянии поддерживать ламинарный поток большой вертикальной протяженности. Толщина такого потока будет теряться на фоне слоя перемежаемости, всегда присутствующего в реальной атмосфере. Отсюда вытекает, что область с градиентами средней скорости не должна превышать верхнюю границу турбулизованной зоны. Выше ПСА градиенты средней скорости отсутствуют, а распределения температуры, влажности и т. д. соответствуют условиям свободной атмосферы. При этом, конечно, нужно учитывать

возможное взаимовлияние подстилающей поверхности, турбулизированной зоны и свободной атмосферы через механизм лучистого теплообмена.

При отождествлении турбулизированной области с ПСА возникает проблема с экспериментальными данными, и не только из-за сложности проведения измерений, но и в связи с необходимостью накопления значительной статистики. Высота верхней границы ПСА является величиной случайной, что надо учитывать при проведении измерений, и крайне осложняет систематизацию полученных результатов.

Если не считать единичных пульсационных измерений на летательных аппаратах, а также случаев акустического зондирования, то можно сказать, что в настоящее время информация о высоте ПСА основывается на вертикальных распределениях ветра и температуры. Разнообразные особые точки на этих профилях или на рассчитанных по ним профилях числа Ричардсона (Ri) привлекаются для оценки высоты ПСА [3, 9, 13, 16, 17, 22]. Трудно, однако, надеяться, что определенные по профилям уровни совпадают с реальной областью распространения турбулентности.

В устойчиво стратифицированном ПСА часто используется величина H_m , соответствующая высоте максимума скорости ветра в низкоуровневой струе. В работе [8], например, говорится, что „уровень максимума скорости может быть отождествлен с положением верхней границы пограничного слоя, определенной как граница турбулизированной области, примыкающей к поверхности земли”. Та же мысль, но с введением высоты, называемой высотой динамического ПСА, высказывается в работе [3]. Эта концепция становится сомнительной, если учесть, что выше оси струи демпфирующее влияние стратификации обычно уменьшается, а градиенты средней скорости по абсолютной величине примерно равны наблюдающимся в ниже расположенной области. Такое поведение демонстрируют измеренные профили ветра и температуры, представленные, например, в [16, 22]. Поэтому предположение о затухании турбулентности выше оси струи вряд ли соответствует действительности. В значительной степени это подтверждается измерениями высоты ПСА как турбулизированной области методом акустического зондирования [13]. Не меняет существа дела переход к профилю числа Ri , как это делается в [17], так как местонахождение его максимального значения будет располагаться в районе нулевых градиентов скорости, т. е. на оси струи.

Подобная ситуация наблюдается при исследованиях неустойчиво стратифицированного, хорошо перемешанного слоя, когда за его верхнюю границу H_i принимается высота основания накрывающей инверсии, легко идентифицируемая по данным радиозондирования. При этом ни в одной из работ категорически не утверждается, что выше этой границы турбулентность полностью отсутствует. Наоборот, во многих из них проводится мысль о проникновении турбулентности и в инверсионный слой. Например, в работе [7] на высоте H_i турбулентная энергия полагается существенно отличной от нуля, тогда как для других характеристик ставятся граничные условия, соответствующие верхней границе ПСА.

В работе [18] специально рассматривается слой между нижней границей инверсии и верхней границей турбулизованной зоны. Авторы называют его турбулентным инверсионным слоем, толщина которого определяется в итоге сопоставлением осредненного по этому слою и некоторого критического числа Ri . Этот же принцип был затем использован при оценке высоты ночного ПСА в работе [17].

В итоге получается, что во многих случаях расчеты проводятся лишь в нижней части турбулизованной области, и остается только догадываться о действительных различиях между H_m или H_i и высотой этой области.

Помимо принципиальной стороны дела следует также отметить субъективность при обработке экспериментального материала, во всяком случае в том, что касается определения высоты ПСА. Ограничимся данными о величине H_m , приведенными в [17] и [22]. Сравнение показывает, что примерно в четверти случаев расхождения между значениями H_m полученными, как можно понять, на одном и том же исходном материале, превышают 50 % при оценке этой разницы по меньшей из высот.

Сказанное выше объясняет и оправдывает вынужденный произвол при выборе функции $H = H(Ro)$ ($Ro = Gf/z_0$ — число Росби), которая используется в последующих расчетах.

Во многих случаях основной интерес представляют такие интегральные характеристики как геострофический коэффициент трения $FG = c_{*0}/C$ и полный угол поворота ветра Θ . Судя по имеющимся экспериментальным данным [9], воспроизведенным ниже на рис. 3, например, при $Ro = 10^7$ FG лежит в пределах 0,025–0,035, а угол Θ составляет 20–25°.

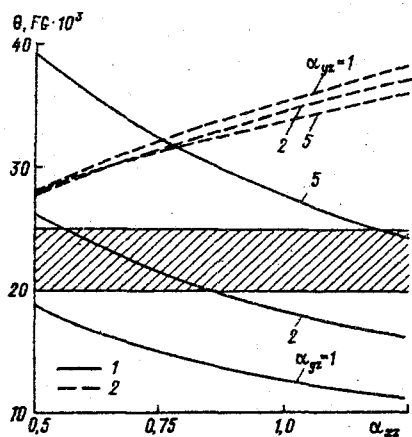


Рис. 1. Расчетные зависимости Θ (1) и FG (2) от α_{xz} при $Ro = 10^7$; $H = 1000$ м и разных значениях α_{yz} .

Заштрихована область значений, обеспечивающих приемлемые углы поворота.

На рис. 1 для $Ro = 10^7$ при $f = 1,26 \cdot 10^{-4}$ 1/с представлены рассчитанные зависимости Θ (1) и FG (2) от α_{xz} для трех значений α_{yz} . Не упомянуть ранее константы были такими: $\alpha_b = 1$, $\beta_z = 1$, $\gamma_b = 0$. Как видно из рис. 1, FG оказывается в нужных границах при $\alpha_{xz} \leq 1$ и любых из рассмотренных значений α_{yz} . Значительно сильнее выбор этих параметров влияет на Θ . Штриховкой показана область значений α_{xz} и α_{yz} , которые обеспечивают

приемлемые углы поворота. Все дальнейшие расчеты проводились при двух наборах α : традиционном α_1 , когда $\alpha_{xz} = \alpha_{yz} = 1$, и произвольно выбранном сочетании α_2 , в котором $\alpha_{xz} = 0,75$ и $\alpha_{yz} = 2$. Вполне вероятно, что набор α_2 не является оптимальным с точки зрения моделирования других характеристик ПСА. Выбор обуславливался, в первую очередь, желанием не очень отходить от обычных значений.

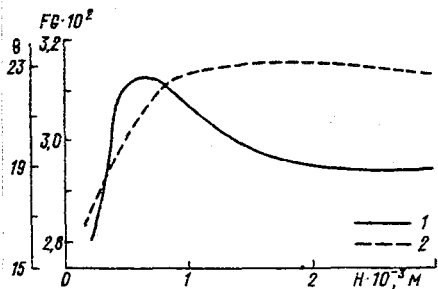


Рис. 2. Расчетные зависимости θ (1) и FG (2) от H при $Ro = 10^7$; $\alpha_{xz} = 0,75$; $\alpha_{yz} = 2$.

Кривые на рис. 1 получены при $H = 1000$ м. О влиянии протяженности области интегрирования на величины θ и FG при наборе α_2 можно судить по рис. 2, из которого следует, что разумные вариации H не вызывают каких-либо радикальных изменений в численных значениях θ и FG . С учетом этого дополнительного обстоятельства, а также приведенных в [10] результатов расчетов и единичных экспериментов выбирались значения H при других Ro . Было принято, например, что при $Ro = 10^5$ высота ПСА составляет 2000 м, а при $Ro = 10^9$ – 750 м.

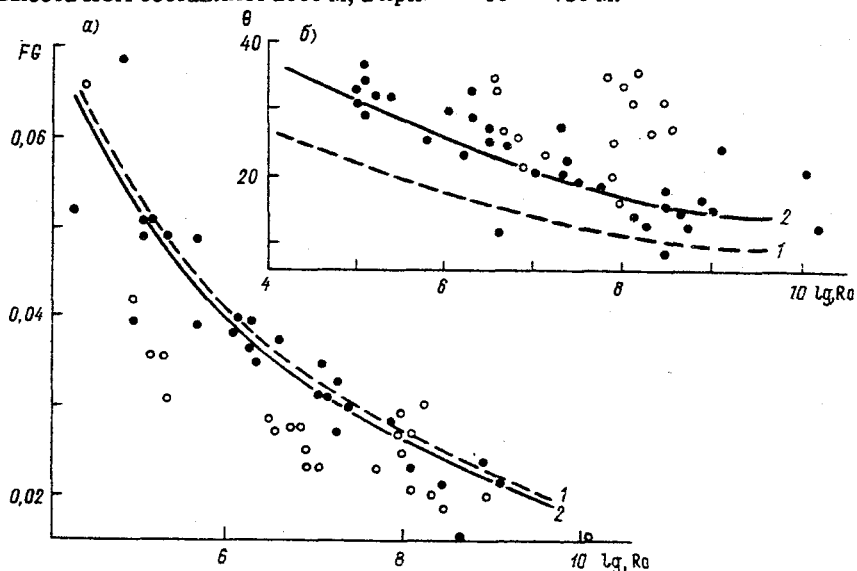


Рис. 3. Экспериментальные данные из [9] и расчетные зависимости FG (а) и θ (б) от Ro при α_1 (1) и α_2 (2).

На рис. 3 приводятся измеренные и рассчитанные значения $FG(a)$ и $\theta(b)$ в зависимости от Ro . Точками воспроизведена сводка эксперимен-

тальных результатов из монографии [2], крестиками – дополнение к ним из монографии [9]. Обращает на себя внимание систематическое различие в расположении точек и крестиков, что объясняется, видимо, методами оценки условий стратификации при проведении экспериментов. Результаты расчета FG и θ для α_2 показаны сплошными кривыми, а для общепринятого набора α_1 – пунктирными. (Такое же обозначение сохраняется на рис. 4.)

Как и следовало ожидать, наблюдается разная реакция FG и θ на изменения α_i . Коэффициент трения при всех Ro практически не чувствует этих изменений. Судя по рис. 1, выбор α_i даже из более широкого диапазона значений не повлияет на эту зависимость. В то же время, при переходе от традиционных к новым значениям α_i угол поворота при всех Ro увеличивается примерно на 40 %, и теоретическая кривая значительно лучше согласуется с экспериментальными данными, особенно если обращать внимание в основном на точки. Для этого, собственно, и были введены новые α_i .

В монографии [9] приводятся коэффициенты турбулентности K_{xz} и K_{yz} , рассчитанные по измеренным распределениям составляющих скорости в ПСА. К сожалению, это дает возможность найти только отношение этих коэффициентов, например, α_{yz}/α_{xz} , но не каждую из величин α_i . Полученное отношение K_{yz}/K_{xz} отличается сильной изменчивостью по высоте, увеличиваясь от 1,5 при $z = 50$ м до 8 и даже до 41 на высоте 700 м при G равном соответственно 18,5 и 11,5 м/с. Но в пределах нижних 300–400 м среднее значение этого отношения оказывается практически таким же, как и выбранное нами. Однако главный для нас результат состоит в том, что такое „экспериментальное” определение дает превышение поперечного коэффициента над продольным, а не наоборот. В других, чисто теоретических работах, получаются несколько иные результаты. В [23] по модели высокого порядка замыкания для нейтральной стратификации были рассчитаны K_{xz} и K_{yz} , которые оказались близкими между собой, хотя в верхней части ПСА все же наблюдается некоторое превышение поперечного коэффициента над продольным. Примерно такие же результаты получены при устойчивой стратификации в работе [20].

Не вызывает сомнения, что добиться нужного угла поворота можно и иными средствами. Для этого главным образом и была предложена Блэкадаром известная формула для пути смещения со свободным множителем, выбор которого и решает данную проблему. Но эта формула предусматривает выход пути смещения на конечную величину. Поскольку наш подход к понятию ПСА требует полного затухания всех турбулентных характеристик на его верхней границе, использование формулы Блэкадара приведет к очевидной непоследовательности в постановке задачи. Кроме того, строение ПСА, в том числе и угол поворота ветра, представляет интерес не только в рассматриваемом здесь простейшем случае. В условиях же пересеченной местности или хорошо выраженной орографии физически более оправданным является дифференциальное

уравнение для скорости диссипации, а не формула для пути смешения [15].

При желании улучшить результаты расчета какой-то одной характеристики селективное влияние параметров α_1 может оказаться полезным. С другой стороны возникает опасение, что одновременно найдется характеристика, для которой картина изменения окажется нежелательной. Проверка этого предположения имеет смысл для тех величин, реакция которых на изменение отношения коэффициентов турбулентности поддается оценке по накопленной эмпирической информации. К таким можно отнести скорость ветра, полное касательное напряжение τ и турбулентную энергию в приземном подслое. Оказалось, что при переходе от α_1 к α_2 величина τ уменьшается примерно на 20 %, а турбулентная энергия увеличивается на 10 %. Обе эти характеристики остаются в общепринятом понимании постоянными по высоте. Вертикальные распределения модуля скорости $c_n = \sqrt{u^2 + v^2}/G$ в приземном подслое показаны на рис. 4. Наблюдается, по сути дела, лишь небольшое увеличение параметра шероховатости, рассчитанного по логарифмическому участку профиля скорости. Таким образом, в приземном подслое никаких качественных и существенных количественных изменений не происходит.

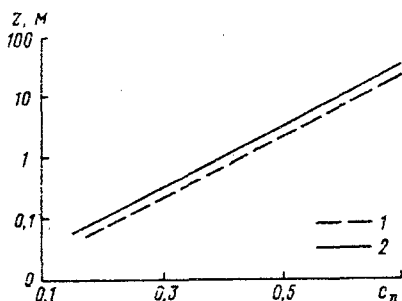


Рис. 4. Профили скорости ветра в приземном подслое при α_1 (1) и α_2 (2).

Наоборот, для верхней части ПСА введение разных коэффициентов турбулентности вызывает изменения только в профиле скорости (не столько количественные, сколько качественные). Ниже приводятся значения c_n при α_1 и α_2 на нескольких высотах $z_n = z/H$:

z_n	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
α_1	0,992	1,002	1,008	1,010	1,009	1
α_2	0,965	0,977	0,986	0,992	0,996	1

Из приведенных данных видно, что градиенты, с которыми скорость приближается к верхней границе ПСА, оказываются противоположного знака.

Наличие максимума скорости где-то в пределах ПСА, в принципе, позволяет говорить о так называемой низкоуровневой струе. Естественно,

что при этом имеются в виду превышения скорости над геострофической не на доли процента. В нашем примере речь о струе зашла лишь для того чтобы иметь хоть какой-то критерий оценки качественно различных результатов. Судя по литературе, вопрос о низкоуровневой струе возникает только при изучении устойчиво стратифицированного ПСА. Если при нейтральной стратификации такая струя выглядит нереальной, то более предпочтительным оказывается новый набор α_2 .

Полученные результаты показывают, что при учете различий в коэффициентах турбулентности для продольного и поперечного компонентов вертикального потока импульса заметно улучшается моделирование угла поворота и изменяется (на наш взгляд, в лучшую сторону) распределение скорости ветра вблизи верхней границы ПСА. При выбранном наборе α_2 изменения других характеристик трудно оценить по имеющейся эмпирической информации. Для более полного согласования численных и физических экспериментов может оказаться полезным введение значений α_{xz} и α_{yz} , зависящих от высоты и внешних параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. — Л.: Гидрометеиздат, 1979. — 136 с.
2. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1970. — 290 с.
3. Куткевич Ю. А., Надежина Е. Д. Об особенностях структуры ночного пограничного слоя атмосферы при радиационном выхолаживании подстилающей поверхности (эксперимент и модельные оценки). — Труды ГГО, 1986, вып. 504, с. 48–59.
4. Мелкая И. Ю., Надежина Е. Д., Шкляревич О. Б. Расчет эволюции ночного пограничного слоя атмосферы с учетом радиационного теплообмена. — Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 29–39.
5. Монин А. С. О свойствах симметрии турбулентности в приземном слое воздуха. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 1, с. 45–54.
6. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. — М.: Наука, 1965, ч. 1 — 640 с.
7. Надежина Е. Д. Моделирование квазистационарного режима планетарного пограничного слоя атмосферы при неустойчивой стратификации. — Труды ГГО, 1981, вып. 454, с. 109–121.
8. Надежина Е. Д. Интегральная модель для расчета эволюции характеристик пограничного слоя в условиях устойчивой стратификации. — Труды ГГО, 1984, вып. 483, с. 3–13.
9. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1979. — 270 с.
10. Симонов В. В. Энергетический метод оценки высоты стационарного, нейтрально-стратифицированного пограничного слоя атмосферы. — Труды ГГО, 1977, вып. 382, с. 116–123.
11. Симонов В. В. Турбулентный поток над волнистой границей. — Труды ГГО, 1979, вып. 423, с. 39–51.
12. Симонов В. В. Об использовании уравнения для скорости диссипации при моделировании турбулентного потока над волнистой поверхностью. — Труды ГГО, 1986, вып. 504, с. 119–132.
13. Arya S. P. S. Parameterizing the height of the stable atmospheric boundary layer. — J. Appl. Meteor., 1981, v. 20, N 10, p. 1192–1202.
14. Batchelor G. K. The stress system in a suspension of force-free particles. — J. Fluid

Mech., 1970, v. 41, pt. 3, p. 545-570.

15. Beljaars A. C. M., Walmsley J. L., Taylor P. A. A mixed spectral finite-difference model for neutrally stratified boundary-layer flow over roughness changes and topography. - Bound.-Layer Meteor., 1987, v. 38, N 3, p. 273-303.

16. Li X., Yang S. A model study of the nocturnal boundary layer. - Adv. Atmos. Sci., 1986, v. 3, N 1, p. 59-71.

17. Mahrt L., Andre J. C., Heald R. C. On the depth of the nocturnal boundary layer. - J. Appl. Meteor., 1982, v. 21, N 1, p. 90-92.

18. Mahrt L., Lenschow D. H. Growth dynamics of the convectively mixed layer. - J. Atmos. Sci., 1976, v. 33, N 1, p. 41-51.

19. Panofsky N. A. The planetary boundary layer. - Adv. Geophys., 1985, v. 28B, p. 359-385.

20. Rao K. S., Snodgrass H. F. Some parameterizations of the nocturnal boundary layer. - Bound.-Layer Meteor., 1979, v. 17, N 1, p. 15-18.

21. Stanisic M. M., Grows R. N. On the eddy viscosity of incompressible turbulent flow. - Z. Angew. Math. and Physic, 1969, v. 16, p. 709-712.

22. Wetzel P. J. Toward parameterization of the stable boundary layer. - J. Appl. Meteor., 1982, v. 21, N 1, p. 7-13.

23. Wyngaard J. C., Cote O. R., Rao K. S. Modeling the atmospheric boundary layer. - Adv. Geophys., 1974, v. 18A, p. 193-211.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ СЛОЯ ПРЕПЯТСТВИЙ В МОДЕЛИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Исследование изменчивости метеорологических полей над городской застройкой или растительным покровом необходимо при решении практических задач оптимального обслуживания авиации, рационального землепользования, оценки уровня загрязнения воздушного бассейна и т. д. Основным средством для такого рода исследований является численное моделирование пограничного слоя (ПС) над сложной поверхностью. Двумерные двухслойные модели ПС такого типа благодаря экономичности их реализации и физической наглядности результатов получили довольно широкое распространение [1, 3, 6, 7].

Как известно, механизм воздействия препятствий на течение включает торможение потока, теплообмен с элементами препятствий, дополнительное образование энергии турбулентности вблизи препятствия и смещение спектра турбулентности в сторону малых масштабов [1].

Наиболее „изученной” параметризацией процессов торможения потока у препятствия и теплообмена с ними являются законы аэродинамического и теплового сопротивлений. Однако вопрос о математическом описании характеристик турбулентности вблизи препятствий требует уточнения. В связи с этим целесообразно провести сравнительный анализ существующих способов параметризации эффекта препятствий и оценить их вклад в динамику ПС.

С этой целью будем рассматривать слой атмосферы, содержащий случайно распределенные препятствия как непрерывную двухфазную среду, состоящую из турбулизированной жидкости и непроницаемых неподвижных вкраплений, стилизующих городскую застройку или лесной массив.

Применение уравнений гидротермодинамики к гетерогенной системе связано с их осреднением в эйлеровом объеме [5] ($\Delta V \sim \Lambda^3$, где $\lambda \ll \Lambda \ll L$; λ , L – молекулярный и внешний масштабы) и, как следствие, появлением в них дополнительных слагаемых F_i , которые характеризуют взаимодействие фаз на границах раздела. Эти слагаемые можно оценить из соответствующих балансовых соотношений для жидкого объема ΔV_0 , примыкающего к препятствию в пределах ΔV и идентифицируемого как вязкобуферный слой. В этом слое происходит генерация энергии турбулентности за счет препятствий и осуществляется взаимодействие течения с препятствием [4].

В стационарном состоянии воздействие твердой фазы уравновешивается постоянно действующими источниками (поверхностными и объемными). Поэтому из уравнений движения, притока тепла и баланса энергии турбулентности получаем слагаемые F_i в виде:

$$F_{ui} = \frac{1}{\Delta V \rho} \int_{S_*} [(P - P_0) \sigma_{ij} - \sigma_{ij}] n dS = \frac{1}{\Delta V \rho} \int_{s-s_*} (\bar{u}_i \bar{u}_j + u'_i u'_j) n dS, \quad (1)$$

$$F_{\Theta} = \frac{1}{\Delta V \rho} \int_{S_*} \sigma_{\Theta} n dS = \frac{1}{\Delta V \rho} \int_{s-s_*} (\bar{u}_i \tilde{T} + u'_i T) n dS, \quad (2)$$

$$F_b = \frac{1}{\Delta V \rho} \int_{\Delta V} (Tr - \varepsilon) dV - \frac{1}{\Delta V \rho} \int_{S_*} (P' u'_i \delta_{ij} - \sigma_{ij} u'_i) n dS = \quad (3)$$

$$= \frac{1}{\Delta V \rho} \int_{s-s_*} (\bar{u}_i b + u'_i b) n dS.$$

Для непроницаемых препятствий обмен массой между фазами отсутствует, т. е.

$$F_{\rho} = 0, \quad (4)$$

где $\delta_{ij} = 1$, если $i = j$, $\delta_{ij} = 0$, если $i \neq j$; P_0 — среднее по объему ΔV значение давления; σ_{ij} , σ_{Θ} — молекулярные компоненты потоков количества движения и тепла; n — единичный орт внешней нормали к поверхности S_0 , ограничивающей объем ΔV_0 ; S_* — часть этой поверхности, примыкающая к твердой фазе в объеме ΔV ; Tr , ε — генерация и диссипация энергии турбулентности в объеме ΔV_0 .

Правые части уравнений (1)–(3) характеризуют приток соответствующей субстанции к объему ΔV , обусловленный средним и пульсационным движением через свободную поверхность $S_0 - S_*$ (в силу малой толщины вязкобуферного слоя $S_0 - S_* \cong S_*$). Широко применяемые законы аэродинамического и теплового сопротивления препятствий можно рассматривать как аппроксимацию этих интегралов в уравнениях (1), (2), т. е.

$$F_{ui} = -c_D S V u_i, \quad (5)$$

$$F_{\Theta} = c_{\Theta} S (T_* - T), \quad (6)$$

где c_D , c_{Θ} — эмпирические коэффициенты аэродинамического сопротивления и теплоотдачи препятствий; $S = S_*/\Delta V$ — удельная поверхность препятствий; V — модуль скорости ветра; T_* , T — молекулярная температура поверхности зданий и воздуха. Межфазовый источник энергии турбулентности F_b чаще всего описывается выражением

$$F_b = c S V^3, \quad (7)$$

которое получено в предположении, что кинетическая энергия среднего движения, потерянная при торможении у препятствия, целиком преобра-

зуется в энергию турбулентности. Данная оценка F_b , не учитывающая потери при трансформации среднего движения в энергию турбулентности является завышенной. Уточнение выражения для F_b , предложенное в [6], связано с учетом диссипации энергии турбулентности.

Уравнение баланса энергии турбулентности в вязкобуферном слое (3) показывает, что порождаемая в нем энергия турбулентности переносится средним и пульсационным движением через границу $S_0 - S_*$ (первый интеграл) и частично передается вязкими силами препятствию в соответствии с его адсорбирующей способностью (второй интеграл). По аналогии с (5), (6) источник F_b можно аппроксимировать выражением

$$F_b = c_b SV(b_* - b), \quad (8)$$

где c_b — коэффициент обмена пульсационной энергией, b_* — энергия турбулентности в вязкобуферном слое.

Величину b_* можно оценить из (3). Для частного случая „отражающих” препятствий в нестратифицированном потоке получаем:

$$(\text{Tr} - \bar{\epsilon}) \Delta V_0 = c_b (b_* - b) SV. \quad (9)$$

Используем для продукции и диссипации энергии турбулентности следующие представления

$$\overline{\text{Tr}} = \overline{u_i' u_j'^2} / K_* = c_D^2 V^4 / K_*, \quad (10)$$

$$\bar{\epsilon} = c b_*^2 / K_*, \quad (11)$$

где $K_* = \kappa (\overline{u_i' u_j'})^{1/2} \Delta V_0 / S_*$ — среднее в объеме ΔV_0 значение коэффициента турбулентности; c_D — доля коэффициента аэродинамического сопротивления, ответственная за турбулентный обмен. В этом случае решением (9) является выражение

$$b_* = -\alpha_1 V^2 + V[(\alpha_1^2 + c_D^2/c)V^2 + 2\alpha_1 b]^{1/2}, \quad (12)$$

где $\alpha_1 = \frac{\kappa c_b c^{1/2}}{2c} - \text{постоянное.}$

В соответствии с (5), (6), (8) и масштабами из [2] осредненную систему уравнений для ПС при наличии слоя препятствий высотой $\tilde{h}$ представим в безразмерном виде:

$$u \frac{\partial Du}{\partial x} + w \frac{\partial Du}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} Dk \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{lh}{V_g} Dv - f_1 u, \quad (13)$$

$$u \frac{\partial Dv}{\partial x} + w \frac{\partial Dv}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} Dk \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{lh}{V_g} D(u - 1) - f_1 v, \quad (14)$$

$$\frac{\partial Du}{\partial x} + \frac{\partial Dw}{\partial z} = 0, \quad (15)$$

$$u \frac{\partial D\vartheta}{\partial x} + w \frac{\partial D\vartheta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \alpha_T Dk \frac{\partial \vartheta}{\partial z} + f_2 (\vartheta_* - \vartheta), \quad (16)$$

$$u \frac{\partial Db}{\partial x} + w \frac{\partial Db}{\partial z} = Dk \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \beta \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right] +$$

$$+ \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} Dk \frac{\partial b}{\partial z} - D\varepsilon + f_3 = 0, \quad (17)$$

$$k = \tilde{l} \sqrt{b}, \quad \varepsilon = cb^2/k, \quad (18)$$

$$\tilde{l} = f_4. \quad (19)$$

Граничные условия

$$z = z_0 \quad u = v = w = 0, \quad \frac{\partial b}{\partial z} = 0, \quad \vartheta = \vartheta_0; \quad (20)$$

$$z = 1 \quad u = V_g, \quad \vartheta = b = v = 0, \quad (21)$$

где $\vartheta = \frac{\Theta - \Theta_H}{\Theta_H - \Theta_0}$, $D = \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} G(x_j) dV = \Delta V_{\text{ж}} / \Delta V$ — объемное содержание

жидкости ($G(x_j) = 1$, если в точке x_j находится жидкость; $G(x_j) = 0$, если точка x_j принадлежит препятствию); $\beta = (g/\tilde{l} \alpha_T h |\Theta_H - \Theta_0|) / V_g^2$; $f_1 = f_2 =$

$= f_3 = 0$, $f_4 = -\kappa c^{1/4} (b/k) / \frac{\partial}{\partial z} (b/k)$, если $\tilde{h}/h < z \leq 1$; $f_1 = c_D Sh V$, $f_2 = c_\Theta Sh / V_g$,

если $z_0 < z \leq \tilde{h}/h$.

С целью анализа роли способа параметризации возмущений характеристик турбулентности в слое препятствий ($z_0 < z \leq \tilde{h}/h$) на динамику ПС проведены численные эксперименты, в которых варьировались следующие выражения источника турбулентности f_3 и ее масштаба $\tilde{l} = f_4$ [1, 3, 6]:

$$a) f_3 = c_D Sh V^3, \quad б) f_3 = 0 \quad в) f_3 = c_b Sh V (b_* - b); \quad (22)$$

$$a) f_4 = -\kappa c^{1/4} b/k, \quad \frac{\partial}{\partial z} b/k, \quad б) f_4 = \kappa c^{1/4} z / (1 + 2,5 (c_D Sh / \tilde{h})^{1/2}),$$

$$в) f_4^{-1} = l_A^{-1} + l_c^{-1}, \quad з) \tilde{l} = \min \left\{ \kappa c^{1/4} \int_0^z \psi(z) dz; l_p \right\}, \quad (23)$$

где $l_A = f_4$ из (23 а); $l_c = (\alpha c_D S)^{-1}$; $l_p = \frac{c_b \kappa c^{1/4}}{\sqrt{\pi n}} \left(\frac{1}{\sqrt{1-D}} - 1 \right)$; α, c_b — эмпири-

ческие константы; $\psi(z) = 1$, если $\tilde{z} \leq l_p$, $\psi(z) = 0$, если $\tilde{z} > l_p$.

Параметрами слоя препятствий являются $\tilde{h}/h$, $c_D Sh$, $c Sh/V_g$. Система уравнений (13)–(21) решалась сочетанием метода итераций с прогонкой, матричной для (13), (14), и простой для (16) и (17).

Результаты численных экспериментов позволили проанализировать зависимость динамических характеристик ПС от параметров слоя пре-

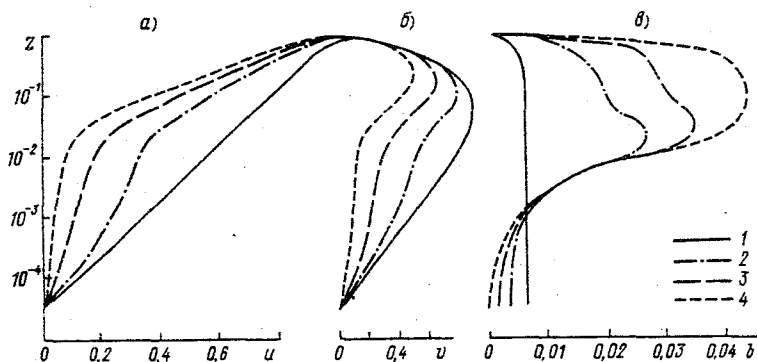


Рис. 1. Безразмерные профили компонентов скорости ветра (а, б) и энергии турбулентности (а) в нестратифицированном пограничном слое при разных значениях параметра $c_D Sh$.

1 — $c_D Sh = 0$; 2 — $c_D Sh = 1$; 3 — $c_D Sh = 5$; 4 — $c_D Sh = 30$.

пятствий, характеризующих их высоту и густоту, а также от аппроксимации эффекта турбулизации потока и изменения спектра турбулентности препятствиями.

Чувствительность модели к параметру $c_D Sh$ при нейтральной стратификации ($\tilde{h}/h = 0,035$; $V_g = 7$ м/с; $c_\Theta = 0$) иллюстрирует рис. 1.

Общие закономерности динамического воздействия препятствий на турбулентный поток проявляются в ослаблении скорости ветра, особенно вблизи границы слоя препятствий и в деформации профиля энергии турбулентности. Вследствие изменения вертикальных градиентов скорости ветра энергия турбулентности значительно уменьшается вблизи подстилающей поверхности, но возрастает с высотой и над слоем препятствий превышает ее значения в невозмущенном потоке в несколько раз. Эти особенности ярче проявляются с увеличением параметра $c_D Sh$, характеризующего степень воздействия препятствий и зависящего от их аэродинамического сопротивления и плотности застройки. Существенно, что чувствительность динамических характеристик АПС к $c_D Sh$ уменьшается при ее увеличении. Это означает, что точность задания величины $c_D Sh$

Ослабление скорости ветра городской застройкой (V/V_g)

при нейтральной стратификации ($c_\Theta = 0$, $\tilde{h}/h = 0,035$)

z, м	$C_D Sh$					
	1	5	30	2	10	60
	$V_d = 7 \text{ м/с}, h = 700 \text{ м}$			$V_d = 19 \text{ м/с}, h = 1400 \text{ м}$		
10	0,57	0,33	0,12	0,59	0,34	0,16
100	0,78	0,66	0,33	0,80	0,68	0,59
300	0,89	0,83	0,74	0,87	0,79	0,73
400	0,93	0,88	0,85	0,90	0,84	0,79
600	0,97	0,96	0,94	0,93	0,87	0,84

в конкретных расчетах определяется постоянным значением $\varepsilon = \frac{\Delta(c_D Sh)}{c_D Sh}$,

зависящим от допустимой погрешности в модуле скорости $\Delta V/V_g$ (при $\Delta V/V_g = 0,01$, $\varepsilon = 0,1$).

Использованные на практике отношения модулей скорости ветра в городе к скорости ветра на открытой местности на разных высотах приведены в таблице.

Как следует из таблицы, практически значимое влияние слоя препятствий прослеживается до высот около 300 м, причем влияние параметра $c_D Sh$ существенно до высоты около 100 м. Увеличение скорости набегающего потока сопровождается усилением турбулентного обмена и формированием более мощного внутреннего пограничного слоя над городской

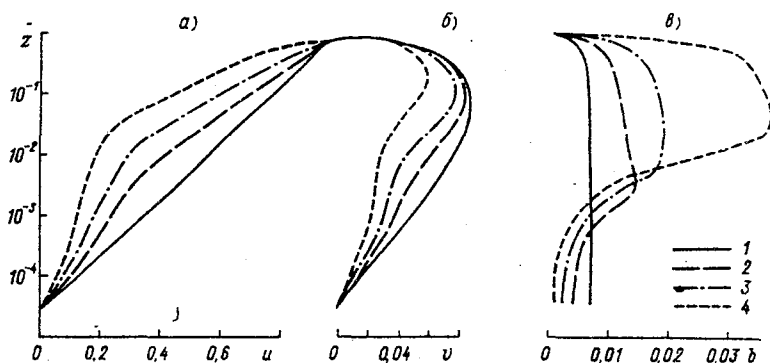


Рис. 2. Безразмерные профили компонентов скорости ветра (а, б) и энергии турбулентности (в) при разной высоте препятствий.

1 — $\tilde{h}/h = 0$; 2 — $\tilde{h}/h = 0,005$; 3 — $\tilde{h}/h = 0,015$; 4 — $\tilde{h}/h = 0,04$.

застройкой. Поэтому относительные изменения модуля скорости на малых высотах больше при малых V_g , когда внутренний пограничный слой тоньше; выше 100 м, в пределах внутреннего пограничного слоя, соотношение обратное, хотя различия и малы.

Влияние высоты слоя препятствий на структуру внутреннего пограничного слоя при нейтральной стратификации можно оценить из рис. 2

$$(V_g = 7 \text{ м/с}, c_D Sh = 4, \frac{c_\Theta Sh}{V_g} = 0).$$

Постепенный рост величины $\tilde{h}/h$ сопровождается равномерным ослаблением составляющих скорости ветра и усилением энергии турбулентности над слоем препятствий во всем диапазоне реальных значений $\tilde{h}/h$.

При неустойчивой стратификации характер рассмотренных зависимостей сохраняется; лишь слабее проявляется зависимость компонентов ветра и энергии турбулентности от $\tilde{h}/h$.

При устойчивой стратификации струеобразный характер профиля ветра сохраняется и при наличии слоя препятствий. С увеличением параметра $c_D Sh$ интенсивность струи уменьшается, струя приподнимается. По сравнению с другими условиями стратификации на высотах до 600 м скорость ветра препятствиями ослабляется меньше, а зависимость от параметров $c_D Sh$ и $\tilde{h}/h$ выражена ярче, особенно в слое 10 – 100 м, где турбулентный обмен значителен.

Особенностью структуры АПС над городом является городской остров тепла (ГОТ), имеющий антропогенное происхождение и проявляющийся в дополнительных источниках тепла на подстилающей поверхности и стенах зданий. Численные эксперименты показали, что наземный источник тепла усиливает неустойчивость или ослабляет устойчивость

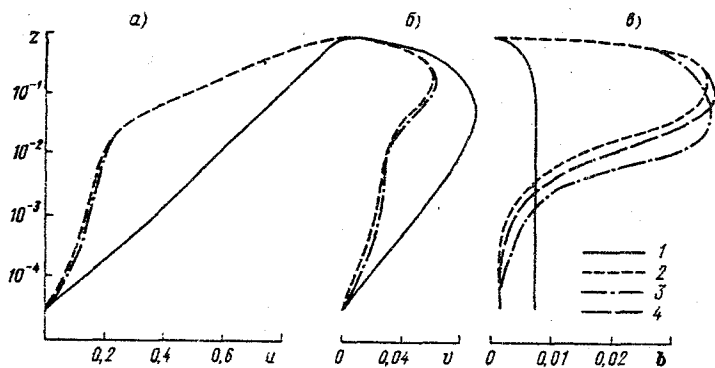


Рис. 3. Безразмерные профили компонентов скорости (а, б) и энергии турбулентности (в) при разных способах параметризации источника турбулентности.

$$1 - \tilde{h}/h = 0; 2 - f_3 = 0; 3 - f_3 - f_3 = c_D Sh V^3; 4 - f_3 = c_D Sh V(b_* - b).$$

набегающего потока, а теплообмен со зданиями, повышая температуру воздуха в слое препятствий, противодействует этому процессу. Результирующее воздействие ГОТ на динамику АПС невелико при всех условиях термической стратификации, проявляется при малых скоростях ветра и преимущественно в профиле энергии турбулентности, несколько увеличивая ее значение над слоем препятствий.

Влияние дополнительной турбулизации у препятствий на динамику АПС можно проанализировать путем вариации способов задания f_3 в уравнении (17). Представленные на рис. 3 вертикальные профили u , v , b для

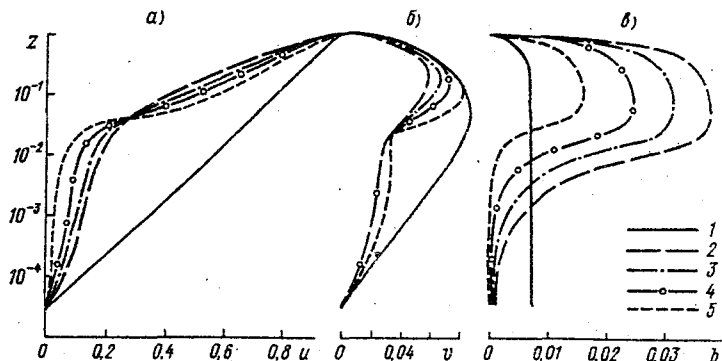


Рис. 4. Безразмерные профили составляющих скорости (а, б) и энергии турбулентности (в) при разных способах параметризации масштаба турбулентности в слое препятствий.

$$1 - \tilde{h}/h = 0; 2 - \tilde{r} = \chi c^{1/4} \frac{b}{k} / \frac{\partial b}{\partial z} \frac{1}{k}; 3 - \tilde{r}^{-1} = l_a^{-1} + l_c^{-1}; 4 - l = \chi c^{1/4} z / \left(1 + 2,5 z \sqrt{\frac{c_D Sh}{\tilde{h}}} \right); 5 - l = \min \left\{ \chi c^{1/4} \int_0^z \psi(z) dz; l_p \right\}$$

средних значений параметров слоя препятствий ($\tilde{h}/h = 0,035$; $c_D Sh = 4$, $c_\Theta = 0$) при разных выражениях для f_3 показывают, что влияние источника f_3 практически не проявляется в скорости среднего ветра и в максимальных значениях энергии турбулентности, но вызывает смещение максимума b по вертикали, снижая его до уровня вершукшек препятствий при максимальных значениях f_3 (а) из (22).

Уменьшение масштаба турбулентности $\tilde{l}$ под влиянием препятствий сопровождается понижением уровня энергии турбулентности во всем АПС, ослаблением u -компонента ветра в слое препятствий и возрастанием $u = uv$ -компонентов над ним. Рис. 4 демонстрирует этот эффект при разных соотношениях для $\tilde{l}$. Наиболее ярко указанные выше особенности проявляются при использовании выражений (б) и (в) из (23). Параметризация (в) из (23) довольно чувствительна к параметру l_p , для однозначного

определения которого необходима информация о среднем расстоянии между элементами препятствий. Результаты, представленные на рис. 2, получены при $I_p = 0,001$. Для значения $I_p = 0,01$ профили u , v и b близки к соответствующим профилям, полученным для (b) из (23). Учет дробления крупных вихрей препятствиями приводит к изменению отношений модулей скорости в городе и пригороде. На высотах 10, 100, 300 м с учетом соотношения (b) из (20) они составляют 0,23; 0,71; 0,85 (без учета этого процесса соответственно равны 0,33; 0,63; 0,80). Следует отметить, что этот эффект существенно зависит от высоты препятствий. Приведенные оценки получены при $\tilde{h} = 60$ м и являются верхними.

Таким образом, результаты численных экспериментов показали, что при моделировании поля ветра над слоем препятствий наиболее важно точно учитывать параметры слоя препятствий: $\tilde{h}/h$ во всем диапазоне его изменений и $c_D Sh$ при малых его значениях. Детальный учет деформации поля турбулентных характеристик препятствиями и ГОТ в среднем поле ветра практически не проявляется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быкова Л. П., Дубов А. С., Марунич С. В. Турбулентность в растительном покрове. Л.: Гидрометеиздат, 1978, 179 с.
2. Вагер Б. Т., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. Л.: Гидрометеиздат, 1979, 136 с.
3. Воронов Г. И., Кругель А. М. Структура турбулентного потока в растительном покрове. — Вестник с.-х. наук, 1986, с.
4. Кантуэлл Б. Д. Организованные движения в турбулентных потоках. — Механика, 1984, вып. 33, с. 9–79.
5. Николаевский В. Н. Пространственное осреднение и теория турбулентности. — Механика, 1984, вып. 33, с. 266–335.
6. Симонов В. В. Модель приповерхностного турбулентного потока при наличии проникаемых препятствий. — Труды ГГО, 1984, вып. 483, с. 22–35.
7. Sorbian Z., Uliasz M. Some numerical urban boundary layer studies. — Bound. Layer Meteorol., 1982, v. 22, N 4, p. 481–502.

К ВОПРОСУ ТЕСТИРОВАНИЯ МОДЕЛИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ НА ОСНОВЕ НАТУРНЫХ ДАННЫХ

Вопросы интерпретации модельных оценок неразрывно связаны с вопросами тестирования моделей по доступной экспериментальной информации. При решении конкретных прикладных задач окончательные выводы во многом зависят от того, как выбран способ ответа на эти вопросы. В частности, для изучения изменчивости поля ветра в естественных условиях с помощью моделей атмосферного пограничного слоя (АПС) необходимо выполнение разработок, позволяющих проанализировать специфику применения модели на основе фактической информации.

Для практических целей нужны рекомендации по восстановлению вертикального профиля ветровых характеристик по данным о внешних параметрах, определяющих структуру ПС. Основой для такого восстановления могут служить систематизированные в условиях квазистационарности экспериментальные распределения ветровых характеристик или модельные оценки этих же характеристик. В качестве внешних параметров, определяемых по данным стандартных наблюдений, обычно используются:

- шероховатость поверхности (z_0),
- температура воздуха на уровне $z = 2$ м (T_2) и на высоте поверхности $p = 850$ гПа (T_{850}),
- геострофический ветер (V_g),
- высота поверхности $p = 850$ гПа (H_{850}).

Характеристики (z_0 , T_2 , V_g) имеют ясный физический смысл и используются непосредственно при выборе масштабов скорости и температуры в модели АПС, а также при формировании граничных условий на нижней границе области интегрирования. Выбор характеристик H_{850} и T_{850} в сопоставлении с параметрами модели требует специального обсуждения.

Обычные способы систематизации экспериментальных данных предполагают выбор внешних параметров, аналогичный указанному выше, поскольку этот выбор обеспечивает учет основных физических факторов, влияющих на структуру пограничного слоя. Имевшиеся в нашем распоряжении профили скорости ветра были осреднены по ансамблю условий, характеризовавшихся заданными значениями параметров V_g и $\mu_{0-H} =$

$$= \frac{g}{\bar{T}} \cdot \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g f} \quad (T_0 \text{ и } T_H - \text{соответственно температура воздуха у}$$

поверхности земли и на верхней границе пограничного слоя (H); γ_H – градиент температуры в свободной атмосфере; f – параметр Кориолиса; g – ускорение свободного падения; $\bar{T}$ – средняя температура в пограничном слое; $\bar{g}$ – ускорение свободного падения; $\bar{T}$ – средняя температура в пограничном

слое). Осредненные профили получены по данным наблюдений на ст. Воейково при квазистационарных горизонтально-однородных условиях для двух состояний поверхности (теплый период – $z_0 = 1,8$ см и холодный период – $z_0 = 0,07$ см) [3]. Параметр μ_{0-H} характеризует условия температурной стратификации ($\mu_{0-H} > 0$ – при неустойчивой стратификации; $\mu_{0-H} = 0$ – при нейтральной стратификации; $\mu_{0-H} < 0$ – при устойчивой стратификации). Условия определения H (и соответственно – T_H) могут быть различными [3]. Значения H , определяемые по экспериментальным профилям, разумеется, в общем случае не адекватны величине H_{850} . Адекватность величины H_{850} масштабу длины, вводимому в модели пограничного слоя, требует проверки.

Рассмотрим двумерную квазистационарную модель атмосферного пограничного слоя, описанную в [1]. Модель позволяет рассчитать вертикальное распределение составляющих скорости (u и v) над однородной поверхностью (вариант решения, полученный стационарированием уравнений) и над поверхностью, состоящей из отдельных участков, отличающихся динамическими и тепловыми свойствами. В настоящей работе исследуется вариант модели, построенной на основе решения системы уравнений атмосферного пограничного слоя, в которую вошли уравнения движения, уравнения переноса тепла и влаги и уравнение баланса энергии турбулентности.

Для замыкания системы уравнений использованы соотношения Колмогорова для коэффициента турбулентного обмена (k) и скорости диссипации турбулентной энергии в тепло (ε):

$$k = l\sqrt{b}; \quad \varepsilon = cb^2/k, \quad (1)$$

а также полуэмпирическое соотношение для масштаба турбулентности [2]:

$$l = -\kappa c^{1/4} \frac{b/k}{\partial/\partial z(b/k)} \cdot \frac{1}{1+az}, \quad (2)$$

где c и a – константы. Остальные обозначения традиционные.

Если в качестве масштабов для скорости, температуры и высоты использовать соответственно V_g ; $\Delta\theta = T_0 - T_H - \gamma_H \tilde{H}$ и $\tilde{H}$ (где $\tilde{H}$ – вертикальный масштаб модельной области), то решение безразмерной системы уравнений оказывается при заданном значении шероховатости зависящим только от двух безразмерных параметров:

$$A_L = \frac{f\tilde{H}}{V_g}; \quad \beta = \frac{\alpha_T \frac{g}{T} \tilde{H} \Delta\theta}{V_g^2}, \quad (3)$$

где α_T — среднее по слою $(0, \tilde{H})$ отношение коэффициентов турбулентности для тепла и количества движения. В общем случае $\tilde{H} \neq H$.

Таким образом, для безразмерных составляющих скорости при заданной шероховатости имеем зависимость $u/V_g = f(z/\tilde{H}, a, c, A_L, \beta)$. При переходе к размерным значениям имеем $u_i = f(V_g, z, a, c, A_L, \beta)$.

Систематизированные в [3] экспериментальные значения составляющих скорости на стандартных уровнях при заданной величине z_0 определяются следующим образом: $u_i = f(V_g, \mu_{0-H}, z_0, z)$. Параметр μ_{0-H} представляет собой комбинацию параметров A_L и β : $\mu_{0-H} = \alpha_T \beta / A_L$. Задача состоит в том, чтобы обеспечить минимальное отклонение расчетных профилей u_z и v_z от экспериментальных при заданных значениях z_0, V_g, μ_{0-H} . Ясно, что это возможно только при совпадении границы расчетной области $\tilde{H}$ с экспериментально определенными значениями H и при определенном выборе значений α_T .

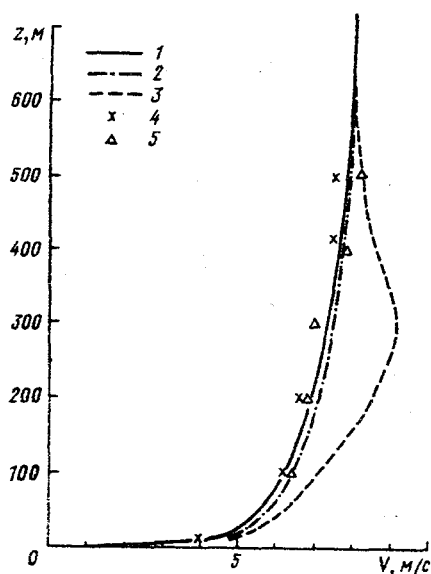


Рис. 1. Профили модуля скорости ветра при разных значениях параметров ($\mu_{0-H} = 0$; $V_d = 8$ м/с.

1 — $c = 0,1$; $a = 5$; 2 — $c = 0,05$; $a = 5$; 3 — $c = 0,1$; $a = 2,0$; 4, 5 — экспериментальные данные из работ [3] и [5] соответственно.

Значения физической константы c по данным разных источников меняются в пределах от 0,04 до 0,1 [4]. Влияние изменчивости c в указанном диапазоне значений на профиль модуля скорости ветра (V_z) на высотах $z > 10$ м при нейтральной стратификации иллюстрирует рис. 1. Из рисунка видно, что выбор константы c несущественно изменяет профиль V_z . Гораздо большее значение при расчетах профилей скорости ветра имеет выбор константы a , входящей в выражение для масштаба турбулентности. По рис. 1 a можно составить представление и о степени влияния изменчивости a на расчетные значения скорости ветра. На этом же рисунке показаны экспериментальные профили V_z , соответствующие

условиям нейтральной стратификации и приведенные в работах [3, 5].

На рис. 2 приведены профили V_z при различных значениях параметров β и A_L . Из рисунка видно существенное влияние указанных параметров, хотя влияние изменчивости β проявляется в большей степени, чем влияние изменчивости A_L .

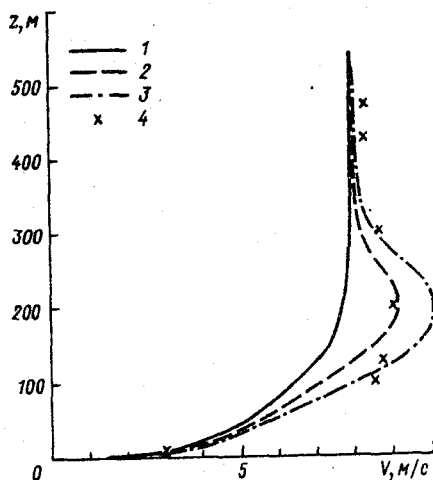


Рис. 2. Профили модуля скорости ветра при устойчивой стратификации ($\mu_{0-H} = -250$; $V_g = 7$ м/с).

1 — $A_L = 0,01$; $\beta = 1,2$; 2 — $A_L = 0,01$; $\beta = 2,0$; 3 — $A_L = 0,015$; $\beta = 2,0$; 4 — экспериментальные данные из [3].

Расчеты были выполнены для набора значений V_g и μ_{0-H} , соответствовавших выборке экспериментальных профилей, осредненных в заданном диапазоне значений геострофического ветра и характеристик стратификации [3]. Варьируя сочетания параметров A_L , β и a , мы минимизировали отклонения расчетных значений скорости и направления ветра от соответствующих значений этих характеристик, определенных экспериментально на стандартных высотах.

Таким образом, оказалось возможным обеспечить совпадение расчетных и экспериментальных значений параметра μ_{0-H} при одновременном согласовании профилей u_z и v_z путем вариации значений a , A_L и β .

Приведем оптимальный набор параметров A_L и β , соответствующий минимальным отклонениям расчетных профилей u_z и v_z от экспериментальных:

μ_{0-H}	1000	500	300	100	0	-100	-300	-500
A_L	0,020	0,017	0,014	0,011	0,010	0,010	0,010	0,010
β	10,0	5,0	3,0	0,9	0	-1,1	-4,0	-8,0

Оптимальное значение константы a оказалось равным 5 при нейтральной и неустойчивой стратификации и равным 10 при устойчивой стратификации; принято $c = 0,1$.

Определив оптимальный набор параметров, обеспечивающих согласо-

вание расчетных и экспериментальных распределений размерных величин u_z и V_z , представляется возможным определить оптимальные значения масштаба $\tilde{H}$. Приведем пример оценки величины $\tilde{H}$ при $V_g \approx 7$ м/с для разных условий стратификации в сравнении со значениями высоты пограничного слоя, полученной по средним экспериментальным распределениям скорости ветра:

μ_0-H	1000	500	300	100	0	-100	-300	-500
$\tilde{H}$, м.....	2000	1500	1100	800	700	600	600	550
H , м.....	2500	1900	1250	750	500	360	80	70
H_d , м.....	2600	2150	1700	1300	1050	900	700	650

Условия для определения H , очевидно, могут быть разными. Здесь приведены значения, которые соответствуют уровню совпадения модуля скорости ветра с модулем геострофического ветра, и значения H_d , соответствующие уровню, на котором направление скорости ветра приближается к направлению геострофического ветра [3]. Расчетные значения H лучше согласуются с значениями H_d при устойчивой стратификации, и имеют промежуточное значение между H и H_d во всех остальных случаях. Аналогичные оценки сделаны для всего использованного нами набора значений V_g и z_0 , результат совпадает с приведенными данными.

Таблица 1

Относительные расхождения расчетных и экспериментальных значений модуля скорости ветра $(V_m - V_z)/V_z$ при различных условиях

z_0 , см	μ_0-H	V_g , м/с	z , м			
			10	100	200	300
1,8	710	7,4	-0,14	-0,04	-0,04	-0,04
	340	12,2	-0,08	0,05	0,06	0,07
	140	18,7	-0,06	0	0,02	0,03
	0	7,8	0,17	0,02	0,04	0,04
	0	11,8	0,12	0,04	-0,02	-0,04
	0	18,5	0,03	0,08	-0,02	-0,04
	-140	10,7	0,34	0,00	0,02	-0,06
	-245	6,8	0,24	-0,06	0,11	0,06
0,07	0	6,9	0,15	0,02	-0,04	-0,03
	0	13,0	0,21	0,09	0,01	-0,01
	0	19,5	0,18	0,14	0,02	-0,04
	-270	13,2	0,26	0,03	0,12	0,03
	-530	7,9	0,31	0,00	0,03	-0,06

По оптимизированным значениям коэффициента β и A_L получают расчетные значения коэффициента α_T . Характер зависимости α_T от стратификации соответствует данным, приведенным в [3]:

μ_{0-H}	1000	500	300	100	0	-100	-300	-500
α_T	2,0	1,70	1,40	1,22	1,0	0,91	0,75	0,62

В табл. 1 и 2 приведены относительные расхождения между экспериментальными (V_z) и модельными (V_m) значениями модуля скорости ветра и угла поворота ветра в слое $(10-z)$. Оценки выполнены для разных значений z_0 , V_g и μ_{0-H} . Относительные расхождения расчетных и модельных значений V_z большей частью находятся в пределах 2–10 %, увеличиваясь на малых высотах при устойчивой стратификации в отдельных случаях до 25–30 %. Относительные расхождения расчета угла поворота ветра в слое $10-z$ изменяются в более широких пределах (см. табл. 2).

Для характеристики согласованности экспериментальных и теоретических профилей V_z и α_z в целом были рассчитаны средние по профилю стандартные отклонения расчетных значений от значений, определенных по данным измерений. При расчете учтено неравномерное распределение

Таблица 2

Относительные расхождения рассчитанных по модели значений
угла поворота ветра на разных высотах $((\Delta\alpha_m - \Delta\alpha_z)/\alpha_{0z})$
при различных условиях

z_0 , см	μ_{0-H}	V_g , м/с	z , м		
			100	200	300
1,8	710	7,4	-0,07	-0,17	-0,20
	340	12,2	0,06	0,06	0,00
	140	18,7	-0,26	-0,30	-0,21
	0	7,8	-0,14	-0,19	-0,20
	0	11,8	0,17	0,10	0,23
	0	18,5	-0,07	-0,17	-0,19
	-140	10,7	-0,36	-0,36	-0,24
	-245	6,8	-0,43	-0,45	-0,21
0,07	0	6,9	-0,17	-0,20	-0,23
	0	13,0	-0,11	-0,20	-0,44
	0	19,5	-0,02	-0,06	-0,15
	-278	13,2	-0,19	-0,29	-0,27
	-530	7,9	-0,20	-0,29	-0,20

Примечание. α_z — угол отклонения ветра от геострофического; $\Delta\alpha$ — угол поворота ветра в слое $10-z$; $\Delta\alpha_m$ и $\Delta\alpha_z$ — расчетные (модельные) и экспериментальные значения $\Delta\alpha$ соответственно; α_0 — угол полного поворота ветра в пограничном слое.

по высоте уровней измерения:

$$S_V = \left[\frac{\sum_{i=1}^n (|V_{zi}| - |V_{mi}|)^2 \Delta z_i}{\sum_{i=1}^n \Delta z_i} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

$$S_\alpha = \left[\frac{\sum_{i=1}^n (\alpha_{zi} - \alpha_{Hi})^2 \Delta z_i}{\sum_{i=1}^n \Delta z_i} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где $\Delta z_i = \frac{z_{i+1} - z_{i-1}}{2}$, n — число уровней измерения.

Таблица 3

Расхождения модельных и экспериментальных значений
скорости и направления ветра, осредненные
в пределах пограничного слоя атмосферы

z_0 , см	μ_{0-H}	V_g , м/с	S_V	S_α
1,8	710	7,4	0,29	2,1
	340	12,2	0,47	1,4
	140	18,7	0,31	1,4
	0	7,8	0,27	2,2
	0	11,8	0,37	2,7
	0	18,5	0,87	2,0
	-140	10,7	0,72	8,2
	-245	6,8	0,52	6,2
0,07	0	6,9	0,22	4,0
	0	13,0	0,54	4,2
	0	19,5	0,99	4,2
	-270	13,2	0,78	5,3
	-530	7,9	0,53	4,3

В табл. 3 приведены значения S_V и S_α для разных значений V_g , μ_{0-H} и z_0 . Из таблицы видно, что среднее стандартное отклонение модуля расчетных значений скорости от осредненных экспериментальных значений не превосходит 1 м/с. Средние стандартные отклонения расчетных значений α_z от измеренных тоже оказались невелики. Максимальное значение S_α составляет около 8°.

В естественных условиях квазистационарный безадвективный режим течений в атмосферном пограничном слое реализуется крайне редко. Практически всегда в атмосфере наблюдается крупномасштабная адвекция тепла или холода, которая существенным образом сказывается на вертикальных профилях ветровых характеристик. Простейший учет бароклинности в моделях пограничного слоя обеспечивается заданием переменного по высоте геострофического ветра. Зависимость составляющих скорости геострофического ветра от высоты $u_{gi} = f(z)$ определяется значениями параметров:

$$\lambda_x = \frac{\kappa^2}{f} \frac{\partial u_z}{\partial z} = \frac{\kappa^2 (u_{g850} - v_{g0})}{f H_{850}}, \quad (6)$$

$$\lambda_y = \frac{\kappa^2}{f} \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\kappa^2 v_{g850}}{f H_{850}}, \quad (7)$$

где U_{g850} и V_{g850} – составляющие геострофического ветра на изобарической поверхности 850 гПа, H_{850} – высота поверхности 850 гПа. Ось x направлена вдоль геострофического ветра у земли. Параметры λ_x , λ_y оцениваются по синоптической информации.

Для анализа бароклинного варианта использовавшейся нами модели атмосферного пограничного слоя были привлечены:

1) средние профили ветра, полученные по наблюдениям на ст. Воейково при нейтральной стратификации и различном характере адвекции для холодного периода ($z_0 = 0,07$ см) [3];

2) вертикальные профили, полученные по наблюдениям в Мёппене [5]. Это осредненные по сравнительно небольшому промежутку времени распределения составляющих скорости ветра, характеризующиеся в заданном интервале времени постоянными условиями стратификации и адвективного переноса. Оценка этих условий выполнена по фактическим данным.

Коррекция набора параметров – c , a , A_L и β выполнялась по ансамблю данных, полученных на ст. Воейково. При всех рассмотренных условиях оказалось необходимым для обеспечения согласованности расчетных и экспериментальных профилей u_z и v_z изменить значение a . Остальные параметры сохраняют в соответствующих условиях те значения, которые оптимизированы по безадвективному варианту модели. Было принято значение $a = 20$. Эти изменения связаны с тем, что дополнительная генерация турбулентности – особенно в верхней части пограничного слоя – наблюдается при любом характере крупномасштабной адвекции за счет увеличения градиентов составляющих скорости $\partial u/\partial z$ $\partial v/\partial z$. Знак градиентов $\partial u/\partial z$ и $\partial v/\partial z$ не влияет на величину трансформации энергии среднего движения в энергию турбулентности. На рис. 3 приведены профили модуля скорости ветра и угла отклонения ветра от геострофического при

адвекции холода. Рис. 3 дает представление о степени согласованности рассчитанных и экспериментальных профилей, полученных по данным ст. Воейково.

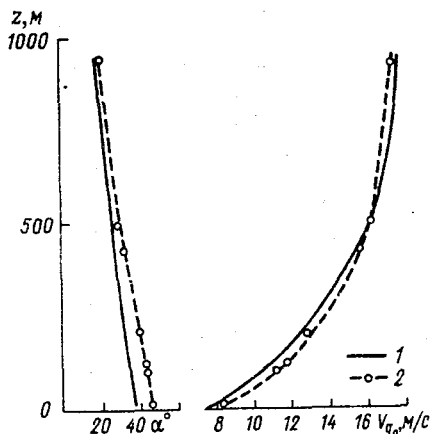


Рис. 3. Расчетные (1) и экспериментальные (2) профили модуля скорости ветра и угла отклонения ветра от наземного геострофического при адвекции холода ($V_{g0} = 15,8$ м/с).

Результаты натурных наблюдений, приведенные в [5], использовались для тестирования модели. Совокупность данных представляла собой 23 профиля составляющих скорости ветра ($z_0 = 1 \dots 10$ см), снабженных соответствующими данными о параметрах стратификации и адвекции. В качестве параметра стратификации в работе [5] был использован „внутренний” параметр

$$\mu = \kappa^2 \frac{g}{T} \frac{P_0}{\rho c_p} / l u_*^2,$$

который по таблице из [3] может быть соотнесен с параметром μ_{0-N} (P_0 — турбулентный поток тепла, u_* — динамическая скорость). Полного совпадения параметров стратификации, использованных в нашей модели, и вычисленных по данным наблюдений в [5] обеспечить нельзя.

Из всего ансамбля профилей ветровых характеристик отмечены 4 случая сильного термического расслоения пограничного слоя и 4 случая, характеризующих сильные эффекты нестационарности. Эти случаи были исключены из рассмотрения, так как указанные эффекты в модели не учтены. Профили рассчитаны по модели с набором параметров s , A_L и β , приведенных выше. Степень согласования расчетных и экспериментальных профилей отражена в табл. 4, в которой помещены значения средневзвешенных по профилю стандартных отклонений расчетных значений V_z и α_z от соответствующих измеренных значений. В той же таблице приведены значения S_V и S_α , полученные при сравнении с экспериментальными данными двух моделей пограничного слоя, предложенных и проанализированных в работе [5]. В табл. 5 показаны дисперсии разностей расчетных и измерен-

Таблица 4

Средние по профилю расхождения результатов расчета по модели
и измеренных профилей скорости и направления ветра

V_g , м/с	μ	S_V , м/с	S_α , градус	S_V , м/с (по модели I [5])	S_α , градус (по модели I [5])	S_V , м/с (по модели II [5])	S_α , градус (по модели II [5])
18,7	0,0	1,12	3,7	0,74	5,8	0,24	5,7
2,4	-7,3	0,36	4,6	0,19	10,6	0,17	9,0
3,7	-14,1	0,56	3,9	0,49	9,3	0,45	7,6
2,8	-12,5	0,44	3,8	0,41	6,0	0,42	6,1
5,1	-2,9	0,94	6,8	0,20	12,8	0,24	4,6
7,5	-13,3	0,68	4,5	0,90	20,6	0,75	11,6
6,2	-8,6	0,79	3,8	0,45	4,0	0,62	4,5
7,8	0,0	0,57	8,5	0,20	6,7	0,43	15,4
15,6	-24,0	0,72	2,3	1,49	0,92	29,3	16,3
9,2	-3,0	0,83	5,0	1,08	1,10	4,1	3,7
5,7	-15,7	0,70	9,8	0,95	1,01	15,7	7,3
7,5	-31,4	0,64	3,3	0,55	0,73	5,6	7,6
5,7	-17,5	0,55	8,4	0,45	0,40	11,4	14,2
4,6	-7,0	0,28	4,6	0,37	0,29	13,7	5,2
8,4	8,9	0,56	5,4	0,62	0,65	19,0	30,5
3,4	0,0	0,56	2,8	0,34	0,38	10,2	8,8
8,3	0,0	0,29	5,6	0,52	0,53	6,5	6,4
11,1	12,8	0,58	9,8	0,51	1,14	7,8	12,2
7,4	-3,0	0,80	3,1	0,77	0,76	6,7	3,8
6,2	-2,0	0,39	7,1	0,33	0,41	3,1	3,4
3,3	-24,0	0,30	7,3	0,26	0,30	12,4	10,4
9,1	-2,2	0,84	10,7	0,81	0,80	10,0	7,4
5,5	0,0	0,65	7,4	0,37	0,40	9,5	6,7

ных значений модуля скорости ветра и угла отклонения ветра от геострофического направления, приведенные к стандартным уровням измерений. Анализ этой таблицы показывает, что расчеты профилей скорости ветра в пограничном слое с помощью рассматривавшейся нами модели выполняются с достаточной точностью. Однако разработка практических рекомендаций по использованию модели требует дальнейшего изучения того, насколько адекватны данным стандартных наблюдений входные параметры модели.

Таблица 5
 Дисперсия разности экспериментальных [5]
 и расчетных значений скорости ветра (ΔV)
 и угла отклонения ветра
 от геострофического ($\delta \alpha$)
 (средние по 23 профилям)

$z, \text{ м}$	$\sigma_{\Delta V}, \text{ м/с}$	$\sigma_{\delta \alpha}, \text{ град}$
10	0,41	1,9
100	0,57	2,0
200	0,73	2,0
300	0,90	2,4
500	0,91	3,7
800	1,04	4,8

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. — Л.: Гидрометеиздат, 1979, 134 с.
2. Дубов А. С., Быкова Л. П., Марунич С. В. Турбулентность в растительном покрове. — Л.: Гидрометеиздат, 1978, 179 с.
3. Орленко Л. Р., Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1979, 268 с.
4. Симонов В. В. Об использовании уравнения для скорости диссипации при моделировании турбулентного потока над волнистой поверхностью. — Труды ГГО, 1986, вып. 504, с. 119–132.
5. Dittrich M. Vergleich gemessener und berechneter verticalprofile des horizontalen Windvektors. — Zeitschrift für Meteorologie, 1986, Band 36, Heft 2, S. 89–103.

МОДЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Изучение изменчивости характеристик турбулентности в атмосферном пограничном слое (АПС) представляет собой важную теоретическую и прикладную задачу. Сведения о пространственном распределении характеристик турбулентности необходимы для решения широкого круга проблем, возникающих в строительной метеорологии, при оценках диффузии примесей в атмосфере, при оценках условий взлета и посадки самолетов [7] и т. п.

Существует довольно обширная литература, посвященная анализу натурных наблюдений за режимом турбулентности в приземном слое атмосферы (h_s) над однородной поверхностью при квазистационарных условиях [12, 18, 22]. Однако систематизированные данные о распределении характеристик турбулентности на высотах, превышающих h_s , особенно над горизонтально-неоднородной поверхностью встречаются достаточно редко [16, 19]. Это объясняется трудностями постановки эксперимента. Теоретические оценки вертикального распределения характеристик турбулентности в АПС над однородной поверхностью при разных условиях стратификации проводились в работах [5, 6, 17]. Степень деформации полей турбулентности в условиях горизонтальной неоднородности изучена недостаточно даже на модельных примерах. В частности, мало изучены особенности полей турбулентности в районах городской застройки и прилегающей к ним местности. Настоящая работа представляет собой попытку отчасти заполнить пробел в этих данных.

Воспользуемся простейшей моделью АПС, описанной в [6]. Будем рассматривать версию модели, параметры которой оптимизированы на основе экспериментальных данных о профилях скорости ветра в АПС при данных условиях стратификации [14]. В результате численного решения системы уравнений АПС, для замыкания которой привлечено уравнение баланса энергии турбулентности (b) и полуэмпирическое соотношение для масштаба турбулентности (l), могут быть рассчитаны вертикальные профили $b(z)$ как над однородной поверхностью, так и в окрестности неоднородностей произвольного линейного размера. Расчеты выполнялись для районов городской застройки и загородной местности, простирающейся вниз по потоку от подветренной границы городского массива. Район застройки моделировался „пятном” на поверхности и характеризовался заданными значениями высоты (h_r) и густоты (S) препятствий и их сопротивления (c_D) набегающему потоку. При этом шероховатость (z_0) района застройки, определенная по профилю скорости ветра на высотах $z > 25$ м, составила 0,8 м. Шероховатость загородных районов выбиралась равной $z_0 = 1,8$ см и $z_0 = 0,07$ см, что имитировало травяной покров и снежную поверхность [15].

Линейный размер городского массива в направлении геострофического ветра в расчетных примерах был принят равным 20 км. Параметры подслоя препятствий $c_D S = 0,005$, $h_r = 25$ м. Выбранные значения параметров приближенно описывают масштаб и специфику застройки в Ленинграде.

По профилям $b(z)$ с использованием экспериментальных соотношений, характеризующих степень анизотропии турбулентных пульсаций горизонтальных компонентов скорости ветра (σ_u , σ_v). Эти характеристики непосредственно определяются по измеренным значениям пульсаций составляющих скорости, и экспериментальная информация о средних значениях σ_u , σ_v , и об их изменчивости более обширна [1, 4, 9, 12], во всяком случае, на высотах $z < h_s$.

На основе расчетных распределений модуля скорости ветра $V(z)$, динамической скорости u_* , величин $b^2(z) = \sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2$ и экспериментальных соотношений для σ_w/σ_{u*} и σ_v/σ_u оценивались профили σ_u , σ_u/u_* , σ_u/V над районом городской застройки и на разных расстояниях от подветренной границы этого района вниз по потоку. Аналогичные распределения получены для величин σ_v , σ_v/u_* и σ_v/V .

В соответствии с результатами наблюдений при условиях, близких к нейтральной стратификации, на всех высотах в слое (10–300 м) были приняты значения $\sigma_w/u_* = 1,2$; $\sigma_v/v_u = 0,8$ [12, 13, 16, 21]. Как показано в [13, 19], эти соотношения слабо зависят от стратификации и скорости геострофического ветра (V_g). Они считались постоянными при всех условиях, а численные значения соответствовали средним из большого числа наблюдений.

Рассмотрим характеристики турбулентности в квазистационарном горизонтально-однородном пограничном слое. На малых высотах $z < h_s$ данные о структуре турбулентности имеют наиболее надежную экспериментальную основу. Расчетные значения энергии турбулентности при разных условиях стратификации на уровне 10 м над однородной поверхностью с шероховатостью $z_0 = 2$ см так же как и значения дисперсий, удовлетворительно согласуются с данными натурных измерений. Так, величина b^2 , рассчитанная при устойчивой стратификации на $z = 10$ м ($\mu_{0-H} = -250$), составляет $0,61 \text{ м}^2/\text{с}$, а при неустойчивой стратификации ($\mu_{0-H} = 340$) – $1,42 \text{ м}^2/\text{с}$ (параметр стратификации

$$\mu_{0-H} = \beta \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g f},$$

где β – параметр плавучести; T_0 и T_H – температура воздуха на уровне $z = z_0$ и на верхней границе пограничного слоя H соответственно, γ_H – градиент температуры в свободной атмосфере, f – параметр Кориолиса; $\mu_{0-H} > 0$ – при неустойчивой стратификации; $\mu_{0-H} = 0$ – при нейтральной стратификации, $\mu_{0-H} < 0$ – при устойчивой стратификации). В [12] для устойчивой стратификации значения b^2 на уровнях 6 и 12 м составили 0,56

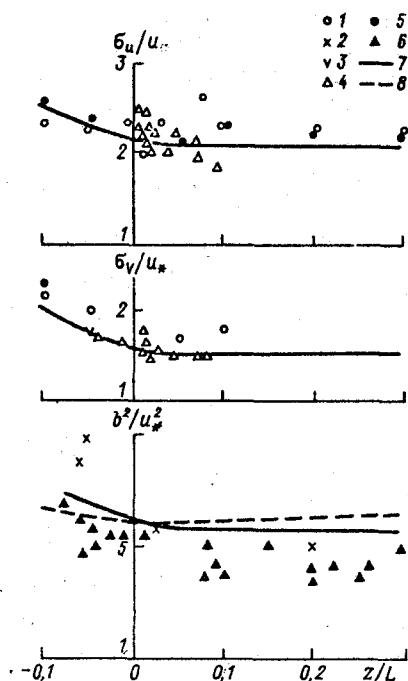


Рис. 1. Зависимость безразмерных стандартных отклонений компонентов скорости ветра и безразмерной полной кинетической энергии от параметра

а) σ_u/u_* ; б) σ_v/u_* ; в) b^2/u_*^2 ; 1, 4 — Ариель, Надежина [1]; 2 — Мак-Бин [22]; 3 — Крамер [10]; 5 — Монин [21]; 6 — Крамер [11]; 7 — расчетная кривая из [1]; 8 — расчетная кривая из [6].

и $0,64 \text{ м}^2/\text{с}$, а при неустойчивой стратификации $1,62$ и $1,82 \text{ м}^2/\text{с}$ соответственно. Средние из многих измерений значения дисперсий составляющих скорости, приведенные в [1], при нейтральной стратификации оказались равны: $\sigma_u/u_* = 2,4$ и $\sigma_v/u_* = 1,9$. Соответствующие расчетные значения составили: $\sigma_u/u_* = 2,12$ и $\sigma_v/u_* = 1,6$.

Таблица 1

Безразмерные стандартные отклонения продольного компонента скорости ветра при различной стратификации

z, м	Расчитанные значения		Экспериментальные значения [2]	
	устойчивость ($\mu_{0-n} = -140$)	неустойчивость ($\mu_{0-n} = 700$)	устойчивость	неустойчивость
100	1,0	3,0	1,87	3,0
300	0,5	4,0	1,55	3,3

На рис. 1 показаны расчетные зависимости безразмерной энергии турбулентности и нормированных дисперсий составляющих скорости от параметра стратификации (z/L) в сравнении с данными натурных экспериментов. Согласование расчетных и экспериментальных зависимостей удовлетворительное. Уменьшение шероховатости поверхности до значений $z_0 = 0,07$ см (снежная поверхность) несущественно сказывается на количественных значениях энергии турбулентности на уровне 10 м. Характер зависимостей, изображенных на рис. 1, при уменьшении z_0 сохраняется.

Немногочисленные экспериментальные данные о распределении характеристик турбулентности на высотах $z > h_s$ чаще всего дают возможность судить только о порядке рассматриваемых величин. Мы ориентировались на систематизированные данные о профилях σ_i/u_* , приведенные в работах [2]. В табл. 1 помещены безразмерные стандартные отклонения продольного компонента скорости ветра (σ_u/u_*) при устойчивой и неустойчивой стратификации на высотах 100 и 300 м в сравнении с экспериментальными значениями этой величины, приведенными в [2]. Анализ таблицы показывает, что рассчитанные значения σ_u/u_* близки к измеренным.

Заметим, что выбор стандартных уровней, к которым отнесены расчетные характеристики в данной работе, объясняется, с одной стороны, наличием экспериментальных данных преимущественно в слое (10–300 м), с другой стороны – практической направленностью работы. Предусматривается возможность использования информации об интенсивности турбулентности на разных уровнях по высоте для обслуживания пригородных аэропортов. При необходимости может быть выдана информация и для более широкой расчетной области.

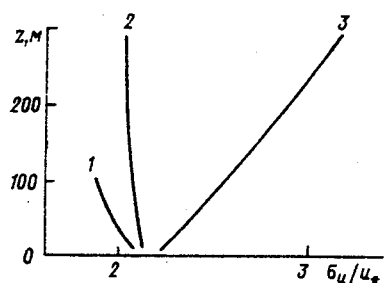


Рис. 2. Профили σ_u/u_* при различной стратификации ($V_g = 13$ см/с).

1 – $\mu_{0-n} = -300$; 2 – $\mu_{0-n} = 0$; 3 – $\mu_{0-n} = 300$.

В качестве примера, демонстрирующего влияние стратификации на расчетные профили σ_u/u_* в слое, приведен рис. 2, на котором показаны функции $\sigma_u/u_*(z)$ в квазистационарном случае при $z_0 = 2$ см. Следует обратить внимание на смену знака градиента $d(\sigma_i/u_*)/dz$, сопровождающего переход от устойчивой стратификации к условиям хорошо перемешанного пограничного слоя при конвективном состоянии последнего. Это

обычно не „улавливается” экспериментом [3].

Анализ квазистационарного варианта модели показывает, таким образом, что мы получаем физически непротиворечивые результаты, в большинстве случаев количественно согласующиеся с доступными данными натурных экспериментов.

Более общий вариант модели, в котором учтена горизонтальная изменчивость состояния подстилающей поверхности, позволяет рассмотреть деформацию величин $b^2(z)$ и $\sigma_i(z)$ на разных высотах в районе городской застройки в сравнении с поведением этих характеристик на значительном удалении от города. Приведем некоторые результаты расчетов.

Табл. 2 иллюстрирует изменчивость безразмерных значений энергии турбулентности b^2/u_*^2 на уровне $z = 10$ м в зависимости от стратификации, скорости геострофического ветра и положения расчетной точки относительно района застройки. Следует обратить внимание на то, что в районе застройки уровень $10 \text{ м} < h_r$. Во всех случаях значения b^2/u_*^2 в городе больше, чем соответствующие значения пригородных районов. Убывание значений b^2/u_*^2 начинается еще при перемещении воздушной массы над районом застройки. При смене подстилающей поверхности убывание значений b^2/u_*^2 на $z = 10$ м происходит сравнительно быстро. Так, на расстоянии 1 км от подветренного края города значения b^2/u_*^2 на этом уровне убывают по сравнению со значениями в районе застройки приблизительно в 2 раза (см. табл. 2). Изменчивость значений b^2/u_*^2 , связанная с влиянием неоднородности поверхности, существенно больше изменчивости, определяемой влиянием температурой стратификации и параметра V_g .

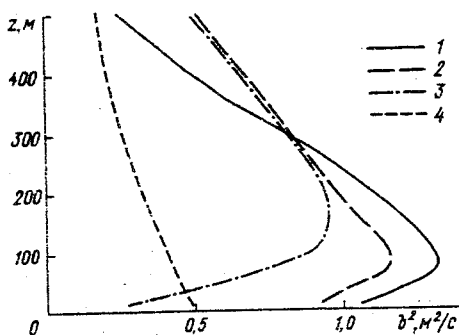


Рис. 3. Профили кинетической энергии ($\mu_{0-n} = 0$; $V_g = 13 \text{ см/с}$).

1 — центр города; 2 — окраина города; 3 — $X = 1 \text{ км}$; 4 — $x = \infty$.

Представляет интерес исследование характеристик турбулентности на высотах $z > h_s$. Пример деформации профилей $b^2(z)$ в системе город–пригород приведен на рис. 3. Характерной особенностью вертикальных профилей $b^2(z)$ над застроенными участками является наличие максимума на высотах 75–150 м. Максимум на профиле $b^2(z)$ сохраняется на значительном расстоянии от подветренной границы города, смещается вверх по мере удаления от этой границы до тех пор, пока распределение

$b^2(z)$ не примет вид, характерный для условий однородной местности (кривая 4 на рис. 3). Наложение внутренних пограничных слоев, проявляющиеся в том случае, когда городской массив задан в модельной задаче пятном на поверхности, обуславливает довольно сложное распределение $b^2(z)$.

Проведя серию численных экспериментов по оценке профилей $b^2(z)$ при различных условиях стратификации и различных V_g , мы получили возможность обобщить расчетные данные об изменчивости характеристик турбулентности на заданных уровнях. Результаты расчетов представлены в табл. 3 и 4.

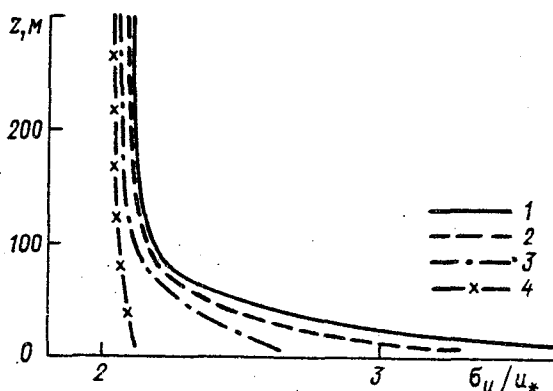


Рис. 4. Профили b^2/u_*^2 над городом и на разных расстояниях от городской застройки ($\mu_{0-H} = 0$; $V_g = 13$ м/с.).

1 — центр города; 2 — окраина города; 3 — $x = 1$ км; 4 — $x = \infty$.

Табл. 3 позволяет проанализировать безразмерное отношение b^2/u_*^2 . Как было показано выше (см. рис. 1) вблизи земной поверхности значения b^2/u_*^2 слабо зависят от стратификации. На более высоких уровнях 100 и 300 м зависимость от стратификации более существенная, особенно при неустойчивой стратификации. При фиксированном значении параметра стратификации μ_{0-H} значения b^2/u_*^2 увеличиваются с высотой в слое 10–300 м при неустойчивой стратификации, и уменьшаются — при устойчивой. Зависимость b^2/u_*^2 на высотах 100 и 300 м от стратификации выражена менее заметно над районами застройки.

В приземном подслое b^2/u_*^2 всегда больше, чем соответствующие значения этой величины вне зоны влияния застройки. Однако на высотах $z > h_s$ из-за особенностей вертикального распределения b^2 и u_*^2 вне города и над городскими районами наблюдается обратное соотношение величин b^2/u_*^2 в системе город–пригород.

Аналогичные соотношения характеризуют и изменчивость дисперсий составляющих скорости ветра на высотах 10, 100 и 300 м. В табл. 4 поме-

Таблица 2

Безразмерная кинетическая энергия турбулентности
 b^2/U_*^2 для уровня $z = 10$ м

μ_{0-n}	$V_g, \text{ м/с}$	Центр города	Окраина города	$x = 1 \text{ км}$	$x = \infty$
-100	7	13,1	11,6	5,9	6,2
	13	14,6	13,9	8,5	6,2
0	7	13,4	11,8	6,6	6,3
	13	14,9	14,0	9,2	6,3
	18	18,0	16,1	12,4	6,3
100	7	13,5	12,0	7,4	6,4
	13	15,4	14,2	10,2	6,4
	18	18,3	16,3	13,0	6,4

Таблица 3

Профили безразмерной энергии турбулентности b^2/U_*^2

μ_{0-n}	$V_g, \text{ м/с}$	$Z, \text{ м}$					
		10		100		300	
		Центр города	$x = \infty$	Центр города	$x = \infty$	Центр города	$x = \infty$
-300	7	13,0	6,2	5,4	5,0		
	13	14,4	6,2	5,4	5,0		
0	7	13,4	6,3	6,0	6,3	6,3	6,3
	13	14,9	6,3	6,0	6,3	6,3	6,3
300	7	14,0	6,7	6,7	10,2	7,8	15,0
	13	16,4	6,7	6,7	10,2	7,8	15,0

Безразмерные дисперсии профильной (σ_U/U_*) и поперечной (σ_V/U_*) составляющих скорости при различных условиях

μ_{0-H}	$V_g, \text{ м/с}$	$Z, \text{ м}$											
		10				100				300			
		центр города	окраина города	$x = 1 \text{ км}$	$x = \infty$	центр города	окраина города	$x = 1 \text{ км}$	$x = \infty$	центр города	окраина города	$x = 1 \text{ км}$	$x = \infty$
-300	-7	3,2	2,9	2,2	2,1	2,0	2,0	1,8	1,9				
	13	3,3	3,2	2,2	2,1	2,1	2,1	1,8	1,9				
	7	3,2	3,0	2,3	2,1	2,0	2,0	2,0	2,1	2,0	2,0	2,0	2,0
0	13	3,6	3,3	2,6	2,1	2,2	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,0
	7	3,4	3,1	2,8	2,2	2,1	2,1	2,3	2,6	2,3	2,3	2,3	3,2
	13	3,7	3,4	3,4	2,2	2,2	2,2	2,4	2,6	2,3	2,3	2,3	3,2
300													
-300	7	2,4	2,1	1,6	1,6	1,6	1,6	1,4	1,4				
	13	2,6	2,5	1,7	1,6	1,6	1,6	1,4	1,4				
	7	2,4	2,2	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6
0	13	2,7	2,5	2,0	1,6	1,7	1,7	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6
	7	2,4	2,3	1,9	1,7	1,7	1,7	1,8	2,1	1,8	1,9	2,8	2,5
	13	2,9	2,6	2,5	1,7	1,7	1,7	1,9	2,1	1,8	1,9	2,8	2,5
300													

щены результаты расчетов σ_u/u_* и σ_v/u_* при разных значениях μ_{0-H} и V_g , а на рис. 4 приведен типичный пример изменчивости профилей σ_u/u_* на разных расстояниях от района городской застройки. Пример рассчитан для условий нейтральной стратификации. Как видно из рисунка, резкое уменьшение значений σ_u/u_* (так же как и значений σ_v/u_*) происходит в слое (10–100 м) над районом застройки и на малых расстояниях от него.

По мере удаления от города градиент $\frac{d\sigma_i/u_*}{dz}$ убывает. На высотах $z > 100$ м градиенты $\frac{d\sigma_i/u_*}{dz}$ в слое (10–300 м) малы как над городом, так и вдали от него. Анализ табл. 4 позволяет составить представление о том, как меняются эти связи в зависимости от параметра μ_{0-H} .

При решении инженерных задач удобно использовать характеристику σ_i/V (где V – модуль скорости ветра), которую называют либо коэффициентом вариации, либо интенсивностью турбулентности и связывают с коэффициентом порывистости. Анализ поведения σ_i/V представляет значительный интерес.

Табл. 5 иллюстрирует особенности распределения значений σ_u/V и σ_v/V на высотах 10; 100 и 300 м при разной стратификации. Зависимость σ_u/V от геострофического ветра на всех уровнях в слое 10–300 м – слабая, особенно в квазистационарном случае над однородной поверхностью с малой шероховатостью ($x = \infty$). Над городскими районами отмечается незначительный рост σ_u/V и σ_v/V с увеличением V_g . Из табл. 5 видно, что под влиянием горизонтальной неоднородности поверхности существенным образом меняется интенсивность турбулентности. Значения σ_u/V и σ_v/V вне зоны влияния застройки и на расстоянии 1 км от города почти при всех значениях μ_{0-H} и на всех рассматриваемых уровнях отличаются в 1,5–2,5 раза. На малых расстояниях от города профили σ_u/V и σ_v/V имеют максимум в слое 10–100 м. Натурные наблюдения, результаты которых опубликованы в [4, 8, 10], можно сравнить с результатами отдельных оценок, осредненных по типичным состояниям стратификации. В табл. 6 приведены осредненные данные экспериментов на разных высотах и сопоставлены с расчетными значениями соответствующих величин.

Расчетные значения σ_i/V на уровне 10 м получены при локальной шероховатости поверхности $z_0 = 2$ см. Как видно из табл. 6, эти значения согласуются с соответствующими характеристиками, измеренными на этом уровне. На высотах $z = 100$ м и $z = 300$ м экспериментальные значения σ_i/V согласуются с результатами расчета, полученными при шероховатости $z_0 = 0,8$ м. Это свидетельствует о том, что структура потока на верхних уровнях сформировалась над районами городской застройки. К сожалению, натурные данные о соотношении между интенсивностью турбулентности и направлением ветра, которые позволили бы проанализировать влияние свойств поверхности на формирование профилей, практически отсутствуют. Исключением является работа [20], в которой исследуется зависимость характеристик турбулентности от мезомасштабной шерохо-

Таблица 5

Интенсивность пульсаций продольного (σ_u/V) и поперечного (σ_v/V) компонентов скорости ветра при различной стратификации ($V_g = 7 \text{ м/с}$)

H, м	z, м									
	10			100			300			
	центр города	окраина города	x = 1 км x = ∞	центр города	окраина города	x = 1 км x = ∞	центр города	окраина города	x = 1 км x = ∞	x = ∞
σ_u/V										
-300	0,69	0,69	0,16	0,12	0,19	0,16	0,12	0,12	0,15	0,07
0	0,71	0,71	0,27	0,13	0,24	0,21	0,07	0,12	0,19	0,11
300	0,73	0,73	0,22	0,16	0,29	0,27	0,11	0,19	0,19	0,11
σ_v/V										
-300	0,50	0,50	0,11	0,09	0,13	0,12	0,05	0,11	0,12	0,06
0	0,52	0,52	0,14	0,10	0,16	0,17	0,06	0,18	0,17	0,09
300	0,54	0,56	0,18	0,11	0,21	0,23	0,09	0,18	0,17	0,09

ватости поверхности, уменьшавшейся в диапазоне от 1 до 4 м.

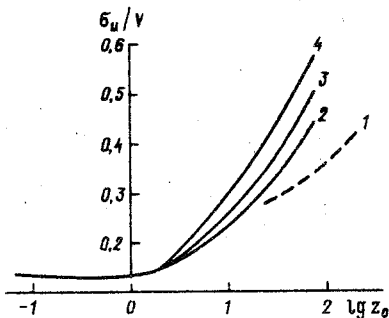


Рис. 5. Зависимость интенсивности турбулентности профильного компонента скорости ветра от шероховатости ($\mu_{0-n} = 0$).

1 — из работы [20]; 2, 3, 4 — расчетные кривые (2 — $V_g = 7$ м/с; 3 — $V_g = 13$ м/с; 4 — $V_g = 18$ м/с).

На рис. 5 показаны расчетные зависимости $\sigma_u/V = f(z_0)$, где z_0 — мезошероховатость. Для сравнения на этом же рисунке показана кривая $\sigma_u/V = f(z_0)$ из работы [20]. Полного соответствия расчетных и экспериментальных значений ожидать нельзя, так как параметр z_0 в работе [20] определен другим способом. Зависимость σ_i/V от характеристик поверхности нуждается в дальнейшем изучении.

Перспектива исследований должна предусматривать возможность тестирования теоретических разработок на основе статистически обоснованных экспериментальных данных.

Таблица 6

Сопоставление расчетных и экспериментальных значений интенсивности турбулентности

Характеристика стратификации	z, м							
	10		100		300			
	расчет	из работы [8]	расчет	из работы [4]	из работы [11]	расчет	из работы [4]	из работы [11]
σ_u/V								
Устойчивая ($\mu_{0-n} = -300$)	0,12	0,10	0,19	0,13				
Нейтральная ($\mu_{0-n} = 0$)	0,13	0,14	0,24	0,22		0,12	0,12	
Неустойчивая ($\mu_{0-n} = 300$)	0,16	0,25	0,29	0,26		0,19	0,21	
σ_v/V								
Устойчивая ($\mu_{0-n} = -300$)	0,09	0,10						
Нейтральная ($\mu_{0-n} = 0$)	0,10	0,08–0,12	0,16	0,20	0,15	0,11	0,12	0,10
Неустойчивая ($\mu_{0-n} = 300$)	0,11	0,20	0,21	0,16		0,18	0,16	

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ариель Н. З., Надежина Е. Д. Безразмерные характеристики при разных условиях стратификации. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 8, с. 802–809.
2. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей. /Пер. с англ. — Л.: Гидрометеиздат, 1985, 348 с.
3. Бесчастнов С. П., Мазурин Н. Ф. Результаты исследования статистических характеристик турбулентности и сдвигов ветра на высотной мачте ИЭМ. — Труды ИЭМ, 1985, вып. 36 (114), с. 3–18.
4. Бызова Н. Л., Волковицкая З. И. Статистические характеристики мгновенных сдвигов ветра в нижнем слое атмосферы. — Метеорология и гидрология, 1980, № 12, с. 31–38.
5. Бызова Н. Л., Шнайман В. А. О расчете характеристик пограничного слоя атмосферы по данным метеорологической мачты. — Метеорология и гидрология, 1979, № 3, с. 43–49.
6. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. — Л.: Гидрометеиздат, 1979, 134 с.
7. Васильев А. А., Глазунов В. Г. Сдвиги ветра, турбулентность и вертикальные потоки в нижнем слое атмосферы, влияющие на взлет и посадку воздушных судов. Временные метеорологические рекомендации. — Л.: Гидрометеиздат, 1979, 31 с.
8. Волковицкая З. И. Статистические характеристики ветра для расчета сдвига ветра в атмосфере. — Труды ИЭМ, 1984, вып. 33 (108), с. 67–75.
9. Гурвич А. С. Экспериментальные исследования частотных спектров и функций распределения вероятностей вертикальной компоненты скорости ветра. — Изв. АН СССР, Сер. геофиз., 1960, № 7, с. 1042–1055.
10. Зилигинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1970, 290 с.
11. Зубковский С. Л., Копров Б. Н. О балансе турбулентной энергии в пограничном слое атмосферы. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1970, т. 6, № 10, с. 989–995.
12. Ламли Дж., Паповский Г. Структура атмосферной турбулентности. — М.: Мир, 1966, 254 с.
13. Ларичева Е. П., Мазурин Н. Ф., Сергеева И. А. Некоторые характеристики пульсаций поперечной компоненты скорости ветра в пограничном слое атмосферы. — Труды ИЭМ, 1987, вып. 41 (126), с. 3–11.
14. Надежина Е. Д., Шкляревич О. Б. К вопросу тестирования модели пограничного слоя на основе натурных данных. — См. настоящий сборник.
15. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1979, 261 с.
16. Counitan I. Adiabatic atmospheric boundary-layers: a review and analysis of data from the period 1880–1979. — Atmospheric Environment, Pergamon Press, 1975, vol. 9, 871–905.
17. Deardorff J. W. Numerical Investigation of Neutral and Unstable Planetary Layer. — Atm. Sci., 1972, 29, 91–115.
18. Hanna S. R. Lateral turbulence intensity and plum meandering during stable conditions. — J. of Climate and Appl. Meteorol., 1983, vol. 22, N 8, 1424–1430.
19. Hans A. Panofsky. The Boundary-Layer above 30 m. — Boundary-Layer Meteorol., 1973, 4, 1–264.
20. Métin Yersel, Robert Goble Roughness effects on urban turbulence parameters. — Boundary-Layers Meteorology, 1986, 37, 271–284.
21. Monin A. C. Empirical data on turbulence in the surface layers of the atmosphere. — Geophys. Res., 1962, 67, 3103–3109.
22. Panofsky H. A., Mc Cormic R. A. The spectrum of vertical velocity near the surface. — Quart. J. Roy. Meteorol., Soc., 1960, 86, No. 370, 495–503.

**ПРИМЕНЕНИЕ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ РАСЧЕТА
ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ И ПРОФИЛЕЙ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ
ЭЛЕМЕНТОВ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ
ПО ДАННЫМ СТАНДАРТНЫХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ**

Исследование закономерностей природных процессов, протекающих вблизи земной поверхности, имеет большое практическое значение. В частности для получения характеристик тепло- и массопереноса системы почва – приземный слой атмосферы, и, в первую очередь, составляющих теплового баланса земной поверхности, которые связаны соотношением

$$R + P + B + LE = 0, \quad (1)$$

где R – радиационный баланс земной поверхности; P – турбулентный поток тепла в приземном слое атмосферы, B – поток тепла в почве, LE – поток тепла, связанный с фазовыми превращениями влаги. При записи уравнения баланса тепла в форме (1) пренебрегают рядом второстепенных составляющих теплового баланса: затратами тепла на переход влаги из жидкой в твердую фазу (и обратно), затратами тепла на фотосинтез в растительном покрове и некоторыми другими.

Систематические наблюдения (измерения) за метеорологическими и актинометрическими характеристиками, используемыми в качестве исходных при определении составляющих теплового баланса (1), стало проводиться в начале XX в. Однако только с развитием климатологии теплового баланса (середина 50-х годов) была обоснована необходимость создания сети теплобалансовых станций, на которую возлагалась задача информационного обеспечения исследований в области теплового баланса на территории СССР.

Распределение составляющих теплового баланса находится в сложной зависимости от характера пространственного изменения радиационного баланса, состояния увлажнения поверхности почвы и климатических факторов [9]. Поэтому теплобалансовые станции должны располагаться по территории СССР в зависимости от типа ландшафтных зон, зон растительности, с учетом их широтно-долготного распространения. Эффективность использования данных о тепловом балансе в задачах климатологии ограничивается рядом факторов, основными из которых являются следующие:

- теплобалансовые станции располагаются лишь в 16 из 27 основных растительных зон страны [9], теплобалансовыми наблюдениями практически не охвачены высокогорные, тундровые и субтропические ландшафтные зоны; в некоторых зонах станции расположены нерегулярно;

- сеть теплобалансовых станций на территории СССР не обеспечивает получение осредненных за месяц значений составляющих P , B , LE с тем же разрешением, что и значений R (градиентные наблюдения проводятся лишь на каждой четвертой актинометрической станции);

– непрерывность измерений на отдельной станции, выполняющей градиентные измерения, не обеспечивается современными измерительными средствами и методами обработки данных и существенно зависит от погодных условий и времени года;

– в применяемой до последнего времени методике обработки данных наблюдений теплобалансовых станций [10] расчет производится по средним за месяц и декаду значениям метеорологических величин, что в силу нелинейности связи между составляющими баланса и измеряемыми исходными характеристиками является источником дополнительных погрешностей.

Сформулированные ограничения побудили климатологов и пользователей климатологической информации к поиску способов косвенного расчета осредненных за различные промежутки времени значений составляющих теплового баланса по данным сети стандартных метеорологических наблюдений. В агроклиматологии это направление представлено работами сотрудников УкрНИИ [4] которые разработали на физико-статистической основе процедуры расчета потоков тепла и влаги в атмосфере по данным измерений температуры, влажности и скорости ветра на стандартных уровнях и применили эти процедуры для изучения теплового и водного режима территорий важнейших сельскохозяйственных районов СССР. Близкая по характеру к упомянутым исследованиям работа, связанная с оценкой турбулентного режима в приземном слое атмосферы по данным стандартных наблюдений, выполнялась в ГГО [2]. Основным расчетным параметром в ней был коэффициент турбулентного обмена на фиксированном уровне над подстилающей поверхностью, определяемый с использованием универсальных функций.

Однако до настоящего времени так и не удалось получить упоминаемый в монографии (середина 50-х годов) М. И. Будыко „сравнительно простой и надежный метод определения составляющих теплового баланса за короткие календарные периоды времени по данным наблюдений за основными метеорологическими элементами” [1]. По мнению авторов настоящей статьи, разработать такой метод можно только на основе комплексного усвоения данных метеорологических наблюдений в рамках модели приземного слоя атмосферы, позволяющей учитывать многообразные процессы на границе раздела почва – воздух.

Этот подход развит в изложенной ниже модели для расчета приземных потоков количества движения и тепла, а также для восстановления профилей скорости ветра и температуры в приземном слое по данным наблюдений стандартной метеорологической сети. Модель базируется на системе уравнений приземного слоя (слоя постоянных потоков):

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

$$k_T \frac{d\theta}{dz} = -P, \quad (3)$$

$$k \left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \alpha_b \frac{d}{dz} k \frac{db}{dz} + \beta P = c \frac{b^2}{k}, \quad (4)$$

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

$$\frac{dl}{dz} = \kappa + \frac{l}{2b} \frac{db}{dz}, \quad (6)$$

где k – коэффициент турбулентного обмена, u – скорость ветра, V_* – динамическая скорость; $P = -V_* T_*$, где T_* – масштаб температуры в приземном слое, $k_T = \alpha_T(\zeta) k$, где $\alpha_T(\zeta)$ – заданная функция аргумента $\zeta = z/L$ (z – высота, $L = V_*^2 / (\kappa \beta T_*)$) – масштаб длины Монина–Обухова, $\beta = g/\theta$ – параметр плавучести, g – ускорение свободного падения, θ – потенциальная температура; $\alpha_b = 0,73$, $c = 0,036$ – заданные параметры. Уравнение (6) для характерного масштаба турбулентных пульсаций l получено из известного градиентного соотношения Лайтмана–Зилитинкевича [3]. Значение постоянной Кармана в (6) принято равным 0,4. Нижним расчетным уровнем модели является уровень шероховатости z_0 . На уровне z_0 :

$$u = 0, \quad \theta = \theta_s + \frac{0,2 T_*}{\kappa} \left(\frac{30 V_* z_0}{v} \right)^{0,45},$$

где θ_s – потенциальная температура поверхности, v – кинематическая вязкость воздуха [6]; $b = c^{-1/2} V_*^2$, $l = \kappa z_0$. Верхний уровень модели располагается на уровне измерения ветра H_w . Полагается, что при $z = H_w$ выполнены следующие условия:

$$u = u_w; \quad \theta = \theta_w; \quad c \frac{b^2}{k} = k \left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \sigma \beta P,$$

где $\sigma = 5$ при конвективных условиях в приземном слое и $\sigma = 12$ – при инверсии. Различием между значениями потенциальной и термодинамической температур в приземном слое пренебрегается.

Порядок уравнений (2) и (3) перед решением повышается путем их дифференцирования по z . Подстройка профиля θ к известному значению температуры на стандартном уровне ($z = 2$ м) производится в рамках общей итерационной схемы решения. Конечно-разностные аппроксимации строятся на сетке с переменным шагом. При этом $\Delta z_1 = z_0$, а количество узлов $N = 51$.

Таким образом, входными данными модели являются измеренные значения скорости ветра на уровне $z = H_w$, температуры воздуха на $z = 2$ м и температуры подстилающей поверхности, а также заданные параметры шероховатости z_0 , функция $\alpha_T = \alpha_T(\zeta)$ [6,5] и константы κ , c , v и α_b , значения которых соответственно равны 0,4; 0,046; $1,5 \cdot 10^{-5}$ м²/с и 0,73.

Альтернативой модельному расчету потоков и профилей в приземном слое по данным стандартных наблюдений могут служить методы, основанные на использовании универсальных функций [3, 6, 8, 11–17]. Однако, мнению авторов, для успешного применения этих функций в рассматриваемой задаче требуются более полные наборы значений u и θ , измеряемых на нескольких (минимум на двух) уровнях. В случае стандартных наблюдений имеются лишь совокупности разноуровневных значений этих величин, получаемых по стандартной схеме. Кроме того, применимость того или иного набора универсальных функций обычно ограничивается определенным диапазоном значений ζ . Существенно сказывается на однозначности получаемых потоков и профилей и произвол в выборе функций. Еще одним преимуществом модельного подхода является возможность учета в уравнениях базовой системы модели ряда дополнительных механизмов, например, радиационного теплообмена, фазовых переходов, переноса тепла и влаги в почве, вклад которых в режим приземного слоя не может быть явно рассчитан в рамках теории подобия.

Проверка работоспособности модели производилась для двух разнородных наборов данных. Первый включал данные экспедиций (июль–август 1972 г., г. Цимлянск, июль–август 1982 г., п. Калмаз, Кзыл-Ординская обл.), проводивших многоуровневные измерения значений метеорологических величин в приземном слое атмосферы в различных физико-географических условиях. В каждой совокупности экспедиционных данных выделялись результаты измерений температуры поверхности почвы, температуры воздуха на уровне $z = 2$ м и скорости ветра в верхней точке измерений, представлявшие собой аналог совокупности данных стандартных наблюдений. Эти данные использовались для модельного расчета потоков и профилей. Полный же набор данных являлся источником получения этих характеристик с помощью различных методик, основанных на использовании универсальных функций. Для сопоставления были привлечены также значения потоков тепла и количества движения, полученные по данным прямых пульсационных измерений, проводившихся с помощью аппаратуры ГГО.

Расчет потоков проводился по срочным данным, после чего значения потоков осреднялись по всем сериям наблюдений (число серий в Калмазе – 6, в Цимлянске – 9).

Полученные на основе этих расчетов графики суточного хода динамической скорости и потока тепла представлены на рис. 1 и рис. 2. Между всеми кривыми наблюдается хорошее согласование. С количественной точки зрения различия в значениях потоков, полученных по модели и вычисленных по универсальным функциям, имеют тот же порядок, что и различия между величинами потоков, рассчитанных с использованием разных наборов универсальных функций. Для динамической скорости эти различия проявляются в меньшей степени, чем для потока тепла. В

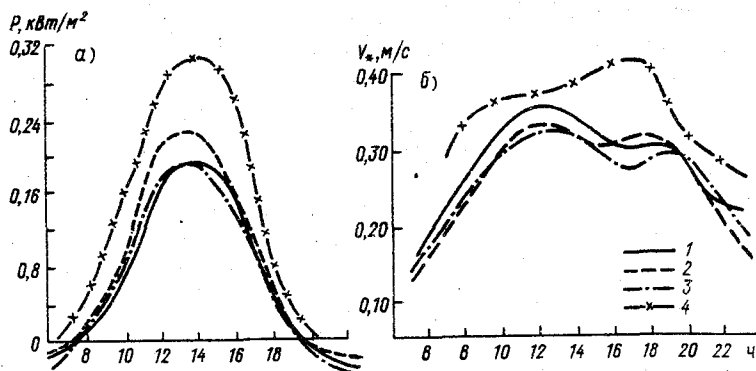


Рис. 1. Суточный ход турбулентного потока тепла P (а) и динамической скорости V_* (б) по экспедиционным данным (п. Калмаз, Кызыл-Ординская обл.).

1 — результаты модельного расчета; 2 — результаты расчета по универсальным функциям Леготинной — Орленко [6]; 3 — результаты расчета по универсальным функциям Рихтера — Скайба [14]; 4 — результаты прямых пульсационных измерений [17].

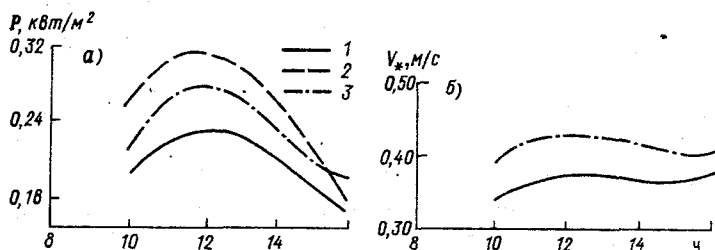


Рис. 2. Дневной ход турбулентного потока тепла P (а) и динамической скорости V_* (б) по экспедиционным данным (п. Цимлянск, Ростовская обл.).

1 — результаты модельного расчета; 2 — результаты расчета по универсальным функциям Леготинной — Орленко [6]; 3 — результаты расчета по универсальным функциям Рихтера — Скайба [14].

значительной мере это обстоятельство связано с более точным определением универсальных функций Φ_u по сравнению с Φ_θ [6].

Наибольших относительных значений различия между рассчитанными по разным методикам значениями потока тепла достигают в инверсионных условиях — ночью и рано утром (рис. 1 а). В дневные часы эти различия существенно меньше.

Как видно из приведенных графиков суточного хода турбулентных потоков, их значения, полученные в результате прямых измерений, наиболее сильно отличаются от результатов расчетов по модели (рис. 1 а, б). Вид кривой суточного хода для V_* отличается и качественно от кривых, полученных по модели и по данным градиентных наблюдений. Так, максимум V_* в суточном ходе для Калмаза (рис. 1 б) приходится на послеполуденные часы (качественно ход кривой согласуется с расчетом

по методике Леготиной-Орленко). В эти сроки модельный расчет и методика Скайба-Рихтера [14] дает локальный минимум для V_* . Эту особенность можно объяснить влиянием градуировочных погрешностей при настройке аппаратуры, а также ее конструктивными несовершенствами. Выполненное авторами сопоставление значений V_* и P , полученных по методике Леготиной-Орленко, с результатами прямых измерений потоков в двух экспедициях выявило наличие систематических расхождений разного знака, причиной которых, скорее всего, являются указанные выше факторы.

С целью сопоставления вариаций полученных разными способами значений потоков в пределах всех серий наблюдений были рассчитаны среднеквадратические отклонения (σ) от средних значений и рассмотрен суточный ход этих характеристик. В целом в суточном ходе наблюдаются изменения σ , пропорциональные абсолютным значениям потоков. В таблице представлены значения σ для потока тепла, рассчитанного по модели и с использованием различных градиентных методик для двух упомянутых выше наборов экспедиционных данных. Видно, что модельный расчет по данным стандартных наблюдений обеспечивает уровень σ практически такой же как и методы, основанные на использовании универсальных функций.

Таблица

Значения среднеквадратических отклонений (σ , кВт/м²)
для средних за час турбулентных потоков тепла,
рассчитанных по модели и по градиентным данным
с использованием универсальных функций
Леготиной-Орленко [6] Рихтера-Скайба [14]
и осредненных за все серии наблюдений

Срок, ч	По модели	По [6]	По [14]
п. Калмаз, Кзыл-Ординская область			
7	0,01	0,01	0,02
9	0,04	0,03	0,05
11	0,09	0,06	0,08
13	0,12	0,09	0,13
15	0,07	0,05	0,07
17	0,06	0,04	0,06
19	0,03	0,03	0,03
21	0,02	0,01	0,04
п. Цимлянск, Ростовская область			
10	0,06	0,14	0,16
12	0,14	0,17	0,19
14	0,11	0,13	0,16
16	0,06	0,11	0,12

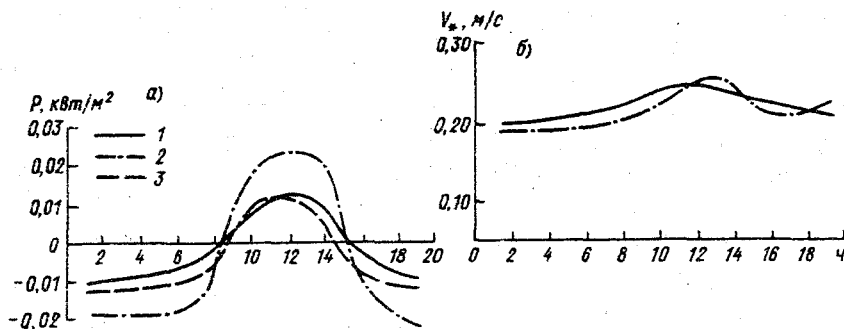


Рис. 3. Суточный ход гурбулентного потока тепла P (а) и динамической скорости V_* (б) по данным за октябрь 1981 г. (ст. Воейково).

1 — результаты модельного расчета; 2 — результаты расчета по универсальным функциям Рихтера — Скайба [14]; 3 — результаты расчета по сетевой методике [10].

Помимо наборов данных специальных экспедиционных измерений, для апробации модели были использованы данные ст. Воейково, на которой выполняются и градиентные, и стандартные наблюдения. Ввиду несинхронности сроков проведения этих видов наблюдений, данные стандартных измерений с помощью линейной интерполяции приводились к срокам градиентных наблюдений, что представляло источник дополнительных погрешностей при расчете потоков по данным стандартных наблюдений. Несмотря на это, как видно из кривых суточного хода, представленных на рис. 3, наблюдается достаточно хорошее согласование рассчитанных по модели потоков тепла как с результатами обработки градиентных данных по стандартной методике [10], так и с оценками, выполненными по универсальным функциям Скайба — Рихтера [14]. В данном случае, правда, речь может идти только о согласовании качественного характера ввиду малости потока тепла в переходный сезон. К сожалению, стандартная методика обработки данных теплобалансовых наблюдений не предусматривает расчет потока количества движения. В связи с этим результаты модельных расчетов V_* сравнивались только со значениями динамической скорости, полученными по универсальным функциям [14]. Графики суточного хода V_* на рис. 3 б обнаруживают соответствие друг другу V_* , рассчитанных разными способами по разным наборам данных.

Представленные в настоящей статье результаты носят предварительный характер, однако, как представляется авторам, позволяют говорить о перспективности предложенного модельного подхода к расчету параметров и характеристик приземного слоя по данным срочных наблюдений на сети метеорологических станций. Совершенствование изложенного подхода предусматривает развитие исследований в двух направлениях. Предполагается прежде всего провести комплексные сопоставления модельных расчетов с результатами обработки экспедиционных и спе-

циальных многоуровневых измерений над подстилающей поверхностью различных типов с использованием широкого набора универсальных функций.

Вторым направлением является развитие собственно модели — расширение круга моделируемых процессов, привлечение других измеряемых элементов (температура почвы на глубинах, составляющие радиационного баланса, характеристики влажности) для уточнения расчетов, а также включение в модель алгоритмов, учитывающих неинструментально определяемые элементы (облачность, состояние подстилающей поверхности). Разработка эффективного метода, предназначенного для расчета потоков и восстановления профилей по данным стандартных наблюдений, может оказаться практически полезной не только для задач климатологии теплового баланса, но также для расчета условий на нижней границе в мезомасштабных атмосферных моделях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. — Л.: Гидрометеиздат, 1956.
2. Генихович Е. Л., Осипова Г. И. Определение коэффициента турбулентности по данным стандартных метеорологических наблюдений. Труды ГГО, 1984, вып. 479.
3. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970.
4. Константинов А. Р., Сакали Л. И., Гойса Н. И., Олейник Р. Н. Тепловой и водный режим Украины. — Л., 1966.
5. Лазарева Н. А., Орленко Л. Р. Об определении универсальных функций в теории подобия Монина—Обухова по данным профильных измерений. — Труды ГГО, 1986, вып. 504, с. 3—16.
6. Леготина С. И., Орленко Л. Р. О расчете турбулентных потоков тепла и влаги по данным градиентных измерений. — Труды ГГО, 1978, вып. 402, с. 29—39.
7. Микроклимат рисового поля. — Сборн. статей. Алма-Ата, 1987.
8. Монин А. С., Обухов А. М. Основные закономерности турбулентного перемешивания. — Труды Геофиз. ин-та АН СССР, № 24 (151), 1954.
9. Огнева Т. А. О необходимой густоте сети теплобалансовых станций. — Труды ГГО, 1968, вып. 230, с. 65—78.
10. Руководство по градиентным наблюдениям и определению составляющих теплового баланса/ Под ред. А. Г. Бройдо. — Л.: Гидрометеиздат, 1961.
11. Businger I. A. e. a. Fluxprofile relationships in the atmospheric surface layer. — J. Atmos. Sci., 1971, vol 28, N 2, p. 181—189.
12. Dyer A. J., Hicks B. B. Flux-gradient relationships in the constant flux layer. — Quart. J. Roy. Met. Soc., 1970, vol. 96, N 410, p. 715—721.

13. Kondo J., Kanechika O., Vasuda N. Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer. — J. Atmos. Sci., 1978, vol. 35, N 6, p. 1012–1021.

14. Richter S. H., Skeib G. Application of a method for the parameterisation of the turbulent exchange of energy in the atmospheric surface layer. — International Turbulence Comparison Expedition „ITCE 1981”, Tsimlyansk, USSR. Geodatische und geophysikalische veröfentlichungen, Reihe II, Helf 26, Berlin, 1984, p. 80–85.

15. Sheppard P. A., Tribble D. T., Garratt J. R. Studies of turbulence in the surface layer over water (Lough Neagh). Part I. Instrumentation program, N 417, p. 627–641.

16. Webb E. K. Profile relationships tht log-linear range and extension to strong stability. — Quart. J. Roy. Met. Soc., 1970, vol. 96, p. 67–80.

17. Yaglom A. M. Comments on wind and temperature fluxprofile relationships. — Boundary-Layer Met., 1977, vol. 11, N 1, p. 89–102.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ НА ПОБЕРЕЖЬЕ ВОДОЕМОВ-ОХЛАДИТЕЛЕЙ

Одним из наиболее ярко выраженных эффектов антропогенного воздействия на природные процессы является деформация полей температуры и влажности под влиянием водоема-охладителя, приводящая к образованию адвективных туманов, а в зимнее время — и гололеда. Задача моделирования и примеры качественной оценки этих явлений рассмотрены, например, в [2, 5].

Негативные последствия указанного влияния водоемов-охладителей наиболее опасно проявляются в заселенных районах. Очевидно, что необходимо исследовать специфику процессов тумано- и гололедообразования в районах застройки. Вопрос о расчете структуры атмосферного пограничного слоя (АПС) с учетом подслоя препятствий далек от окончательного решения. Модельные расчеты распределения метеорологических характеристик в АПС, учитывающие эффект препятствий при отсутствии фазовых переходов влаги, выполнялись, в частности, в [6–9].

Система уравнений пограничного слоя, приближенно описывающая процесс трансформации воздушной массы над неоднородной поверхностью при наличии фазовых переходов влаги, в безразмерной форме записывается следующим образом:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z} + l v + F_{n1}, \quad (1)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z} - l(u - 1) + F_{n2}, \quad (2)$$

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

$$u \frac{\partial \Pi}{\partial x} + w \frac{\partial \Pi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \Pi}{\partial z} + \Phi_{n1}, \quad (4)$$

$$u \frac{\partial s}{\partial x} + w \frac{\partial s}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial s}{\partial z} + \Phi_{n2}, \quad (5)$$

$$u \frac{\partial b}{\partial x} + w \frac{\partial b}{\partial z} - k \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \beta_1 \frac{\partial \theta}{\partial z} - \beta_2 \frac{\partial q}{\partial z} \right] =$$

$$= - \frac{cb^2}{k} + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z} + B_{n1} + B_{n2}, \quad (6)$$

$$k = l\sqrt{b}. \quad (7)$$

Здесь $\Pi = \theta + (L/c_p)q$; $s = q + \delta$; θ – потенциальная температура, q – удельная влажность, δ – водность. Остальные обозначения традиционны. Слагаемые F_{n1} , F_{n2} , Φ_{n1} , Φ_{n2} , B_{n1} , B_{n2} в уравнениях (1)–(6) отражают взаимодействие потока с препятствиями и отличны от нуля в слое $(z_{0n} - h_0)$, где h_0 – средняя высота препятствий в той области горизонтальных расстояний x , которые принадлежат району застройки, z_{0n} – нижняя граница расчетной области.

Следуя [1], можно предположить, что

$$\begin{aligned} F_{n1} &= -c_D r \sqrt{u^2 + v^2} u, \\ F_{n2} &= -c_D r \sqrt{u^2 + v^2} v, \end{aligned} \quad (8)$$

где c_D – аэродинамический коэффициент сопротивления, r – аэродинамическая густота решетки $[1/\text{м}]$.

Задание коэффициентов c_D и r в выражениях (8) вызывает определенные трудности, основой для определения этих величин являются экспериментальные данные [1, 9]. Сводка характерных значений параметра $c_D r$ для городов разных типов приведена в [9].

Параметризация силы торможения в виде выражений (8) не обеспечивает однозначного толкования влияния слоя препятствий на характеристики турбулентности. Как показано в [7], наличие препятствий приводит к появлению в балансе турбулентной энергии как источников, так и стоковых членов. Предположим, что

$$\begin{aligned} B_{n1} &= \gamma_1 c_D S (\sqrt{u^2 + v^2})^3, \\ B_{n2} &= -\gamma_2 c_D S (\sqrt{u^2 + v^2}) b. \end{aligned} \quad (9)$$

В общем случае $\gamma_1 \neq \gamma_2$. Сравнительная роль источниковых (B_{n1}) и стоковых (B_{n2}) слагаемых в балансе b изучена недостаточно.

Если использовать $(b - l)$ модель замыкания системы уравнений АПС, то соотношения (1)–(9) следует дополнить определением масштаба турбулентности l . Вне слоя препятствий используется общеизвестное соотношение вида:

$$l = l_1 = -\kappa c^{1/4} \frac{b/k}{\frac{\partial}{\partial z} (b/k)} (1 + \alpha z)^{-1}; \quad (10)$$

$\alpha = \text{const}$ при заданных условиях стратификации.

В пределах слоя $(z_{0n} - h_0)$ выбрано соотношение, предложенное в [7]:

$$l = l_1 (1 + \bar{\alpha} r l_1)^{-1} \quad \bar{\alpha} = \text{const}. \quad (11)$$

Дополнительный приток тепла в районах застройки учитывался заданием граничного условия для температуры на уровне $z = z_{0n}$ и соот-

ветствующей параметризацией слагаемого Φ_{n1} в уравнении (4):

$$\Phi_{n1} = \Phi_1 + \Phi_2, \quad \Phi_1 = SD_m(T_w - T), \quad (12)$$

где Φ_2 – приток тепла, обусловленный влагообменом, $\rho_p D_m$ – коэффициент теплоотдачи зданий, T_w – температура внутри зданий.

Максимально допустимые значения $\rho_p D_m$ устанавливаются строительными нормами и составляют от 0,8 до 1,4 Вт/(м² · град).

Дополнительные источники и стоки влаги в районах городской застройки могут играть определенную роль в балансе удельной влажности (q) и водности (δ) [4], однако, оценки показывают, что в соотношении (12) слагаемое, связанное с наличием этого влагообмена, мало ($\Phi_2 \ll \Phi_1$). Заметим, что при наличии фазовых переходов дополнительные источники влаги внутри городского массива могут компенсироваться стоком влаги за счет ее оседания на элементах препятствий. Не имея надежных сведений о величине результирующего притока влаги, в первом приближении можно положить в уравнении (5) $\Phi_{n2} = 0$, хотя в уравнениях для q и δ соответствующие слагаемые могут быть значимыми.

В качестве масштабов были использованы: модуль скорости геострофического ветра $G = \sqrt{u_g^2 + v_g^2}$ – для скоростей; высота пограничного слоя H – для расстояний; горизонтальный перепад температур $\Delta\theta = T_b - T_{2c}$ (T_b – температура поверхности водоема, T_{2c} – температура на уровне $z = 2$ м на суше вне зоны влияния водоема – для температуры). Влагосодержание нормировано на значение удельной влажности на уровне $z = H$.

Граничные условия:

при $z = z_{0n}$

$$u = v = w = 0; \quad \partial b / \partial z = 0; \quad l = \kappa z_{0n}; \quad \Pi = \Pi_0 = \text{const}; \\ s = s_0 = \text{const} \quad (13)$$

при $z = 1$

$$u = 1; \quad v = 0; \quad b = 0; \quad \Pi = 0; \quad s = 1. \quad (14)$$

Граница тумана (h_t) определялась по профилям Π и S из условия, что при $z = h_t$ $s = q_m(T)$ и $\delta = 0$ ($q_m(T)$ – насыщающая влажность при температуре T).

Конденсационная схема, позволяющая в рамках этой модели оценить деформацию спектра капель в тумане, и методология вычисления параметров гололеда подробно описаны в [3].

Обратимся к результатам численных экспериментов. Динамическое влияние застройки прежде всего сказывается на распределениях скорости ветра и энергии турбулентности. Была проанализирована зависимость этих расчетных характеристик от соотношения источниковых и стоковых слагаемых в балансе энергии турбулентности. На рис. 1 показаны профили ветра и энергии турбулентности на подветренном берегу

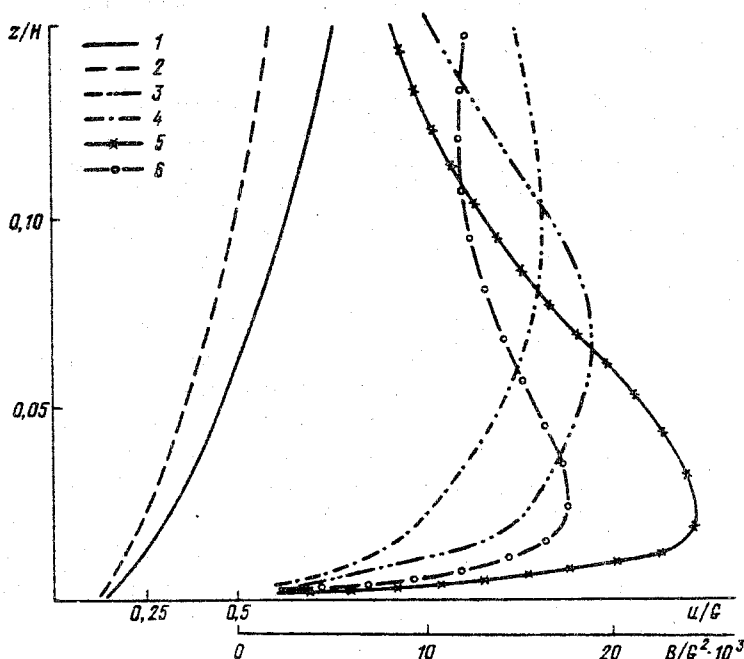


Рис. 1. Профили скорости ветра (1, 2) и энергии турбулентности (3–6) в зависимости от динамического воздействия подслоя препятствий ($h_0 = 30$ м).

1, 3, 5 — $x = 500$ м; 2, 4, 6 — $x = 2$ км; 3, 4 — преобладание диссипации в балансе энергии турбулентности b , 5, 6 — преобладание генерации в b .

водоема на двух расстояниях от уреза воды $x = 500$ м и $x = 2$ км. Расчет выполнен для двух различных предположений. Первый случай соответствует предположению о том, что слой препятствий способствует генерации энергии турбулентности, а диссипативные эффекты пренебрежимо малы. Это условие, по-видимому, может быть выполнено при расстояниях между препятствиями, сравнимых с масштабом вихрей, соответствующих максимуму в спектре турбулентности. Второй случай соответствует преобладанию диссипативных эффектов. Из рис. 1 видно, что максимальные отличия в профилях b наблюдаются на высотах, несколько превышающих h_0 . Усиление диссипативных эффектов на высотах $z \leq h_0$ способствует сглаживанию профилей $b(z)$. Профили скорости ветра практически нечувствительны к рассматриваемым эффектам.

Наибольший интерес для прикладных целей представляют исследования характеристик адвективного тумана и гололеда. Особенности распределения энергии турбулентности, связанные с динамическим влиянием подслоя препятствий, проявляются и в этих характеристиках. Так, скорость подъема нижней границы тумана заметно меняется в зависимости от соотношения источниковых и стоковых слагаемых в уравнении (6) (см. табл. 1).

Таблица 1

Влияние параметров схемы на расчетные характеристики
тумана и гололеда при $c_D \Gamma = 10^{-3} \text{ л/м}$

		x, км				
Вариант	Параметр	0 (урез)	1	2	3	4
I	$h_{\text{н}}, \text{м}$	36	178	207	222	241
	$h_{\text{в}}, \text{м}$	0	0	0	18	51
	$I_{\text{max}}, \text{г/м} \cdot \text{ч}$	128,6	15,6	13,2	12,1	11,5
	$z_{\text{max}}, \text{м}$	0,4	110	110	145	180
II	$h_{\text{н}}, \text{м}$	36	183	202	222	241
	$h_{\text{в}}, \text{м}$	0	0	0	1,5	27
	$I_{\text{max}}, \text{г/м} \cdot \text{ч}$	128,6	16,4	14,1	12,8	11,8
	$z_{\text{max}}, \text{м}$	0,4	110	110	145	180
III	$h_{\text{н}}, \text{м}$	36	41	36	12	
	$h_{\text{в}}, \text{м}$	0	0	0	3	0
	$I_{\text{max}}, \text{г/м} \cdot \text{ч}$	128,6	41,7	18,3	6,3	0
	$z_{\text{max}}, \text{м}$	0,4	3,0	7,0	0	0

Примечание. I — преобладание диссипации в балансе энергии турбулентности b при $z \leq h_0$, II — преобладание генерации b при $z \leq h_0$ ($h_0 = 30 \text{ м}$), III — без учета застройки ($z_0 = 20 \text{ см}$).

В табл. 1 приведены значения нижней ($h_{\text{н}}$) и верхней ($h_{\text{в}}$) границы тумана на разных расстояниях от уреза воды. Заметим, что не учитывая подслоя препятствий в модели АПС, мы получаем существенно меньшие значения $h_{\text{в}}$. Пространственное положение зоны тумана уточняется выбором более физической версии модели. В табл. 1 показано также влияние указанных эффектов на параметры гололеда. В качестве примера приведены значения максимальной интенсивности гололедообразования (I_{max}) и высота уровня этой интенсивности (z_{max}). Характеристики I_{max} и z_{max} оцениваются по полю водности и распределению скорости ветра в соответствии с рекомендациями, изложенными в [3].

Изменение параметров застройки, в частности, высоты препятствий, приводит к изменению мощности и водности тумана и, разумеется, к изменению характеристик гололеда. На рис. 2 изображены границы области, занятой переохлажденным туманом, рассчитанные при разных значениях h_0 . Очевидно, что от значения h_0 заметно зависит размер указанной области.

Наличие застройки, как известно, может быть учтено заданием скачка шероховатости в однослойной модели АПС. Для сравнения на рис. 2б приведены границы тумана на подветренном берегу, полученные

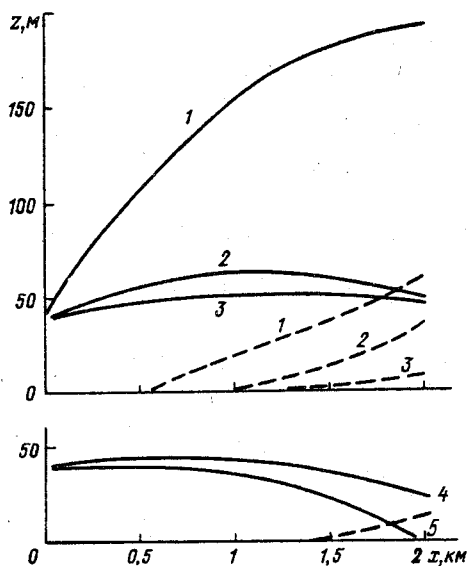


Рис. 2. Границы тумана в зависимости от изменения высоты препятствий (1, 2, 3) и изменения шероховатости (4, 5) подветренного берега.

1 — $h_0 = 30$ м; 2 — $h_0 = 10$ м; 3 — $h_0 = 5$ м; 4 — $z_0 = 20$ см; 5 — $z_0 = 10$ см. Сплошной линией показано положение верхней границы тумана (h_B), штриховой — положение нижней границы (h_H).

при двух значениях шероховатости, характеризующих мезомасштабную неоднородность района. Параметризация динамического влияния препятствий скачком шероховатости, как видно из рис. 2, не позволяет рассчитать характеристики тумана без потери точности.

Влияние аэродинамической густоты и сопротивления решетки иллюстрируется табл. 2, в которой приведены расчетные значения верхней и нижней границ тумана при разных значениях параметра $c_D r$. Диапазон возможных значений $c_D r$ для районов с городской застройкой колеблется

Таблица 2

Влияние параметров застройки
на характеристику тумана и гололеда

Вариант	Параметр	x, км			
		1	2	3	4
I ($h_0 = 30$ м; $c_D r = 10^{-2}$ 1/м)	h_B , м	180	202	220	240
	h_H , м	0	0	1,5	27
	l_{max} , г/м·ч	16,4	14,1	12,8	11,8
	z_{max} , м	110	110	144	178
II ($h_0 = 30$ м; $c_D r = 10^{-3}$ 1/м)	h_B , м	61	75	66	—
	h_H , м	0	0	21	—
	l_{max} , г/м·ч	18,9	9,8	4,1	—
	z_{max} , м	7,0	42	42	—

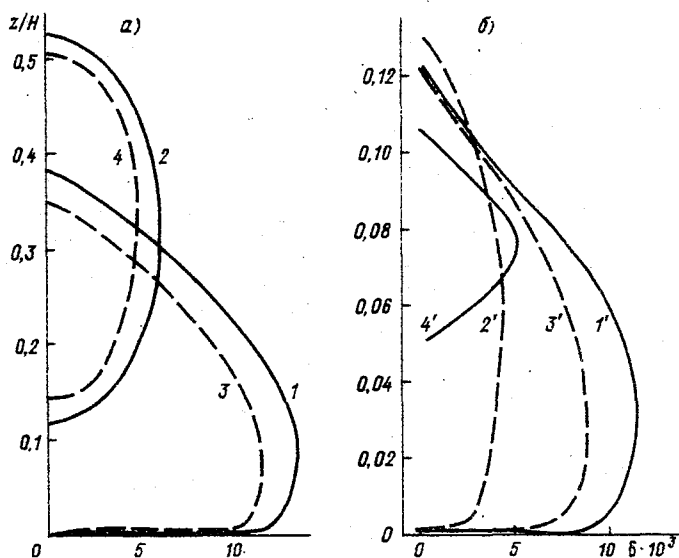


Рис. 3 Профили водности на разных расстояниях от уреза воды без учета (а) и с учетом (б) теплообмена со зданиями.

1, 3 — $x = 500$ м; 2, 4 — $x = 2$ км; 1, 2 — $T_0 = -11^\circ\text{C}$; 3, 4 — $T_0 = -4^\circ\text{C}$; 1', 3' — $x = 500$ м; 2', 4' — $x = 2$ км; 1', 2' — без учета теплообмена; 3', 4' — с учетом теплообмена.

в пределах от 10^{-3} до 10^{-2} 1/м. Соответствующие крайним значениям c_D значения интенсивности гололедообразования изменяются приблизительно в 3 раза на расстоянии 2–3 км от уреза воды.

Тепловые эффекты могут существенно искажать поля метеорологических характеристик в подслое препятствий и над этим слоем. В качестве примера такого искажения на рис. 3 приведены профили водности на подветренном берегу перегретого водоема. Наличие острова тепла в районе застройки прежде всего проявляется в изменении граничного условия на нижней границе области интегрирования и, значит, в уменьшении скачка температур вода–воздух. Это приводит к убыванию водности тумана на всех уровнях (рис. 3 а). Рис. 3 а соответствует варианту расчета, в котором не учтен теплообмен со зданиями. Влияние последнего эффекта отражено в профилях водности на рис. 3 б. В примере, приведенном на рис. 3, учет теплообмена выполнен в соответствии с соотношением (12).

Все приведенные выше примеры демонстрируют необходимость внимательного отношения к описанию деталей процессов, формирующих распределение микроклиматических характеристик в окрестности водоемов-охлаждателей. Учет застройки, как было показано, существенно меняет расчетные характеристики адвективного тумана и гололеда. Таким образом, наличие застройки и развитие строительства нужно учитывать при проектировании энергетических сооружений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубов А. С., Быкова, Л. П., Марунич С. В. Турбулентность в растительном покрове. — Л.: Гидрометеиздат, 1978, —179 с.
2. Егоров Б. Н., Надежина Е. Д. Использование численной модели горизонтально неоднородного пограничного слоя для расчета характеристик туманов испарения. — Труды ГГО, 1982, вып. 468, с. 49—56.
3. Иванова Л. А. Использование модели горизонтально неоднородного пограничного слоя для оценки параметров гололедных отложений. — Труды ГГО, 1984, вып. 483, с. 14—21.
4. Ландсберг Г. Е. Климат городов. — Л.: Гидрометеиздат, 1983, —242 с.
5. Матвеев Л. Т., Солдатенко С. А. К теории адвективных туманов. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, вып. 2, т. 14, с. 149—156.
6. Менжулин Г. В., Циприс И. Б. О закономерностях трансформации приземного потока в растительности. — Труды ГГО, 1974, вып. 318, с. 59—67.
7. Симонов В. В. Модель приповерхностного турбулентного потока при наличии проницаемых препятствий. — Труды ГГО, 1984, вып. 483, с. 22—35.
8. Sorbian Z., Uliasz M. Some numerical urban boundary layer studies. Bound. Lay. Meteor., 1982, v. 22, N 4, p. 481—502.
9. Yoshida A., Kunitomo T. One-dimensional simulation of the thermal structure of urban atmosphere. Int. Journal Heat and mass transfer, 1986, v. 29, N 7, p. 1041—1049.

О РАСЧЕТЕ ПАРАМЕТРОВ ГОЛОЛЕДНЫХ ОТЛОЖЕНИЙ В РАМКАХ МОДЕЛИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Оценка интенсивности гололедных отложений является важнейшей прикладной задачей, не получившей до сих пор окончательного решения.

В работах [3, 4] было показано, как используется модель пограничного слоя атмосферы для расчета параметров гололеда. Если рассчитаны поля водности, ветра, температуры и турбулентного обмена, то интенсивность отложения льда I на цилиндрическом проводе (помешенном перпендикулярно воздушному потоку) единичной длины в единицу времени определяется с помощью следующих соотношений

$$I = \bar{E} \beta \delta v D, \quad (1)$$

$$\bar{E} = \frac{4}{3} \frac{\pi \rho_b}{\delta} \int_0^{\infty} r^3 f(r) E(r) dr, \quad (2)$$

$$\beta = \begin{cases} 0, & \delta < \delta_{кр} \\ 1 - (1 - t/80)(1 - \delta_{кр}/\delta), & \delta \geq \delta_{кр}, \end{cases} \quad (3)$$

где v — скорость потока, D — диаметр провода, t — температура воздуха, δ — водность потока, ρ_b — плотность воды, r — радиус капли, $f(r)$ — функция распределения капель по размерам, $\delta_{кр}$ — критическая водность.

Входящий в формулу (2) полный коэффициент захвата $E(r_j)$ для капли с радиусом r_j , согласно [12], находится по следующим формулам:

$$E_j = \begin{cases} 0, & K_{0j} < 0,125, \\ 0,489 (\lg 8 K_{0j})^{1,978}, & 0,125 \leq K_{0j} < 0,9, \\ \frac{K_{0j}}{\pi/2 + K_{0j}}, & K_{0j} \geq 0,9, \end{cases} \quad (4)$$

$$K_{0j} = 0,125 + \frac{St_j - 0,125}{1 + 0,0967 Re_j^{0,6367}},$$

$$St_j = \frac{4}{9} \frac{v r_j^3 \rho_b}{\mu D},$$

$$Re_j = \frac{2 r_j v}{\nu},$$

где μ — динамическая вязкость, ν — кинематическая вязкость.

Точность расчета параметров гололеда зависит, в частности, и от

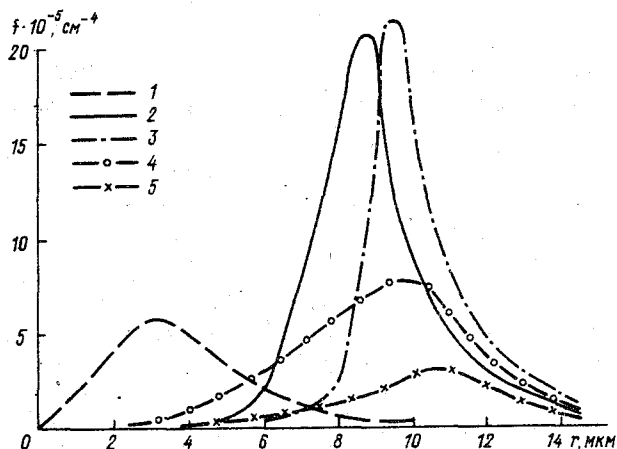


Рис. 1. Спектры капель на разных расстояниях от наветренного (x_1) и подветренного (x) берега вниз по потоку ($z = 0,5$ м).

1 — f_0 ; 2 — $x_1 = 1,5$ км; 3 — $x_1 = 5$ км; 4 — $x = 1$ км; 5 — $x = 2$ км

точности расчета величин $\bar{E}$ и β .

Уточнить эти характеристики можно путем учета следующих факторов: деформации спектра капель в процессе развития тумана; мелко-масштабного процесса, определяющего тепло- и влагообмен вблизи поверхности провода; нестационарности процесса гололедообразования.

Для учета изменения функции распределения капель по размерам в процессе развития тумана, вызванного наличием незамерзающего водоема в зимний период времени, используется метод, предложенный в работах [2, 4]. Этот метод, основанный на простейшей конденсационной схеме (или схеме испарения) капель, позволяет в рамках метода инвариантов рассчитать спектр капель по заданному начальному распределению капель по размерам. На рис. 1 приведен пример расчета трансформации спектра капель $f(r)$ при натекании воздушной массы с незамерзающего водоема на подветренный берег на высоте $z = 0,5$ м. Для начальной стадии конденсации используется приближенная параметризация спектра, предложенная в [9]. Характер деформации функции $f(r)$ на участке конденсационного роста капель совпадает с результатами, приведенными в [9]. Из рисунка видно, что спектральная функция и, соответственно, средний радиус капель $r_{\text{ср}}$ претерпевают заметные изменения при перемещении воздушной массы, что, в свою очередь, сказывается на значениях $E(r)$ и, следовательно, на расчетных значениях $I(r)$.

В табл. 1 сравниваются расчетные значения $\bar{E}(r)$ и $I(r)$, полученные без учета деформации $f(r)$ (что соответствует постоянным значениям $r_{\text{ср}}$ [6, 8]) и с учетом изменения $f(r)$ (графа 2 табл. 1) для двух высот $z = 0,5$ м и $z = 14$ м. Анализ этих результатов показывает, что учет деформации спектра капель в процессе развития тумана может изменить значение I

Таблица 1

Значения I и E на подветренном берегу водоема
без учета и с учетом микрофизических процессов

x, км	v, м/с	δ, г/кг	Без учета ($r_{cp} = 5 \text{ мкм}$) $r_{cp}, \text{ мкм}$			С учетом	
			$\bar{E}$	I, г/мч		$\bar{E}$	I, г/мч
$z = 0,5 \text{ м}$							
0	10,3	0,88	0,48	28,2	8,2	0,64	28,9
1	9,3	0,22	0,48	44,9	8,1	0,63	58,2
2	9,2	0,08	0,48	17,1	8,9	0,65	23,4
3	9,1	0,03	0,48	4,9	9,7	0,69	7,3
$z = 14 \text{ м}$							
0	14,4	0,28	0,56	104,8	5,6	0,55	102,1
1	14,3	0,21	0,56	76,9	5,3	0,53	71,8
2	14,2	0,12	0,56	45,8	5,2	0,51	36,64
3	14,0	0,02	0,56	8,1	6,2	0,6	10,2

в случае „сухого” отложения льда на 30–50 %.

В естественных условиях, как правило, коэффициент намерзания β , входящий в формулу (1), равен 1. Однако, при строительстве энергетических сооружений в окрестности незамерзающих водоемов резко возрастает вероятность „влажного” процесса гололедообразования, при котором $\beta \neq 1$.

Коэффициент намерзания льда β существенным образом зависит от того, правильно ли определен режим намерзания льда, от чего непосредственно зависит оценки критической водности ($\delta_{\text{кр}}$),

$$\delta_{\text{кр}} = \frac{\alpha \left(-t + \frac{0,628 L_e (e_0 - e)}{c_p \rho} - \frac{v^2 \tilde{r}}{2 I c_p} \right)}{\bar{E} v (L_f + t + v^2 / 2 I)} \quad (5)$$

где α – коэффициент теплоотдачи, e – насыщающая упругость водяного пара при температуре воздуха t , $e_0 = e$ при $t = 0^\circ \text{C}$, I – механический эквивалент тепла, L_e , L_f – соответственно скрытая теплота испарения и замерзания льда, $\tilde{r}$ – коэффициент восстановления.

Отметим, что уточнение коэффициента намерзания β можно получить через более точную оценку коэффициента теплоотдачи α . Данные уже первых экспериментальных исследований теплообмена при различных скоростях воздушного потока показали, что интенсивность теплоотдачи зависит от степени турбулентности набегающего потока. Еще в 1937 г. Эйгенсон [10] получил данные, свидетельствующие о том, что при турбу-

лизации потока интенсивность теплоотдачи возрастает на 20–60 %. Обычно α определяется с помощью зависимостей, полученных на основе экспериментальных данных [7, 10, 11]. При этом α – величина, зависящая от формы и размеров тела, степени турбулизации воздушного потока, числа Рейнольдса для тела Re_D и критерия Нуссельта, характеризующего теплообмен тела со средой:

$$Re_D = vD/\nu, \quad Nu = \alpha D/\lambda, \quad (6)$$

где λ – коэффициент молекулярной теплопроводности.

Как правило, эта связь может быть представлена в виде

$$Nu = a Re_D^n, \quad (7)$$

где a и n – некоторые постоянные, определяемые на основе экспериментальных данных.

Для описания степени турбулизации воздушного потока при получении экспериментальных зависимостей для коэффициента теплоотдачи α разные авторы использовали различные характеристики турбулентности, такие, например, как масштаб турбулентности, коэффициент турбулентного обмена, интенсивность турбулентности и др.

В существующих методах оценки интенсивности обледенения линий электропередачи и высотных сооружений [1, 8] коэффициент теплоотдачи α находится с помощью эмпирических связей, полученных Михеевым [7], которые не учитывают степень турбулизации потока. Проанализируем влияние степени турбулизации потока через коэффициент теплоотдачи α на такие характеристики гололеда как $\delta_{кр}$ и β . Для этой цели была использована работа Кестина и др. [11]. В ней дана зависимость величины α от интенсивности турбулентности набегающего воздушного потока Tu при различных значениях числа Re_D :

$$Tu = ((\overline{v'})^2)^{1/2}/\nu, \quad (8)$$

где $\overline{v'}$ – пульсационная составляющая скорости ветра.

Рассмотрим конкретный пример обтекания цилиндрического тела воздушным потоком. На основании проведенных расчетов на рис. 2 представлена зависимость критической водности $\delta_{кр}$ от температуры воздуха t при различных значениях Tu . Как видно из рисунка, изменение интенсивности турбулентности Tu от 0 до 0,03 приводит к увеличению $\delta_{кр}$ более чем в 1,5 раза, т. е. значительно изменяет границу между сухим и влажным процессами намерзания льда. С уменьшением скорости воздушного потока и с понижением температуры воздуха влияние параметра Tu на величину $\delta_{кр}$ увеличивается.

Использование модели планетарного пограничного слоя атмосферы при моделировании процессов гололедообразования позволяет получить информацию о характеристиках турбулентности воздушного потока. Это, в свою очередь, дает возможность использовать имеющийся эксперимен-

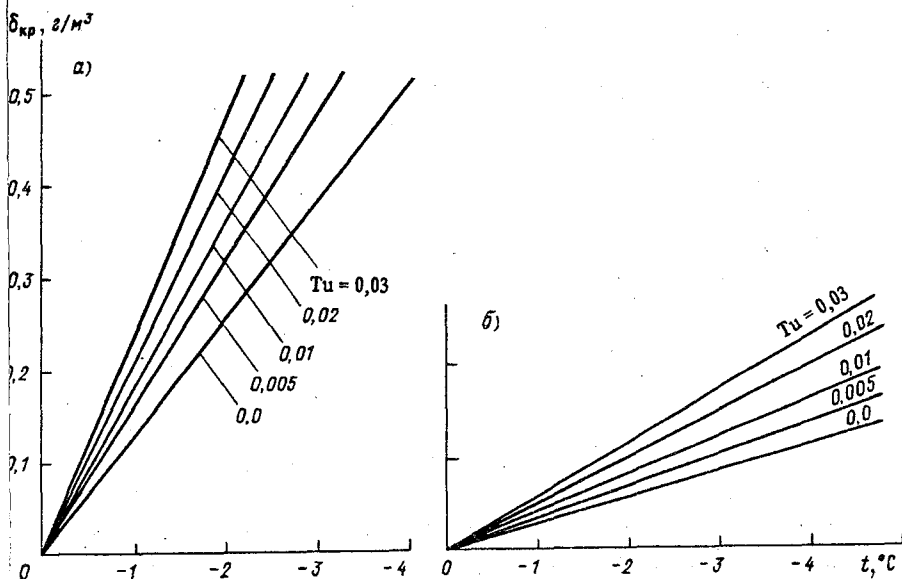


Рис. 2. Зависимость $\delta_{кр}$ от температуры воздуха t при различных значениях T_u и скорости воздушного потока V ($D = 10$ см, $r_{ср} = 4$ мкм). -

а) $V = 20$ м/с; б) $V = 30$ м/с.

тальный материал о влиянии степени турбулизации потока на коэффициент теплоотдачи α . Табл. 2 иллюстрирует степень влияния этого эффекта на величину коэффициента β . Учет влияния турбулизации на теплообмен привел к тому, что высота смены влажного и сухого режимов намерзания льда уменьшилась более, чем в 2 раза (от 5,5 до 2,6 м). При этом, естественно, увеличились значения β и соответствующие значения интенсивности гололедообразования для $z < 5,5$ м в среднем на 40 %.

Период времени, в течение которого сохраняются внешние условия, благоприятные для образования гололеда, может иметь разную продолжительность. Оценивая массу льда, образовавшегося за этот период на проводах, при квазистационарности внешних условий, необходимо учитывать влияние изменения диаметра отложений D . Параметризация

Таблица 2
Значения коэффициента намерзания без учета (β)
и с учетом (β_{Tu}) влияния степени турбулизации
потока на различных высотах ($D = 15$ см, $r_{ср} = 5$ мкм)

z , м	t , °C	β	β_{Tu}
1	-2	0,31	0,56
2,6	-4	0,69	1,0
4	-5	0,78	1,0

этого эффекта может быть проведена следующим образом

$$I_i = \bar{E}_i \beta_i D_i v \delta, \quad (9)$$

$$P_i = P_{i-1} + I_i \Delta t, \quad (10)$$

$$D_i = \left[\frac{4(P_i - P_{i-1})}{\rho_{\text{л}i}} + D_{i-1}^2 \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где P — масса отложений льда на цилиндрическом проводе единичной длины, $\rho_{\text{л}}$ — плотность льда, индекс i относится к временному шагу Δt .

Для учета изменения плотности льда может использоваться зависимость, предложенная Качуриным [5]:

$$\rho_{\text{л}i} = \rho_0 [1 - \exp(-c/h_{pi})], \quad (12)$$

где h_p — „равновесная толщина” жидкой пленки; $c = 0,32$ — эмпирическая константа; $\rho_0 = 0,92 \text{ г/см}^3$.

Результаты вычислений по формулам (9)–(11) показали, что параметризация нестационарности процесса гололедообразования (9)–(12) слабо чувствительна к выбору Δt . В качестве примера были проанализированы два шага по времени $\Delta t = 1 \text{ ч}$ и $\Delta t = 10 \text{ мин}$. Разница между массой отложения льда, образовавшегося в типичных условиях через 5 ч, не превышала 5%, через 10 ч — 3%. Следует отметить, что эта разница больше в течение первых часов гололедообразования, когда приращение диаметра отложения имеет тот же порядок, что и сам диаметр, но в этих случаях приращение массы мало.

Рассмотрим численный эксперимент, позволяющий проиллюстрировать применение формул (9)–(12). При вычислениях использовался шаг по времени $\Delta t = 10 \text{ мин}$. Пусть воздушный поток со скоростью $v = 12 \text{ м/с}$, водностью $\delta = 0,23 \text{ г/м}^3$ и температурой воздуха $t = -2^\circ \text{C}$ обтекает цилиндр диаметром $D = 1,5 \text{ см}$. Спектр размеров капель задан формулой Хргиана — Мазина со средним радиусом 5 мкм. Этот пример характерен тем, что с течением времени коэффициент намерзания β меняется от 0,65 до 1. Это означает, что первоначально на проводе будет происходить влажное намерзание льда. Затем, через 9 ч после начала процесса из-за нестационарности процесса гололедообразования и роста диаметра обледенелого провода, произойдет смена режимов и дальнейший процесс кристаллизации воды будет характеризоваться сухим нарастанием льда.

На рис. 3 а для тех же условий изображена интенсивность гололедообразования I в зависимости от времени. Значение I с течением времени возрастает; когда β становится равным единице, интенсивность гололедообразования еще некоторое время продолжает расти (в нашем примере $t \approx 13 \text{ ч}$). Когда диаметр отложения станет расти медленнее, чем $\bar{E}$, величина I начнет уменьшаться, стремясь к некоторому малому значению. Пунктиром на графике указана величина I без учета изменения диаметра отложения. Рис. 3 б представляет собой график зависимости массы отло-

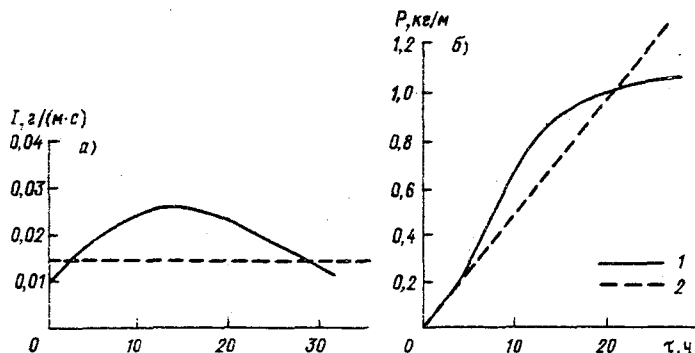


Рис. 3. Зависимость интенсивности гололедообразования 1(а) и массы отложения P (б) от времени τ ($v = 12$ м/с; $\delta = 0,23$ г/м³; $t = -2^\circ\text{C}$; $D = 1,5$ см; $r_{cp} = 5$ мкм).

1 — с учетом изменения диаметра отложения, 2 — без учета изменения диаметра отложения.

жения P от времени. Из рис. 3 б видно, что масса отложения растет до некоторого значения, а потом изменяется весьма незначительно. Такая же картина наблюдается в реальных условиях: достигнув определенных размеров, отложение перестает расти. Пунктиром на этом рисунке изображена масса льда, получаемая при неизменном значении интенсивности гололедообразования I .

В табл. 3 приведены результаты численных расчетов, а также значения измеренных $P_{изм}$ и диаметров отложений $D_{изм}$ [1]. Здесь P_0 — величина, рассчитанная по методике, изложенной в [8] с учетом регрессионного уравнения; P и D представляют собой соответственно массу и диаметр отложения, рассчитанные с учетом параметризации нестационарности процесса гололедообразования. Анализ результатов, приведенных в табл. 3, свидетельствует о целесообразности использования соотношений (9)–(12), позволяющих учесть изменение диаметра и плотности отложения на величину P в модели гололедообразования.

Таким образом, учет эффектов, проанализированных в настоящей

Таблица 3

Масса отложения и его диаметр,
рассчитанные с учетом изменения диаметра (P и D),
без учета (P_0) [9] и полученные по экспериментальным данным ($P_{изм}$, $D_{изм}$) [1]

δ , г/м ³	v , м/с	r_{cp} , мкм	$\tau \cdot 10^3$, с	$P_{изм}$, кг/м	P_0 , кг/м	P , кг/м	$D_{изм}$, м	D , м
0,19	17	4	63	0,42	0,83	0,81	0,06	0,08
0,20	8,5	4	25,2	0,27	0,12	0,25	0,06	0,05
0,23	12	5	23,4	0,25	0,21	0,29	0,06	0,07
0,24	15	7	54	1,30	0,15	0,82	0,10	0,07

работе, позволяет увеличить точность оценки параметров гололедообразования и повысить надежность прогнозирования изменчивости этих характеристик, вызванной антропогенными воздействиями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глухов В. Г. Метеорологические условия образования гололеда на высотных сооружениях. — Труды ГГО, 1972, вып. 311. — 98 с.
2. Иванова Л. А. Приближенный учет распределения капель по размерам в адвективных туманах при оценке параметров гололеда. — Сборник научных трудов (Межвуз.). Д.: ЛПИ, 1984, вып. 85, с. 107—114 (ЛГМИ).
3. Иванова Л. А. Использование модели горизонтально-неоднородного пограничного слоя для оценки параметров гололедных отложений. — Труды ГГО, 1984, вып. 483, с. 14—21.
4. Иванова Л. А. Численное моделирование туманов и гололеда в окрестности незамерзающих водоемов. — Автореф. дисс. на соиск. учен. степени канд. ф.-м. н. Л., 1986. — 13 с.
5. Качурин Л. Г., Гашин Л. И. О плотности и структуре льда, растущего в потоке переохлажденного аэрозоля. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 1, с. 93—96.
6. Мазин И. П. Физические основы обледенения самолетов. — М.: Гидрометеозиздат, 1957. — 120 с.
7. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплоотдачи. — М.: Энергия, 1973. — 319 с.
8. Мытарев М. Н. К расчету гололедных нагрузок на высотные сооружения. — Труды ГГО, 1981, вып. 460, с. 44—48.
9. Хворостьянов В. И. Двумерная нестационарная микрофизическая модель низких облаков и адвективно-радиационных туманов. — Метеорология и гидрология, 1982, № 7, с. 16—28.
10. Эйгенсон Л. С. Методика сравнительной оценки конвективных поверхностей нагрева. — Изв. АН СССР, 1937, ОТН, № 3, с. 353—362.
11. Kestin B. J., Maeder P. F., Sogin H. H. The influence of turbulence on the transfer of heat to cylinders near the stagnation point. ZAMP, 1961, vol. 12, p. 115—132.
12. Lozowski E. P., Stallabrass J. R., Hearty P. F. The icing of an unheated, nonrotating cylinder. Part I: A simulation model. J. Clim. Appl. Meteor., 1983, vol. 22, N 12, p. 2053—2062.
13. Makkonen L. Modelling of ice accretion on wires. J. Clim. Appl. Meteor., 1984, vol. 23, N 6, p. 929—939.
14. Maklin W. C. The density and structure of ice formed by accretion. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 1962, vol. 88, N 375, p. 30—50.

ВЛИЯНИЕ ОРОШЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЗЕМНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Численные эксперименты с моделью горизонтально-неоднородного приземного слоя атмосферы позволяют проанализировать микроклиматические особенности орошаемого поля, в том числе дополнительное испарение, определяющее оросительные нормы. Дополнительное испарение вызывает понижение температуры, вследствие чего могут существенно уменьшиться тепловые ресурсы данного района по сравнению с суммами температур до орошения. Для расчета изменений температуры и влажности, а также компонентов теплового баланса, обусловленных орошением, использовано решение системы уравнений теплообмена в турбулентной атмосфере при априорном задании изменения с высотой скорости ветра и коэффициента турбулентности [8]. В качестве исходных данных в модели использовались стандартные данные о температуре, влажности воздуха и скорости ветра, полученные на метеостанциях в различных районах Союза.

С помощью этой модели получены оценки влияния орошения на температуру, влажность воздуха и составляющие теплового баланса для Средней Азии [2, 4, 6, 7], Казахстана [5] и Поволжья [9]. Сводные карты рассчитанных изменений метеорологических величин при орошении в целом для исследуемого региона представлены на рис. 1–3, т. е. приведены данные об уменьшении температуры воздуха (рис. 1), увеличении испарения (рис. 2) и радиационного баланса (рис. 3), которые будут иметь место в данном районе в случае создания здесь орошаемого массива протяженностью 10 км. Расчет проведен для условий июля по средним многолетним значениям. При этом предполагалось, что оптимальное значение относительной влажности внутри растительного покрова на орошаемом поле составляет 70 % ($r = 0,7$). Кроме того, считалось заданным значение разности альбедо (ΔA) орошаемого поля и окружающей территории. Для Северного Казахстана и Поволжья принималось $\Delta A = -0,05$; для Средней Азии и Южного Казахстана $\Delta A = -0,07$.

Карты, приведенные на рисунках, рассчитаны по средним многолетним данным, однако, условия отдельных лет могут заметно отличаться от средних многолетних. Так, например, дополнительное испарение в июне, рассчитанное по средним многолетним данным ст. Ершов (Поволжье), составляет 7,1 см/мес. В 1974 г. эта величина уменьшилась до 3 см/мес, а в 1975 г. составляла 11 см/мес. Метеорологические условия в 1974 и 1975 гг.: температура воздуха 18,3 и 23,6 °C, влажность воздуха 14,0 и 8,7 гПа соответственно. Анализ межгодовой изменчивости дополнительного испарения (ΔE), проведенный на основе данных о температуре и

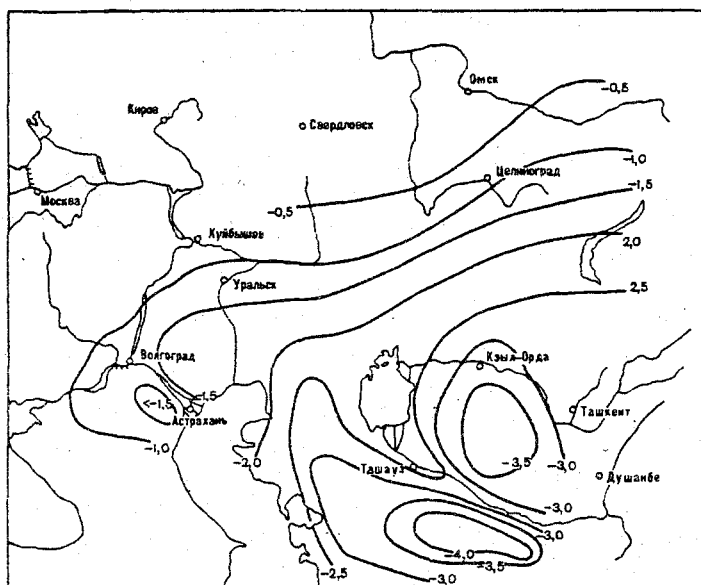


Рис. 1. Уменьшение температуры воздуха (ΔT , °C) при орошении (июль).

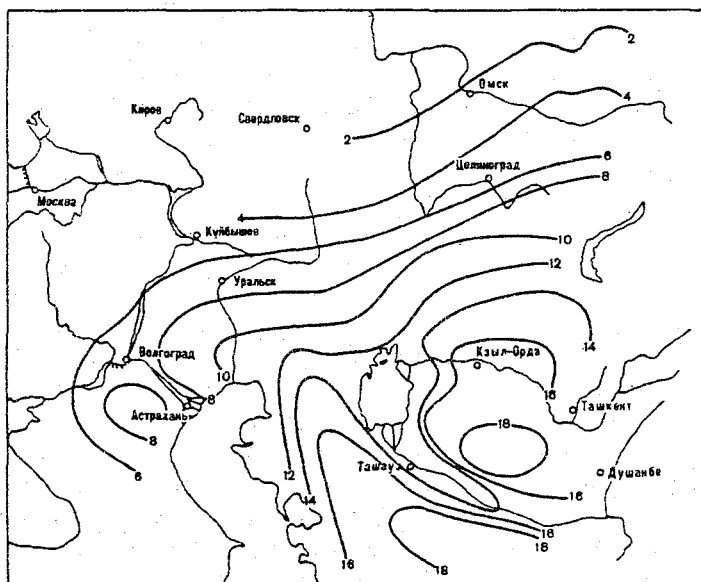


Рис. 2. Дополнительное испарение (ΔE , см/мес) на орошаемых полях (июль).

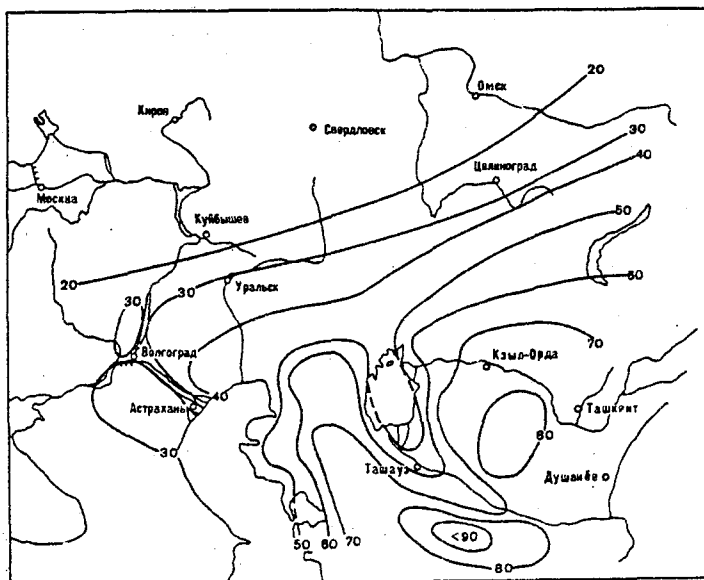


Рис. 3. Изменение радиационного баланса (ΔR , Вт/м²) при орошении (июль).

влажности воздуха, а также скорости ветра в различных районах Среднего региона, не показал заметного тренда величины ΔE за период 1941–1975 гг. [3]. Однако в случае значительного фоновое изменения климата в колебаниях дополнительного испарения, характеризующего степень засушливости данного района, может проявиться тенденция, отражающая эти изменения.

Фоновые изменения климата меняют также микроклиматические характеристики орошаемого поля. Для выявления этого эффекта проводились исследования изменений метеорологического режима орошаемого поля при использовании в качестве исходных (наряду со средними многолетними значениями) данных о температуре воздуха, откорректированных в соответствии с прогнозом изменения климата.

В соответствии с данными советско-американского совещания по изучению влияния на климат увеличения количества углекислого газа в атмосфере [1] в данной работе принято, что увеличение глобальной температуры приземного слоя воздуха к 2000 г. составит 1 °С. Распределение

**Изменение температуры (ΔT) и влажности (Δe) воздуха
(на уровне 2 м) ($z = 2$ м), испарения (ΔE), турбулентного теплообмена (ΔP)
и радиационного баланса (ΔR) при орошении по средним многолетним данным (1)
и с учетом повышения фоновой температуры (2)**

Станция	ΔT , °C		Δe , гПа		ΔE , см/мес		ΔP , Вт/м ²		ΔR , Вт/м ²	
	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2
Ничка	-4,1	-4,3	6,0	6,3	19,8	20,7	-82	-86	92	96
Байрам-Али	-3,3	-3,5	6,3	6,6	14,6	15,3	-46	-49	79	83
Репетек	-3,9	-4,1	6,0	6,3	18,8	19,5	-75	-78	90	93
Чарджоу	-2,8	-2,8	4,2	4,2	15,0	15,0	-61	-60	70	69
Кизыл-Арват	-3,0	-3,2	5,3	5,7	14,1	15,0	-48	-52	73	78
Тамды	-3,5	-3,8	5,1	5,6	17,1	18,5	-71	-77	79	85
Бузаубай	-3,4	-4,2	4,6	5,4	18,5	21,9	-85	-103	78	91
Чирик-Рабат	-3,2	-3,4	4,6	4,9	16,4	17,5	-70	-75	73	78
Чимбай	-1,6	-1,9	3,3	3,7	9,0	9,9	-26	-30	48	52
Пахта-Арал	-2,1	-2,3	6,2	6,6	9,6	10,3	-20	-22	58	63
Злиха	-3,2	-3,4	4,8	5,2	15,6	16,7	-63	-68	73	78
Джусалы	-2,9	-3,2	3,7	4,0	16,7	18,0	-79	-86	87	73
Тюкен	-2,6	-2,9	4,0	4,3	13,6	14,7	-55	-60	63	68
Челкар	-2,0	-2,2	2,9	3,2	10,5	11,6	-44	-50	45	49
Амангельды	-1,4	-1,6	2,3	2,6	7,7	8,7	-28	-33	39	39
Карасуль	-0,4	-0,7	1,2	1,5	3,8	4,8	-8	-14	19	23
Новоузенск	-1,6	-1,8	2,4	2,7	8,7	9,8	-34	-40	37	41
Уральск	-1,2	-1,5	2,1	2,4	7,4	8,4	-26	-32	32	36
Ершов	-1,3	-1,5	2,3	2,6	7,5	8,5	-26	-31	33	37

изменения средней глобальной температуры по широтам также проводилось в соответствии с данными, приведенными в [1]. Результаты расчета понижения температуры деятельной поверхности (ΔT_0), увеличения влажности воздуха (Δe) и испарения (ΔE), изменения теплообмена подстилающей поверхности с атмосферой (ΔP) и радиационного баланса (ΔR), выполненного для средних многолетних условий и условий повышенной фоновой температуры, представлены в таблице. При расчете были приняты следующие допущения: не учитывалась неравномерность сезонного распределения изменения глобальной температуры; средняя многолетняя влажность воздуха принималась неизменной.

Расчет проведен для условий июля, так как в июле эффект орошения проявляется наиболее заметно.

Количественные оценки увеличения эффекта орошения при повышении глобальной температуры на 1 °C показывают, что испарение на орошаемых полях увеличится при этом на 1,0–1,5 см/мес в засушливых районах Средней Азии и на 1,0 см/мес в Казахстане и Заволжье. Контраст температуры на уровне шероховатости на орошаемом поле и в окружающих районах (ΔT_0) в наиболее засушливом районе Туркмении составит

9,5 °С, в Средней Азии – 8,0 °С. Без учета фоновых изменений температуры эти значения будут меньше (соответственно 8,6 и 7,4 °С). Понижение температуры воздуха при орошении ΔT_2 заметно меньше, чем ΔT_0 . Различия между значениями ΔT_2 , рассчитанными с учетом и без учета фоновых изменений температуры воздуха, составляют не более 0,3 °С, а между значениями $\Delta \epsilon$ – не более 0,5 гПа.

При понижении глобальной температуры эффект будет противоположным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Влияние увеличения количества углекислого газа в атмосфере на климат. Материалы советско-американского совещания по изучению влияния увеличения количества углекислого газа в атмосфере на климат. – Л.: Гидрометеиздат, 1982, 57 с.
2. Дубов А. С., Утина З. М. Изменение метеорологического режима под влиянием мелиорации пустынных районов Средней Азии. – В кн.: Преобразование водного баланса под влиянием хозяйственной деятельности. Доклады XXIII международного географического конгресса. Л.: Гидрометеиздат, 1976, с. 26–28.
3. Дубов А. С., Утина З. М. Междугодовая изменчивость дополнительного испарения на орошаемых полях. – Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 87–92.
4. Дурдыев А. М., Лебедева Н. А., Утина З. М. Изменение радиационного баланса под влиянием орошения. – Проблемы освоения пустынь, 1979, № 4, с. 74–76.
5. Кувшинова К. В., Утина З. М. Изменение метеорологического режима при орошении в Среднем регионе СССР. – Изд. междуведомственного геофизического комитета при АН СССР. Материалы метеорологических исследований. 1982, № 5, с. 36–40.
6. Орловский Н. С., Пермякова Н. А., Утина З. М. Влияние орошения на составляющие теплового баланса подстилающей поверхности. – Проблемы освоения пустынь, 1987, № 2, с. 33–39.
7. Орловский Н. С., Утина З. М. Влияние орошения и обводнения на микроклимат пустынь. – Проблемы освоения пустынь, 1987, № 5, с. 3–12.
8. Утина З. М. К вопросу о трансформации температуры и влажности при орошении. – Труды ГГО, 1973, вып. 297, с. 173–177.
9. Утина З. М. Влияние орошения на метеорологический режим бассейна Волги. – Труды ГГО, 1984, вып. 483, с. 48–53.
10. Утина З. М., Шехтер Ф. Н. Влияние орошения на радиационный баланс подстилающей поверхности. – Метеорология и гидрология, 1977, № 6, с. 17–23.

ОБ УЧЕТЕ МЕЗОЭФФЕКТОВ В ЗАДАЧАХ ПРОГНОЗА ВЕТРА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Задача прогноза ветра сводится к расчету скорости и направления ветра по прогностическим полям давления и температуры. Методы расчета ветра на основе синоптической информации, рекомендованные в [13] для оперативной практики, справедливы для однородной подстилающей поверхности и позволяют, таким образом, прогнозировать фоновый ветер. Основные положения предложенных методов расчета фонового ветра изложены в [10, 11]. В качестве исходной информации используются скорость геострофического ветра у земли V_{g0} , разность температуры воздуха на уровне 2 м и уровне 850 гПа $T_2 - T_{850}$, тип поверхности, обычно характеризуемой параметром шероховатости z_0 . В локальных прогнозах кроме указанных (внешних) параметров необходимо учитывать дополнительные эффекты, обусловленные влиянием неоднородности подстилающей поверхности (мезоэффекты). Эти эффекты можно учесть введением поправок к фоновым значениям скорости и направления ветра. Ниже обсуждаются возможные подходы к решению этой задачи.

1. Основные положения методов расчета фонового ветра.

Многообразие факторов, определяющих ветровой режим пограничного слоя атмосферы, делает необходимым их разделение на основные и дополнительные. Роль факторов первой группы должна учитываться в явном виде при любых макрометеорологических условиях. Дополнительные факторы, влияние которых обычно проявляется в меньшей степени, могут быть учтены либо введением некоторых поправочных множителей, либо введением дополнительных слагаемых в исходные соотношения.

С учетом этого для однородной подстилающей поверхности скорость ветра на уровне z может быть представлена в виде суммы двух слагаемых:

$$V_z = k_r \beta \eta V_z^{(0)} + \Delta V_z^{\text{фр}}. \quad (1)$$

Здесь $V_z^{(0)}$ – расчетная скорость ветра, определяемая по полю наземного давления, при условии, что процессы стационарны и отсутствует адвекция температуры; β , η , k_r – поправочные множители, учитывающие влияние на скорость ветра адвекции, нестационарности и кривизны изобар соответственно (при стационарных и горизонтально однородных условиях эти коэффициенты равны единице); $\Delta V_z^{\text{фр}}$ – поправка на усиление скорости ветра в зоне фронта.

Направление приземного ветра определяется из условия

$$d_z = d_{g0} - d_z, \quad (2)$$

$$\alpha_z = \alpha_z^{(0)} + \Delta \alpha_z^\beta + \Delta \alpha_z^\eta. \quad (3)$$

Здесь d_{g0} — направление геострофического ветра у земли, определяемое по касательной к изобаре, α_z — угол отклонения ветра от изобары, $\alpha_z^{(0)}$ — угол отклонения ветра от изобары при стационарных условиях, без учета адвекции, $\Delta\alpha_z^{\beta}$ и $\Delta\alpha_z^{\eta}$ — поправки к расчетным значениям $\alpha_z^{(0)}$, учитывающие влияние характера адвекции и нестационарности соответственно.

При разработке расчетных методов было принято, что высота поверхности 850 гПа равна 1450 м. Для удобства значения температуры воздуха на уровне 1450 м будем обозначать $T_{\tilde{H}}$. Если разность $H_{850} - 1450$ по абсолютной величине больше 100 м, вводится соответствующая поправка к $T_2 - T_{850}$. Для этой цели с достаточной точностью можно принять градиент температуры на этих высотах равным $0,6^\circ\text{C}/100\text{ м}$. В таком случае

$$T_2 - T_{\tilde{H}} = T_2 - T_{850} + 0,6 (1450 - H_{850}) \cdot 10^{-2}, \quad (4)$$

если H_{850} выражено в м.

Количественные связи $V_z^{(0)}$ с V_{g0} и $T_2 - T_{\tilde{H}}$, представленные в [13] для двух типов подстилающей поверхности: травяного покрова ($z_0 \approx 2\text{ см}$) и снежной поверхности ($z_0 \approx 0,05 \dots 0,10\text{ см}$), получены на основе материалов наблюдений на полевой экспериментальной базе ГГО. Подробный анализ этих материалов дается в [10, 11].

Таким образом, расчет скорости и направления ветра осуществляется последовательными этапами, первым из которых является определение $V_z^{(0)}$ и $\alpha_z^{(0)}$ на основе синоптической информации. С достаточной для оперативной практики точностью в условиях однородной подстилающей поверхности этими сведениями можно ограничиться и при определении соответствующих характеристик ветра при всех макрометеорологических условиях, поскольку влияние дополнительных факторов обычно невелико.

Способы оценки влияния нестационарности макромасштабных процессов, температурной адвекции и кривизны изобар на приземный ветер описаны в [5, 9]. В [13] рекомендовано для приближенного учета адвекции в задачах прогноза ветра на высотах 300–700 м использовать вместо V_{g0} и d_{g0} средние из соответствующих значений скорости и направления ветра у земли и на уровне поверхности 850 гПа. По мнению авторов, оправдываемость прогноза ветра за счет учета указанных факторов можно повысить на 10–15 %.

2. Влияние динамической неоднородности подстилающей поверхности на поле ветра. В случае неоднородной подстилающей поверхности поле ветра определяется взаимодействием процессов большого масштаба с мезопроцессами, формирующимися под влиянием этих неоднородностей. Однако с достаточной точностью можно условно разделить эти процессы и учесть влияние неоднородностей подстилающей поверхности либо добавлением поправочных множителей к фоновым значениям, либо введением в правые части соотношений (1)–(3) дополнительных слагаемых, характеризующих поправки к скорости и направлению ветра за счет мезоэффектов

(соответственно $\Delta V_z^{\text{мес}}$ и $\Delta \alpha_z^{\text{мес}}$). Влияние мезоэффектов на скорость ветра проявляется в увеличении или уменьшении скорости ветра по сравнению со скоростью над однородной подстилающей поверхностью. Вклад мезоэффектов может быть существенным, а иногда и определяющим.

К мезоэффектам относится и фронтальное усиление ветра. (В этом случае мезопроцессы обусловлены неоднородностью пограничного слоя по вертикали). Поправка на усиление ветра в зоне фронта также вводится в виде дополнительного слагаемого ($\Delta V_z^{\text{фр}}$) в (1). По данным Е. П. Веселова [2], для уровня 10 м эта поправка в среднем составляет 2 м/с. Дополнительными факторами, определяющими величину $\Delta V_z^{\text{фр}}$ (наряду с фоновыми характеристиками ветра), являются контраст температур на поверхности раздела и скорость перемещения фронта.

Для описания мезопроцессов в пограничном слое в последнее время широко используются модели горизонтально-неоднородного пограничного слоя атмосферы. Имеющиеся модели неплохо описывают особенности горизонтального и вертикального распределения параметров ветра для стилизованных условий. В реальных условиях процессы более сложные, поскольку на распределение ветра оказывают влияние неоднородности разного характера и разных масштабов. Указанное обстоятельство определяет необходимость использования при оценках мезоэффектов наряду с численными моделями результатов обобщений материалов наблюдений. Эти поправки существенно зависят от фоновых характеристик воздушного потока. Поэтому основное требование, которое должно соблюдаться при обобщении материалов наблюдений, сводится к тому, что поправки на мезоэффекты должны анализироваться с учетом фоновых значений скорости и направления ветра, определяемых из соотношений (1)–(3). Такой подход особенно необходим при оценках бризовых эффектов.

Мезоэффекты, обусловленные динамической неоднородностью подстилающей поверхности, могут быть заметными при резких изменениях типа растительности (например, в лесостепной зоне при переходе воздушного потока с ровной открытой местности на лесные массивы и наоборот), или при переходе воздушной массы с сельской местности на город и наоборот. При больших масштабах указанных неоднородностей учет их влияния частично можно осуществить, если давать прогноз для конкретных типов поверхности, что достаточно строго для небольших высот. В [10, 12] это использовано при разработке методов расчета ветра в условиях города.

Для учета влияния городской застройки на поле ветра используются поправочные множители, характеризующие ослабление ветра в условиях города по сравнению с сельской местностью. Известно, что в условиях города на малых высотах скорость ветра существенно ниже, чем в пригороде. С высотой такие различия уменьшаются. Эти вопросы подробно

**Коэффициенты ослабления ветра в условиях города
(для города $z_0 \approx 0,8$ м, для пригорода $z_0 \approx 2$ см)**

μ_{2-H}	$z, \text{ м}$			
	50	100	200	300
-600	2,50	1,89	1,51	1,35
-400	2,19	1,68	1,38	1,27
-200	1,87	1,50	1,28	1,21
0	1,62	1,37	1,23	1,19
200	1,47	1,29	1,20	1,16
300	1,45	1,27	1,18	1,15

Примечание. $\mu_{2-H} = \frac{g}{\bar{T}} \frac{T_2 - T_H - \gamma_H \tilde{H}}{V_{g0} l}$, где g — ускорение

свободного падения, l — параметр Кориолиса ($l = 2\omega \sin \varphi$), γ_H — градиент температуры в свободной атмосфере, принимаемый обычно равным $0,6^\circ \text{ C}/100 \text{ м}$.

обсуждены в [3, 12]. В таблице приводятся коэффициенты ослабления ветра для различных высот, полученные по материалам наблюдений на телевизионной башне в Ленинграде и одновременным наблюдениям на ст. Воейково, расположенной примерно в 20 км от Ленинграда. Табличные данные, таким образом, характеризуют максимально возможное ослабление ветра в условиях города с $z_0 \approx 0,8$ м по сравнению с сельской местностью.

Учет мезоэффектов предполагает учет роли дополнительных факторов на формирование поля ветра в пограничном слое. В районах с городской застройкой таким дополнительным фактором является характер застройки. Влияние его существенно зависит от расстояния от города. Модельные оценки влияния городской застройки на разных расстояниях от города обсуждаются в [15]. Для этого используется модель, описанная в [1, 4, 8]. Из-за отсутствия надежных материалов наблюдений для таких оценок предпочтительнее пользоваться расчетными данными.

Влияние городской застройки на скорость ветра на высоте 10 м заметно лишь на малых расстояниях от города ($x \leq 1-2$ км), при этом проявляется влияние не только характера застройки, но и стратификации (с ростом устойчивости зона влияния увеличивается). Для высот примерно 100–300 м зона влияния городской застройки составляет несколько километров.

Повышение точности прогноза направления ветра можно обеспечить двумя путями: учетом влияния стратификации на угол отклонения ветра от изобары (этот вопрос обсуждается в [11]) и учетом влияния неоднородности подстилающей поверхности. Увеличение шероховатости

в условиях города приводит к увеличению угла отклонения ветра от изобары прежде всего в приземном слое воздуха. Таким образом, приземный ветер в условиях города должен отклоняться влево от основного потока, т. е. значения d_{10} в условиях города по абсолютной величине несколько больше, чем в пригороде. По имеющимся данным эти различия на уровне 10 м составляют 10–15°, на высотах около 300 м – 5–10°. Такие различия могут не учитываться в прогностической практике.

Довольно сложным является прогноз ветра в условиях пересеченной местности. Результаты численного моделирования (см., например, [14]) могут быть использованы скорее для качественной оценки изменений скорости и направления ветра под влиянием орографии. Многообразие особенностей местоположения пунктов наблюдений не позволяет рассмотреть это детально и по экспериментальным данным. Поэтому оценка орографических эффектов в пересеченной местности должна проводиться на местном материале.

Для оценки влияния орографии на скорость и направление приземного ветра в [6] были использованы специальные наблюдения в районе Южно-Якутского территориально-производственного комплекса, где рельеф местности характеризуется значительными перепадами высот (до 150–300 м). На основе обобщения этих данных получены данные о пространственной изменчивости полей ветра в условиях холмистого рельефа. Орографические поправки существенно зависят от фоновых характеристик воздушного потока. Это обстоятельство учитывалось при обобщении материалов наблюдений.

Хорошо известно усиление ветра на возвышенностях и ослабление его в понижениях по сравнению с открытой местностью. Усиление или ослабление ветра в условиях орографически неоднородной подстилающей поверхности также можно учесть введением поправочных множителей к расчетному значению скорости ветра на соответствующих уровнях (ветровых коэффициентов). Такие коэффициенты в [6] получены для различных форм рельефа при разных макрометеорологических условиях (разных V_{g0} и $T_2 - T_{\tilde{H}}$), что позволяет рекомендовать полученные количественные связи в задачах прогноза ветра.

Представляет интерес для оперативной практики и оценка влияния уклона местности. Такие орографические эффекты являются характерными для аэродромов. Кроме того, они представляют большой интерес для задач диффузии, поскольку наибольшее их влияние проявляется при слабых скоростях. По материалам наблюдений, систематизированных в некоторых аэропортах, влияние уклона местности проявляется уже при $\text{tg } \alpha \approx 0,01 \dots 0,02$. При этих условиях $\Delta V_{10}^{\text{op}} \approx 1 \dots 2 \text{ м/с}$ при $V_{g0} < 5 \text{ м/с}$ и $T_2 - T_{\tilde{H}} \leq 9^\circ \text{C}$ и становится пренебрежимо малыми при $V_{g0} \geq 10 \text{ м/с}$.

Существенное влияние орографии на направление ветра проявляется в межгорных понижениях и долинах при больших перепадах высот. Согласно [6], в долинах отклонение фактического ветра от фонового

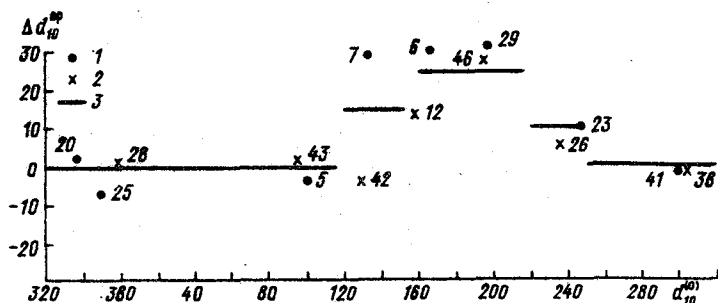


Рис. 1. Зависимость Δd_{10}^{op} от $d_{10}^{(0)}$ (аэропорт Куйбышев).

1 — осредненные данные при $V_{g_0} = 4 \dots 9$ м/с и $(T_2 - T_{\tilde{H}}) \leq 10^\circ \text{C}$; $z_0 \approx 2$ см (травяной покров); 2 — то же для $z_0 = 0,05 \dots 0,1$ см (снежная поверхность); 3 — обобщенная зависимость. Цифрами указано число случаев, использованных при осреднении.

может достигать $80-90^\circ$, что отмечается при фоновых потоках, перпендикулярных оси долин.

При обеспечении авиации предъявляются повышенные требования не только к прогнозу скорости ветра, но и его направления (ошибка прогноза не должна превышать 30°). В связи с этим необходим анализ влияния орографии на направление ветра для аэродромов, расположенных в пересеченной местности, на местном материале. Основанием для такого анализа являются систематические отклонения измеренных значений d_{10} от рассчитанных.

В качестве примера такого анализа на рис. 1 дается зависимость $\Delta d_{10}^{op} = d_{10} - d_{10}^{(0)}$ от $d_{10}^{(0)}$ для аэропорта Куйбышев (d_{10} — измеренные значения, $d_{10}^{(0)}$ — рассчитанные значения по соотношению $d_{10} = d_{g_0} - d_{10}^{(0)}$). Анализ проводился для разных V_{g_0} (выделены 3 группы по V_{g_0} : 4–9, 10–14 и ≥ 15 м/с) и разных $T_2 - T_{\tilde{H}}$. Оказалось, что величина Δd_{10}^{op} в меньшей степени зависит от V_{g_0} и $T_2 - T_{\tilde{H}}$ и практически не зависит от z_0 . Это позволило осреднить данные при разных V_{g_0} и $T_2 - T_{\tilde{H}}$ для разных сезонов. Для задач прогноза зависимость Δd_{10}^{op} от $d_{10}^{(0)}$ представляется разрывной функцией (см. рис. 1). Границы зон с разными поправками прослеживаются довольно четко.

3. Бризовые эффекты. Дополнительным фактором существенно влияющим на характеристики ветра в условиях термической неоднородности, является контраст температур на подстилающей поверхности. Наиболее ярко проявляется влияние этого фактора в прибрежных районах, где даже при небольших контрастах температуры суша — вода ($\delta T_0 \approx 5^\circ \text{C}$) возникает бризовая циркуляция. В отличие от орографических эффектов бризовые эффекты довольно трудно учесть в виде поправочных множителей, поскольку поправки к скорости и направлению ветра знакопеременные и существенно зависят от скорости и направления фонового потока.

В [5] выполнено обобщение материалов наблюдений в приводном слое при наличии бризовой циркуляции. Основой послужили результаты экспедиционных наблюдений, выполненных в 1978–1980 гг. в различных районах Таллиннского залива в периоды, характеризующиеся развитием морского бриза (июнь–август, сроки 12–18 ч). Программой экспериментальных работ предусматривалось выполнение комплекса наблюдений за метеорологическими параметрами (скоростью и направлением ветра, давлением, температурой и влажностью воздуха, температурой поверхности) в различных точках залива и в береговых пунктах. Основной задачей исследований была разработка рекомендаций по расчету параметров приводного ветра (по синоптической информации и с учетом бризовых эффектов) в различных точках Таллиннского залива. На основе анализа наблюдений удалось разработать оперативные и достаточно надежные способы оценки бризовых поправок по скорости и направлению фонового потока и контрасту температур суша – вода.

Предложенная в [5] методика обобщения материалов наблюдений была использована для соответствующих оценок в аэропорту Таллинн. Бризовые поправки определялись для уровней 10 и 400 м как разность между измеренными и фоновыми значениями. Величины $V_{10}^{(0)}$ и $\alpha_{10}^{(0)}$ для разных V_{g0} , $T_2 - T_{\tilde{H}}$ и z_0 взяты из [11].

Полученные результаты подтвердили выявленные в [5] общие закономерности, а также особенности бризовой циркуляции, обусловленные физико-географическими особенностями данного района. Эти материалы обсуждаются в [7].

При использовании в задачах прогноза полученных в [5, 7] количественных связей для бризовых поправок необходимо знать направление бризовой составляющей ветра в каждом конкретном пункте. Ее определение рассмотрим на примере аэропорта Таллинн.

В [5] было показано, что при $\delta T_0 \geq 15^\circ \text{C}$ имеют место условия хорошо развитого морского бриза. При этих условиях были систематизированы данные при малоградиентном барическом поле ($V_{g0} \leq 4 \text{ м/с}$). Для определения бризовой составляющей на основании этих данных строилась зависимость Δd_{10}^{6p} от $d_{10}^{(0)}$ (рис. 2). За направление бризовой составляющей принималось $d_{10}^{(0)}$, при котором $\Delta d_{10}^{6p} = 0$. В нашем случае $d_{10}^{6p} \approx 40^\circ$. Эта величина характеризует то предельное значение направления, к которому стремится реальный ветер при его вращении, вызванном возникновением местного барического градиента.

Кривая на рис. 2 характеризует максимально возможное вращение ветра на уровне 10 м, которое проявляется при больших контрастах температур и $V_{10}^{(0)} \leq 2 \text{ м/с}$. Обращает на себя внимание, что угол вращения при этом будет разным для фоновых потоков с восточной и западной составляющими. Эта особенность отмечена и по материалам наблюдений в районе г. Одессы.

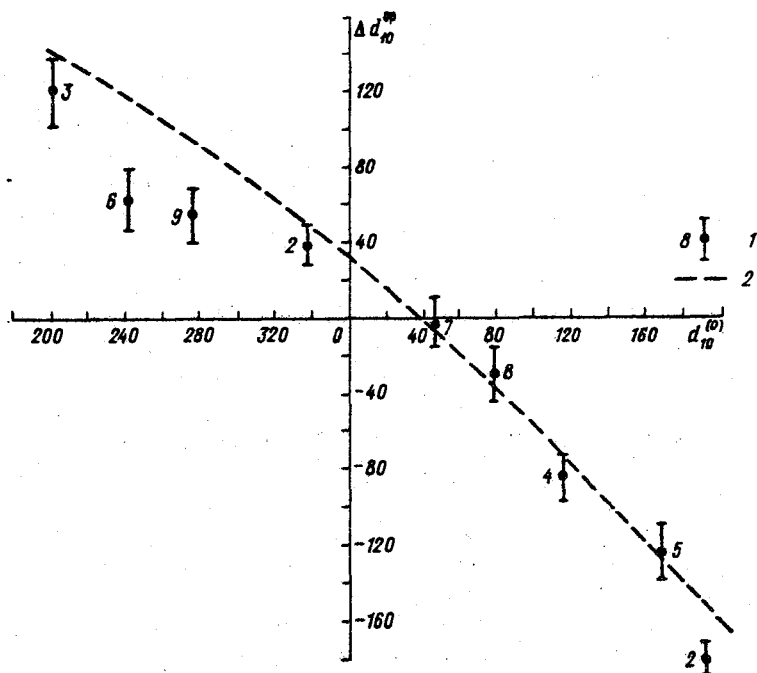


Рис. 2. Зависимость $\Delta d_{10}^{\delta p}$ от $d_{10}^{(0)}$ при $\delta T_0 \geq 15^\circ \text{C}$ и $V_{10} \geq 3,5 \text{ м/с}$ (аэропорт Таллин).

1 — средние значения и среднеквадратические отклонения. Цифрами указано число случаев, использованных при осреднении; 2 — рекомендуемая зависимость при $V_{10}^{(0)} \leq 2 \text{ м/с}$.

Зависимость $\Delta d_{10}^{\delta p}$ от $d_{10}^{(0)}$ имеет разрыв при $d_{10}^{(0)} \approx 180...190^\circ$. При этих направлениях фонового потока вращение ветра может происходить как по часовой стрелке, так и против. На характер вращения в этих случаях существенное влияние оказывает характер макромасштабных процессов: изменение V_g со временем и по высоте. Так, при заметном отличии $V_{\tilde{H}}$ от V_{g0} влияние $V_{\tilde{H}}$ является определяющим.

Аналогично определяется направление берегового бриза по материалам наблюдений, систематизированных при отрицательных δT_0 . Можно ожидать, что отмеченное выше „критическое” направление для морского бриза с достаточной точностью характеризует направление хорошо выраженного берегового бриза.

Используемый при оценках бризовых поправок параметр δT_0 выбран из физических соображений. В оперативной практике удобнее использовать параметр $\delta T_{2-\omega} = T_{2,c} - T_{0,\omega}$ ($T_{2,c}$ — температура воздуха на высоте 2 м над сушей), который с достаточной для практики точностью может быть определен по прогностическому значению температуры воздуха над

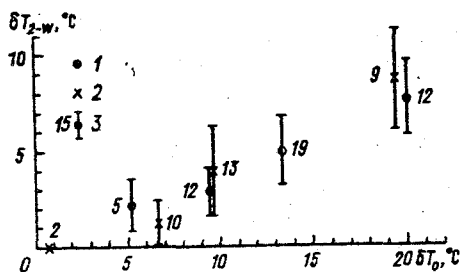


Рис. 3. Связь T_{2-w} с δT_0 (аэропорт Таллинн).

1 — $V_{10}^{(0)} < 4 \text{ м/с}$; 2 — $V_{10} > 4 \text{ м/с}$; 3 — среднее квадратическое отклонение и число случаев.

сушей и фактическому значению $T_{0,w}$ в исходный срок. Связь δT_{2-w} с δT_0 анализировалась по материалам наблюдений с учетом скорости и направления фонового потока. Выполненный анализ не выявил заметного их влияния на эту связь (влияние $V_{10}^{(0)}$ иллюстрирует рис. 3). Связь δT_{2-w} с δT_0 близка к линейной и описывается соотношением

$$\delta T_{2-w} = -1,5 + 0,5\delta T_0 \quad \text{для } \delta T_0 \geq 5^\circ\text{C}. \quad (5)$$

На основе численного моделирования и анализа экспериментальных данных могут быть сформулированы лишь общие закономерности. Невозможно предусмотреть все многообразие неоднородностей, встречающихся в природе. Отметим в связи с этим, что особенности местоположения пунктов наблюдений могут быть оценены с использованием расчетных методов определения фоновых характеристик ветра и местных материалов наблюдений. С этой целью проводится сопоставление рассчитываемых и наблюдаемых скоростей ветра. Известно, что наиболее сильно особенности местоположения проявляются на нижних уровнях. Поэтому целесообразно использовать для таких оценок прежде всего уровень 10 м. Анализ должен обязательно проводиться при разных направлениях ветра, для чего выделяются сектора, в пределах которых сохраняется один и тот же характер подстилающей поверхности. Для каждого из выделенных секторов и проводится сопоставление значений характеристик ветра, полученных различным способом (расчет, наблюдение).

Если разброс данных около расчетных значений является случайным, то это свидетельствует о том, что пункт наблюдений расположен достаточно открыто и для него могут быть использованы расчетные методы определения фоновых характеристик ветра, изложенные в [13]. При наличии мезоэффектов будут иметь место систематические отклонения измеренных значений от рассчитанных. Анализ расхождений между этими значениями позволяет ответить на вопрос, при каких направлениях ветра проявляется влияние неоднородностей подстилающей поверхности и каково их влияние. В дальнейшем эти данные могут быть использованы при разработке способов учета мезоэффектов в задачах прогноза. Для некоторых условий, в частности, если пункт наблюдений незначительно удален от города, такие оценки целесообразно провести и для других уровней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. — Л.: Гидрометеоздат, 1979. — 136 с.
2. Веселов Е. П. Учет порывов при расчете ветра у земной поверхности. — Труды Гидрометцентра СССР, 1972, вып. 109, с. 18–25.
3. Воронова Н. В., Орленко Л. Р. Об использовании метеоинформации на высотных метеоконцентрациях при обеспечении взлета и посадки воздушных судов. — Труды ЦВГМО, 1982, вып. 17, с. 11–18.
4. Иванова Л. А., Надежина Е. Д. Моделирование пограничного слоя атмосферы на побережье водоемов-охладителей. См. наст. сб.
5. Исследование гидрометеорологического режима Таллинского залива/ Под ред. Л. Р. Орленко, Л. И. Лопатухина и Г. Л. Портнова. — Л.: Гидрометеоздат, 1984. — 152 с.
6. Климов О. В. Особенности микроклимата и естественного воздухообмена в условиях сложного рельефа Южной Якутии. Автореферат диссертации. — Л.: Ротапринт ГГО. — 16 с.
7. Лазарева Н. А., Орленко Л. Р. Особенности вертикального распределения ветра в условиях бризовой циркуляции. См. наст. сб.
8. Надежина Е. Д., Шкляревич О. Б. К вопросу тестирования модели пограничного слоя атмосферы на основе натурных данных. См. наст. сб.
9. Орленко Л. Р. К учету адвекции и агеострофических отклонений при расчете ветра и касательного напряжения над водной поверхностью. — Метеорология и гидрология, 1971, № 7, с. 43–50.
10. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1979. — 270 с.
11. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. О расчете скорости и направления приземного ветра на основе синоптической информации. — Труды ГГО, 1986, вып. 504, с. 16–25.
12. Рекомендации по описанию климата большого города. Часть III. Обобщение материалов наблюдений в пограничном слое атмосферы. — Л.: Ротапринт ГГО, 1978. — 71 с.
13. Руководство по прогнозированию метеорологических условий для авиации. — Л.: Гидрометеоздат, 1985. — 302 с.
14. Федорович Е. Е. Численная модель обтекания воздушным потоком протяженных форм рельефа. — Метеорология и гидрология, 1985, № 7, с. 34–40.
15. Шкляревич О. Б. Модельные оценки изменений ветровых характеристик в системе город-пригород. См. наст. сб.

ОСОБЕННОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕТРА В УСЛОВИЯХ БРИЗОВОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ

В [4] обсуждается возможность учета влияния неоднородности подстилающей поверхности в задачах прогноза ветра. При метеообеспечении аэропортов, расположенных в прибрежной зоне, в задачах прогноза очень важно учитывать дополнительные эффекты, обусловленные возникновением бризовой циркуляции при больших контрастах температур суша-вода (бризовые эффекты). В имеющихся многочисленных работах по изучению бризов недостаточно внимания уделялось этому вопросу.

Ниже приводятся некоторые результаты анализа бризовых эффектов по материалам экспедиционных наблюдений, выполненных в 1978–1980 гг. в районе г. Таллинна. Наблюдения проводились в июне–августе в дневные сроки (12–18 ч, иногда 7–16 ч), т. е. в условиях, благоприятных для развития морского бриза. Задачи исследований и программа экспериментальных работ подробно описаны в [1]. Там же описаны методика анализа материалов наблюдений и результаты анализа поля приводного ветра на акватории Таллиннского залива. Систематизированные в указанный период одновременные наблюдения в береговых пунктах позволили провести аналогичный анализ ветра в условиях суши.

Для этой цели были использованы материалы наблюдений в аэропорту Таллинн и на станции радиозондирования Таллинн (Харку), что позволило сделать соответствующие оценки для разных уровней в пределах пограничного слоя атмосферы. Физико-географическое положение этих пунктов наблюдений описано в [1, 2]. Отметим лишь здесь, что оба пункта расположены в прибрежной зоне шириной в несколько километров. Согласно имеющимся в литературе сведениям, в этой зоне бризовые эффекты максимально выражены.

В качестве определяющих параметров при анализе данных в условиях суши использовались скорость геострофического ветра V_g , перепад температур $T_2 - T_H$ (T_2 и T_H – температура воздуха на высотах 2 и 1450 м соответственно) и контраст температур суша-вода δT_0 , характеризующий разность температуры поверхности суши и воды в околополуденные часы. Параметр шероховатости подстилающей поверхности z_0 принимался равным 2 см.

Скорость и направление геострофического ветра определялись по наземной синоптической карте (V_{g_0} и d_{g_0} соответственно) и по карте АТ 850 гПа ($V_{g_{850}}$ и $d_{g_{850}}$ соответственно). Последние использовались для оценки характера и интенсивности адвекции. Для этой цели использовались также сведения о реальном ветре на высотах 1,5–2 км.

Параметр устойчивости $T_2 - T_H$ определялся по измеренным T_2

в аэропорту Таллинн и по данным радиозондирования на ст. Таллинн (Харку). Пограничный слой в условиях суши в этот период, как правило, характеризуется неустойчивой стратификацией ($T_2 - T_H \geq 9^\circ$). Величина δT_0 в дневные сроки достигала $25-30^\circ$, ночью колебалась в пределах $\pm 5^\circ$.

Согласно [1, 4], бризовые поправки могут быть определены по разности между измеренными и фоновыми значениями скорости и направления ветра на соответствующей высоте на основе соотношений:

$$\Delta V_z^{\text{бп}} = V_z - V_z^{(0)}, \quad (1)$$

$$\Delta d_z^{\text{бп}} = d_z - d_z^{(0)}, \quad d_z^{(0)} = d_{g0} - \alpha_z^{(0)}, \quad (2)$$

где V_z и d_z — измеренные значения скорости и направления ветра на уровне z ; $V_z^{(0)}$ — расчетная скорость ветра, определяемая по полю наземного давления при условии, что процессы стационарные и отсутствует адвекция температуры; $\alpha_z^{(0)}$ — расчетный угол отклонения ветра от изобары при тех же условиях.

Связь $V_z^{(0)}$ и $\alpha_z^{(0)}$ с определяющими факторами обсуждается в [3]. В [6] изложены методы определения $V_z^{(0)}$ (для $z = 10, 300, 400$ и 600 м) при известных V_{g0} , $T_2 - T_H$ и z_0 . Методы определения $d_z^{(0)}$ изложены в [3, 5]. Для определения $d_z^{(0)}$ при известном $d_{10}^{(0)}$ и $V_{10}^{(0)}$ можно также использовать угол поворота ветра ($d_z - d_{10}$) в слоях $10-100$ и $10-400$ м из [5].

Точность определения бризовых поправок из соотношений (1), (2) существенно зависит от выбора методов расчета фоновых характеристик ветра. Аэропорт Таллинн расположен на малом расстоянии от городской застройки (примерно 1 км), поэтому возникает вопрос, можно ли использовать в этом пункте наблюдений методы расчета $V_z^{(0)}$, рекомендуемые в [6] для однородной местности. В связи с этим были выполнены оценки возможного влияния города на измеренные значения скорости ветра в этом пункте наблюдений.

С этой целью были отобраны случаи с небольшими контрастами температур суша — вода ($\delta T_0 < 5^\circ$), которые, в свою очередь, группировались по направлению воздушного потока. Были выделены 2 сектора: „на город” и „из города” ($300-50^\circ$). Для каждого из них было выполнено сопоставление измеренных и рассчитанных значений скорости ветра на 10 м. Представленные в таблице результаты такого сопоставления свидетель-

Таблица

Сектор	Число случаев	$V_{10} - V_{10}^{(0)}, \text{ м/с}$			
		Среднее	± 1	± 2	± 3
„На город”	41	+0,2			
„Из города”	27	-0,1	69	90	100

ствуют о том, что в дневных условиях методы расчета $V_{10}^{(0)}$, рекомендуемые в [5, 6] для $z_0 \approx 2$ см, применимы для аэропорта Таллинн при всех направлениях фонового потока. Большая удаленность пункта радиозондирования от города (~ 3 км) и уменьшение влияние городской застройки на больших высотах (см. [4]) позволяет сделать аналогичный вывод и для уровня 400 м (систематическая погрешность в оценке ΔV_{400}^{br} не будет превышать 1 м/с).

В таблице приведена также повторяемость значений $V_{10} - V_{10}^{(0)}$, характеризующих разброс измеренных значений по соотношению к фоновым скоростям ветра. Если учесть, что измерения скорости ветра на аэродромах производятся с 2-минутным осреднением, согласование измеренных и рассчитанных значений можно считать хорошим. Вместе с тем из этих данных следует, что погрешность определения бризовых поправок из (1) и (2) в отдельных случаях может достигать ± 3 м/с и поэтому требуется достаточное осреднение для получения надежных количественных связей.

Как известно, бризовая циркуляция хорошо развита при малоградиентном барическом поле. Поэтому анализ особенностей пространственного распределения ветра целесообразно провести прежде всего при этих условиях ($V_{g_0} \leq 4$ м/с).

В [4] было определено направление бризовой составляющей d_{10}^{br} под которым понимается направление реального ветра при малоградиентном барическом поле, т. е. в условиях, когда поле ветра формируется под влиянием местного барического градиента, обусловленного температурной неоднородностью подстилающей поверхности. Для аэропорта Таллинн $d_{10}^{br} \approx 40^\circ$. Аналогично анализировалось направление бризовой составляющей на уровне 400 м. Оно составило 55° . Величина d_z^{br} характеризует предельное значение, к которому стремится фоновый ветер при наличии бризовой циркуляции, но достигает этого значения лишь при наиболее благоприятных условиях.

Анализ вертикальных профилей проводился с учетом скорости и направления фонового потока. На рис. 1 приводятся типичные профили ветра при фоновых потоках с восточной составляющей. Пунктирной кривой на этих рисунках даны фоновые профили. Для их получения в нижнем 600-метровом слое использовались табличные данные из [5, 6]. При отсутствии адвекции расчет проводился по V_{g_0} и d_{g_0} . При наличии адвекции геострофический ветер на соответствующем уровне определялся путем линейной интерполяции между значениями V_{g_0} и $V_{\tilde{H}}$, d_{g_0} и $d_{\tilde{H}}$, где $V_{\tilde{H}}$ и $d_{\tilde{H}}$ — параметры реального или геострофического ветра на уровне поверхности 850 гПа. Принималось при этом, что на верхней границе пограничного слоя (около 1,5–2 км) фоновый ветер совпадает с реальным как по скорости, так и по направлению.

Приведенные на рис. 1 данные относятся к малоградиентному барическому полю, и, таким образом, иллюстрирует максимально возможные

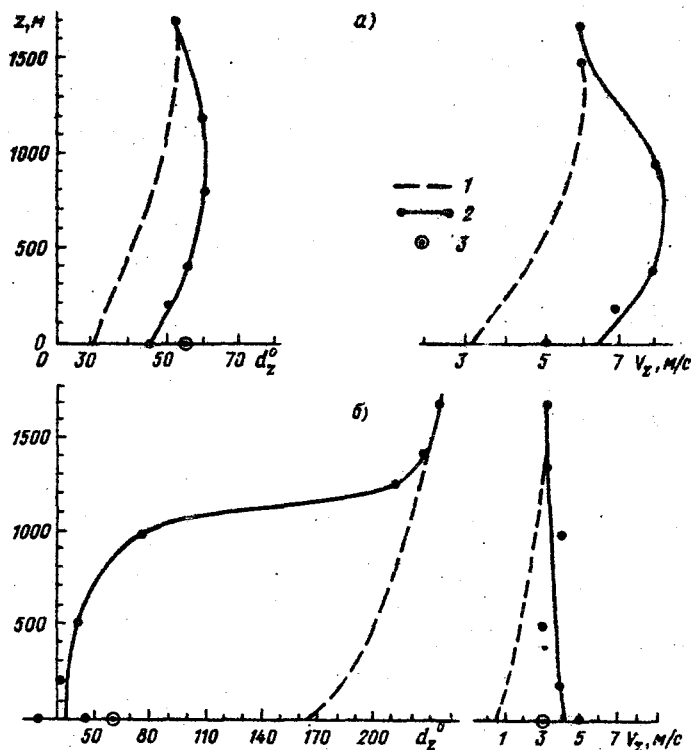


Рис. 1. Вертикальные профили ветра при разных направлениях фонового потока.

а) 1 июля 1980 г., 15 ч; $d_{10}^{(0)} \approx 30^\circ$, $V_{10}^{(0)} \approx 3,0$ м/с, $\delta T_0 \approx 24^\circ\text{C}$; б) 26 июля 1978 г., 15 ч; $d_{10}^{(0)} \approx 165^\circ$, $V_{10}^{(0)} \approx 1$ м/с ($V_{g0} < 2$ м/с), $\delta T_0 \approx 10^\circ\text{C}$; 1 — фоновый (расчетный) профиль ветра; 2 — профиль ветра по данным радиозондирования на ст. Таллинн (Харку); 3 — данные АМСГ Таллинн ($z=10$ м).

расхождения между реальным и фоновым ветром. Из рис. 1 б также видно, что при слабых ветрах ($V_{10}^{(0)} \leq 1$ м/с) выход на предельные значения по направлению может происходить даже при небольших контрастах температур (в данном случае при $\delta T_0 = 10^\circ$). При этом во всем 500-метровом слое $\Delta V_{10}^{6p} \approx 3$ м/с.

По величине расхождений между фоновыми и фактическими профилями ветра можно судить и о толщине бризового потока. Из приведенных на рис. 1 данных видно, что бризовые эффекты (как в скорости, так и в направлении ветра) прослеживаются в слое большой толщины (около 1 км). Толщина слоя с выраженными бризовыми эффектами уменьшается с увеличением $V_{10}^{(0)}$ и $d_{10}^{(0)}$.

Закономерности, выявленные при анализе данных в приводном слое [1], сохраняются и в поле приземного ветра, а также ветра на высотах. Сформулируем общие закономерности, которые получены из анализа

данных при фоновых потоках с восточной составляющей.

В ясные дни бриз начинает развиваться в 7–8 ч утра местного времени. Максимальные бризовые эффекты отмечаются обычно в послеполуденные часы (13–15 ч), при этом по скорости ветер выходит на предельные значения несколько позже (на 1–2 ч), чем по направлению.

Существенная зависимость $\Delta d_z^{бр}$ и $\Delta V_z^{бр}$ от δT_0 проявляется при небольших δT_0 , при $\delta T_0 \geq 15^\circ$ морской бриз достаточно хорошо развит, т. е. эти условия являются наиболее благоприятными для развития морского бриза.

Величины $\Delta V_z^{бр}$ и $\Delta d_z^{бр}$, так же как и характер изменений скорости и направления ветра со временем, существенно зависят от угла между направлением бризовой составляющей и направлением фонового потока

$$\delta = d_{10}^{(0)} - d_{10}^{бр}. \quad (3)$$

Как и следовало ожидать, что при малых δ ($\leq 60^\circ$) дневные изменения направления ветра даже при значительных контрастах температуры будут небольшими, скорость ветра при этих условиях в предполуденные часы монотонно увеличивается со временем и при благоприятных условиях ($\delta T_0 \geq 15^\circ$) $\Delta V_{10}^{бр}$ может достигать 4–5 м/с (в приводном слое 5–6 м/с). При малых δ отмечается и более раннее достижение максимальных бризовых эффектов в скорости ветра.

При $\delta > 90^\circ$ ($d_{10}^{(0)} \approx 140 \dots 180^\circ$) происходят резкие изменения в направлении ветра в суточном ходе (часто в виде срыва); при этом в предполуденные часы скорость либо начинает уменьшаться, либо остается близкой к фоновой. Увеличение скорости ветра происходит после того как угол между направлением реального ветра и $d_{10}^{бр}$ становится меньше 90° . Величина $\Delta V_z^{бр}$ обычно не превышает 3 м/с (см. рис. 1), а время наступления максимальных бризовых эффектов смещено по времени на 2–3 ч.

Существенные изменения в направлении ветра под влиянием бриза с выходом на предельные значения, в том числе и смена направления на противоположное, отмечаются лишь при размытом барическом поле. Усиление скорости фонового потока приводит к ослаблению бризовых эффектов (уменьшению угла вращения $\Delta d_z^{бр}$ и $\Delta V_z^{бр}$), при этом $\Delta d_z^{бр}$ и $\Delta V_z^{бр}$ существенно зависят от $V_z^{(0)}$. При $V_{10}^{(0)} \geq 6$ м/с бризовые поправки становятся пренебрежимо малыми (согласно [1], в приводном слое при $V_{10}^{(0)} \geq 8$ м/с) даже при малых δ , что обусловлено малыми контрастами температур суша–вода при этих условиях.

Бризовые поправки на высоте 400 м близки к соответствующим значениям на высоте 10 м практически при всех δ (см. рис. 1). Это означает, что изменение ветра с высотой в нижнем 300–600-метровом слое обусловлено в основном изменением фонового ветра. Наилучшее соответствие имеет место при малых δ . На рис. 2 проиллюстрирована возможность принятия зависимости $\Delta V_z^{бр}$ от δT_0 единой для всего 400-метрового слоя.

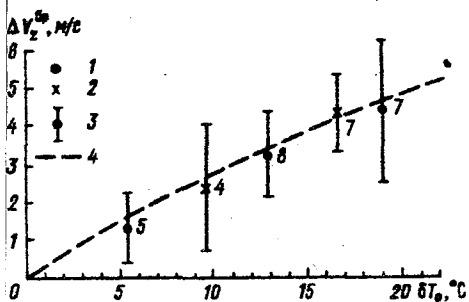


Рис. 2. Зависимость ΔV_z^{br} от δT_0 при $\delta < 60^\circ$ и $V_{10}^{(0)} < 3$ м/с (аэропорт Таллинн; $d_{10}^{(0)} \approx 40 \dots 100^\circ$).

1 — экспериментальные данные для $z = 10$ м; 2 — то же для $z = 400$ м; 3 — среднеквадратические отклонения и число случаев, используемых для осреднения; 4 — принятая зависимость.

Периодические изменения в направлении ветра в суточном ходе ночные часы, когда создаются условия для формирования берегового бриза. При небольших δT_0 после разрушения морского бриза ветер по направлению и по скорости стремится к фоновым значениям, хотя и не всегда достигает их, а при положительных δT_0 в ночные часы морской бриз может сохраняться и в ночное время. Правда, в этом случае он выражен в основном в направлении ветра, бризовые поправки к скорости ветра обычно невелики.

Особенности местоположения пунктов наблюдений существенно сказываются на развитии бризовой циркуляции. Для фоновых потоков с восточной составляющей эти особенности подробно обсуждаются в [1]. Еще большее влияние местных условий проявляется при фоновых потоках с западной составляющей. Как уже отмечалось в [1], при западных фоновых потоках ветровой режим в районе Таллинна определяется взаимодействием макро- и мезопроцессов разных масштабов, которое зависит от скорости фонового потока.

При малых $V_{10}^{(0)}$ (около 1–2 м/с) для юго-западных, западных и северо-западных фоновых потоков вращение ветра со временем происходит по часовой стрелке с выходом в дневные часы на предельное значение, характерное для малоградиентного барического поля (рис. 3 а). Бризовые поправки несколько меньше, чем при восточных фоновых потоках и при $\delta T_0 \geq 15^\circ$ обычно составляют 2–3 м/с.

Согласно [1], при хорошо выраженных бризовых потоках ветровой режим в районе Таллинна определяется бризами Балтийского моря. Направление бризовой составляющей в аэропорту Таллинн в этом случае составляет 280° на 10 м и 290° на уровне 400 м. Эти предельные направления („западный предел“) были установлены на основе анализа имеющихся материалов наблюдений, подобно [1]. Существование западного предела характерно как для юго-западных, так и северо-западных направлений ветра. Это означает, что при северо-западных фоновых потоках вращение ветра происходит против часовой стрелки. Отмеченная особенность проявляется на всех высотах (рис. 3 б), при этом также отмечаются небольшие различия Δd_z^{br} и ΔV_z^{br} на высотах 10 и 400 м.

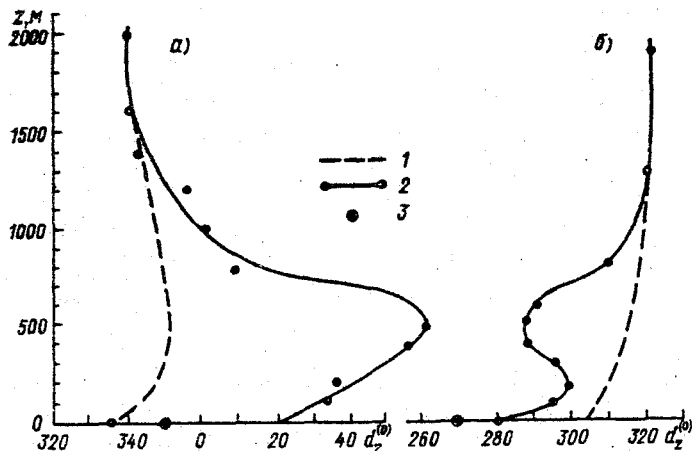


Рис. 3. Вертикальные профили направления ветра при северо-западных фоновых потоках.

а) 5 июня 1979 г., 15 ч; $d_{10}^{(0)} = 335^\circ$, $V_{10}^{(0)} \approx 2,5$ м/с, $\delta T_0 \approx 20^\circ\text{C}$; б) 19 июня 1979 г., 15 ч; $d_{10}^{(0)} = 305^\circ$, $V_{10}^{(0)} \approx 5,3$ м/с, $\delta T_0 \approx 15^\circ\text{C}$; 1 — фоновый (расчетный) профиль ветра; 2 — профиль ветра по данным радиозондирования на ст. Таллинн (Харку); 3 — данные АМСГ Таллинн ($z = 10$ м).

Взаимодействие мезопроцессов разных масштабов обуславливает немонотонный характер изменений параметров ветра со временем. Наиболее существенно это проявляется при западных и северо-западных фоновых потоках при $V_{10}^{(0)} \approx 2...4$ м/с. В утренние часы отмечается правое вращение ветра (по часовой стрелке), с выходом на „северный предел” в околополуденные часы. Это вращение обусловлено влиянием Таллинского залива. В послеполуденные часы (14–16 ч) происходит резкое изменение направления в виде срыва с выходом на направления, характерные для западного предела. В предшествующие сроки ветер неустойчивый по направлению, скорость ветра остается на уровне фоновой (а иногда и ниже) и только к 16–18 ч происходит нарастание ветра ($\Delta V_z^{br} \approx 2...3$ м/с). Скорость распространения Балтийских бризов также существенно зависит от $V_{10}^{(0)}$. При $V_{10}^{(0)} \geq 5$ м/с вращение ветра к западному пределу происходит в 10–11 ч.

Отмеченные выше закономерности могут быть непосредственно использованы в практике прогноза ветра не только в аэропорту Таллинна. Для повышения точности прогноза следует получить количественные связи бризовых поправок с параметрами фоновых потоков и контрастом температур суша – вода (подобно тому, как это сделано в [1] для приводного ветра). Прежде всего это относится к уровню 10 м, поскольку при известном V_{10} и d_{10} , как показали оценки, для определения параметров ветра на высотах в условиях бризовой циркуляции с достаточной

для практики точностью могут быть использованы методы расчета, изложенные в [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исследования гидрометеорологического режима Таллиннского залива. Под ред. Л. Р. Орленко, Л. И. Лопатухина и Г. Л. Портнова — Л.: Гидрометеиздат, 1984. —152 с.
2. Климат Таллинна. — Л.: Гидрометеиздат, 1982. —268 с.
3. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1979. —270 с.
4. Орленко Л. Р. Об учете мезозфферных эффектов в задачах прогноза ветра в пограничном слое атмосферы. — См. наст. сб.
5. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. О расчете скорости и направления приземного ветра на основе синоптической информации. — Труды ГГО, 1986, вып. 504. с. 16—25.
6. Руководство по прогнозированию метеорологических условий для авиации. — Л.: Гидрометеиздат, 1985. —302 с.

МОДЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ИЗМЕНЕНИЙ ВЕТРОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В СИСТЕМЕ ГОРОД – ПРИГОРОД

Изучение пространственных возмущений атмосферного пограничного слоя (АПС) над районами городской застройки и в окрестностях города вызывает интерес при решении ряда прикладных задач, в частности, при прогнозе ветра в аэропортах, расположенных вблизи городских массивов. Решение прикладных задач требует методических разработок. Отсутствие последних существенно сказывается на качестве решения указанных задач. Настоящая работа предлагает один из путей использования модельных оценок для практических целей.

Широкое распространение получили двухслойные модели АПС, позволяющие рассчитать поле ветра над городом с учетом особенностей взаимодействия турбулентного потока с препятствиями [5, 6, 10]. В слое препятствий в уравнения движения, притока тепла и влаги, а также в уравнение баланса кинетической энергии турбулентности введены дополнительные слагаемые, характеризующие влияние слоя препятствий. Способы параметризации этих слагаемых могут быть различны, они обсуждаются в работах [2, 9, 10].

При моделировании распределения ветровых характеристик над районами городской застройки может быть использована и более грубая модель АПС, в которой недостаточно корректно учитывается внутренняя структура подслоя препятствий [1, 3]. В этом случае условия на нижней границе области интегрирования относятся к уровню $z = z_0$ (z_0 – параметр шероховатости). Предполагается, что при переходе через границу города z_0 меняется скачком, увеличиваясь от малых значений за городом до $z_0 \sim 1...2$ м (зависит от характера застройки). Отметим, что модель со скачком шероховатости удобна для использования в прикладных задачах, так как требует задания меньшего числа параметров, и эти параметры могут быть найдены с большей определенностью, чем параметры подслоя шероховатости. Вопросы, связанные с выбором параметров модели, и сопоставление расчетных данных с данными натурных наблюдений при квазистационарных условиях, рассмотрены в [7]. Указанные модели АПС были использованы в настоящей работе для оценки ветровых характеристик в окрестностях города.

В качестве натурных данных использовались средние профили скорости ветра, полученные по результатам наблюдений на телевизионной мачте в Ленинграде ($z_0 = 0,8$ м) и средние профили ветра в пригороде, полученные по данным одновременных наблюдений с помощью радиозонда на ст. Воейково и градиентных наблюдений на ст. Колтуши [4]. Указанные профили получены для различных условий стратификации при разных значениях скорости геострофического ветра для теплого и

холодного периодов (z_0 в пригороде равно соответственно 1,8 и 0,07 см). Для характеристики стратификации при систематизации экспериментальных данных использовался параметр стратификации μ_{0-H} [8] в виде

$$\mu_{0-H} = \frac{g}{T} \frac{T_0 - T_H - \gamma_H H}{V_g f}, \quad (1)$$

где T_0 и T_H — температура воздуха на уровне подстилающей поверхности и на верхней границе пограничного слоя H ; γ_H — градиент температуры в свободной атмосфере, T — средняя температура в пограничном слое атмосферы.

В связи с тем, что наблюдения за температурой почвы в городе часто отсутствуют, в качестве параметра стратификации использовался также параметр

$$\mu_{2-H} = \frac{g}{T} \frac{T_2 - T_H - \gamma_H H}{V_g f},$$

где T_2 — температура воздуха на уровне $z = 2$ м. Связь параметра μ_{2-H} с параметром μ_{0-H} приведена в [8].

Профили скорости ветра на ст. Воейково (расстояние от города около 20 км) считались квазистационарными и полностью адаптированными к шероховатости z_0 в пределах всего пограничного слоя. Профили, измеренные на телевизионной мачте, можно также рассматривать как установившиеся.

Для характеристики деформации поля ветра в районах городской застройки прежде всего были проанализированы профили скорости ветра над городом и в пригороде. По профилям скорости ветра, полученным на разных расстояниях от границы городской застройки вниз по потоку, можно определить целый ряд других ветровых характеристик. Это дает возможность разработать оптимальные методические приемы, позволяющие использовать наблюдения на телевизионных мачтах для расчета ветровых характеристик в районе аэропортов, расположенных вблизи города. Удобной характеристикой перестройки поля ветра являются ветровые коэффициенты ($k_z = V_z^r / V_z^{np}$) [8], представляющие собой отношение скорости ветра на заданном уровне в городе (V_z^r) и скорости ветра вдали от районов застройки (V_z^{np}). Настоящая работа посвящена анализу изменчивости этих коэффициентов.

Обратимся к модели со скачком шероховатости. Сопоставление расчетных и экспериментальных профилей ветра показало их удовлетворительное согласование при нейтральной и неустойчивой стратификации. Максимальные расхождения в модуле скорости ветра в нижнем 300-метровом слое составляют 10–20 %. При устойчивой стратификации (инверсионное распределение температуры) согласование хуже, особенно при наличии сильной струи в пограничном слое. В этом случае различия

Таблица 1

Значения k_z при различной стратификации
(по модели со скачком шероховатости)

μ_{0-H}	$z, \text{ м}$											
	10			100			200			300		
	Расчет	Экспе- ри- мент	Экспе- ри- мент	Расчет	Экспе- ри- мент	Экспе- ри- мент	Расчет	Экспе- ри- мент	Экспе- ри- мент	Расчет	Экспе- ри- мент	Экспе- ри- мент
	$x = 5 \text{ км}$	$x = \infty$	$x = \infty$	$x = 5 \text{ км}$	$x = \infty$	$x = \infty$	$x = 5 \text{ км}$	$x = \infty$	$x = \infty$	$x = 5 \text{ км}$	$x = \infty$	$x = \infty$
500	0,73	0,67	0,51	0,95	0,84	0,76	0,98	0,94	0,83	1,0	0,96	0,87
0	0,69	0,63	0,46	0,93	0,82	0,71	0,98	0,92	0,93	1,0	0,94	0,87
-250	0,65	0,57	0,30	0,83	0,78	0,65	0,98	0,86	0,77	1,0	0,90	0,83

рассчитанных и экспериментальных значений скорости могут достигать 30–40 %, при этом рассчитанные значения выше наблюдаемых.

Проанализируем поведение коэффициентов k_z , рассчитанных с использованием модельных профилей ветра при разных условиях стратификации. В табл. 1 приведены значения k_z для различных высот на разных расстояниях от города, рассчитанные по модели, со скачком шероховатости, а также значения k_z , полученные по экспериментальным данным (здесь и далее $x = \infty$ означает, что профиль ветра установившийся, т. е. соответствует условиям сельской местности).

Сопоставление рассчитанных и измеренных значений k_z , соответствующих установившемуся режиму течений в АПС над городом и на значительном удалении от него, показывает лучшее согласование рассматриваемых характеристик на больших высотах. Величины k_z на высоте $z = 10 \text{ м}$ заметно превышают экспериментальные значения k_z , особенно при $\mu_{0-H} < 0$.

Рассмотренный вариант модели АПС не учитывает реальных размеров городских массивов. В реальных условиях город скорее всего можно отождествлять с пятном на однородной поверхности, характеризующимся увеличенным по сравнению с окружающим районом значением шероховатости и повышенным значением температуры на уровне $z = z_0$. Схема расчета, учитывающая это обстоятельство, позволяет оценить поле ветра не только на различных расстояниях от города вниз по потоку, но и на различных расстояниях внутри городской застройки. Однако сравнение расчетных данных с экспериментальными показало, что k_z при расчете по модели в системе пригород – город – пригород (при линейном размере города $\sim 20 \text{ км}$) завышены по сравнению с результатами расчета по модели для системы город – пригород. Это ухудшило согласование с экспериментальными данными.

Таблица 2

Коэффициенты k_z для различных условий ($V_g = 7$ м/с).
Ленинград.

$c_D S$	$h_r, \text{м}$	$z, \text{м}$					
		100		200		300	
		Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
0,01	30	0,55		0,74		0,81	
0,005		0,66	0,76	0,80	0,83	0,89	0,87
0,001		0,83		0,95		0,96	
0,005	25	0,73	0,76	0,85	0,83	0,90	0,87
0,005	20	0,74	0,76	0,88	0,83	0,91	0,87

Более реалистические значения расчетных характеристик поля ветра при сохранении возможности учета размеров городских массивов и характера застройки в расчетной схеме обеспечивает модель, учитывающая взаимодействия потока с подслоем препятствий [5]. При расчетах по модели с подслоем препятствий выбор параметров последнего осуществлялся на основании имеющихся литературных данных [10] и из условий оптимизации рассчитанных k_z при сравнении с экспериментальными данными. С этой целью были проведены расчеты для различных значений коэффициентов сопротивления и высоты зданий. В табл. 2 даны коэффициенты k_z для различных высот при неустойчивой стратификации ($\mu_{0-H} = 500$ для $x = \infty$). Из таблицы видно, как влияет вариация параметра $c_D S$ и высоты препятствий на расчетные значения k_z . Аналогичные оценки были выполнены и при других условиях стратификации.

Их анализ позволяет принять для Ленинграда $c_D S = 0,005$ и $h_r = 25$ м (c_D — коэффициент сопротивления городской застройки, S — густота строений, h_r — высота зданий).

Как и следовало ожидать, по модели с подслоем препятствий скорость ветра в городе оказывается существенно меньше, чем при расчетах по модели, где шероховатость меняется скачком. Ослабление составляет ~ 30–40 %, что обуславливает более удовлетворительное согласование рассчитываемых и экспериментальных профилей ветра.

В расчетах использовались параметры схемы, выбранные по материалам наблюдений в сельской местности [7]. По-видимому, это обстоятельство и обусловило указанные систематические расхождения. Прим. ред.

Таблица 3

Коэффициенты k_z , рассчитанные по разным вариантам модели
горизонтального неоднородного пограничного слоя ($x = \infty$)

μ_{0-n}	$z, \text{ м}$											
	10			100			200			300		
	I	II	Экспе- римент	I	II	Экспе- римент	I	II	Экспе- римент	I	II	Экс- пери- мент
500	0,68	0,44	0,51	0,91	0,72	0,76	1,0	0,82	0,83	1,0	0,98	0,87
0	0,65	0,38	0,46	0,91	0,68	0,71	0,98	0,81	0,83	1,0	0,98	0,87
-250	0,63	0,35	0,30	0,91	0,63	0,65	0,97	0,78	0,77	1,0	0,96	0,83

Примечание: I — модель со скачком шероховатости; II — модель с подслоем препятствий при условии, что город задан пятном с горизонтальными размерами около 20 км.

Коэффициенты k_z по двум вариантам модели горизонтально-неоднородного пограничного слоя при различной стратификации даны в табл. 3. Как видно из таблицы, модель с подслоем препятствий дает лучшее согласование расчетных и натурных данных, чем модель со скачком шероховатости.

На основе модели с подслоем препятствий был проведен анализ зависимости коэффициентов k_z от стратификации, скорости геострофического ветра и шероховатости подстилающей поверхности, а в сельской местности для различных высот в нижней части пограничного слоя. Анализ показал, что влияние z_0 (т. е. теплого и холодного периодов) на k_z существенно не проявляется. Влияние V_g незначительно и составляет $\pm 10\%$. Это подтверждается и экспериментальными данными [4]. В связи с этим с достаточной для практических задач точностью можно считать коэффициенты k_z зависящими только от стратификации и высоты.

Полученные количественные связи использовались для построения графиков, позволяющих определить коэффициенты k_z на различных расстояниях x вниз по потоку от границы раздела город-пригород. В качестве примера на рисунке приведена зависимость k_{100} от параметра

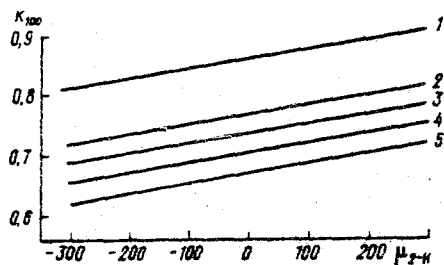


Рис. Зависимость k_{100} от параметра стратификации μ_{x-n} для $z = 100 \text{ м}$ (Ленинград).

1 — $x = 1,5 \text{ км}$; 2 — $x = 3 \text{ км}$;
3 — $x = 4 \text{ км}$; 4 — $x = 6 \text{ км}$; 5 — $x = \infty$.

стратификации μ_{2-H} для $z = 100$ м. Графики, подобные изображенному на рисунке, удобны для проведения инженерных расчетов и могут быть использованы в практике метеорологического обслуживания аэропортов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берлянд М. Е., Зашихин М. Н. К теории антропогенного воздействия на локальные метеорологические процессы в городе. — Метеорология и гидрология, 1972, № 2, с. 14–18.
2. Быкова Л. П., Дубов А. С., Марунин С. В. Турбулентность в растительном покрове. — Л.: Гидрометеиздат, 1968. — 182 с.
3. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Пограничный слой атмосферы в условиях горизонтальной неоднородности. — Л.: Гидрометеиздат, 1979. — 134 с.
4. Воронова Н. В., Орленко Л. Р. Об использовании метеоинформации на высотных метеокомплексах при обеспечении взлета и посадки воздушных судов. — Труды ЦВГМО, 1982, вып. 17, с. 11–18.
5. Иванова Л. А., Надежина Е. Д. Моделирование пограничного слоя атмосферы на побережье водоемов-охладителей. — См. наст. сборн.
6. Ландсберг Г. Е. Климат города. — Л.: Гидрометеиздат, 1983. — 233 с.
7. Надежина Е. Д., Шкляревич О. Б. К вопросу тестирования модели пограничного слоя атмосферы на основе натурных данных. — См. наст. сборн.
8. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1979. — 268 с.
9. Симонов В. В. Модель приповерхностного турбулентного потока при наличии проникаемых препятствий. — Труды ГГО, 1984, вып. 483, с. 22–35.
10. Sorbian Z., Uliasz M. Some numerical urban boundary — layer studies. — Bound. Lay. Meteorol. 1982, v. 22, N 4, p. 481–502.

О СООТНОШЕНИИ СДВИГОВ ВЕТРА В СЛОЯХ РАЗЛИЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

При метеорологическом обеспечении авиации информацией о сдвигах ветра рекомендовано использовать сдвиг ветра в слое 10–40 м [1, 13]. При отсутствии измерений характеристик ветра на уровнях 10 и 40 м для оценки сдвигов ветра может использоваться имеющаяся информация о ветре на других высотах. При этом встает вопрос о приведении измеренных сдвигов ветра к слою 10–40 м. Этим определяется необходимость анализа соотношения сдвигов ветра в слоях различной толщины.

В [4, 13] предложен метод восстановления сдвигов ветра в слое 10–40 м при известных значениях сдвигов ветра в слоях большей толщины. Для этой цели были использованы наблюдения на высотной метеорологической мачте в Обнинске. Пункт наблюдений характеризуется сильной защищенностью (из-за близости лесных массивов и городской застройки). В связи с этим в [13] рекомендовано построение аналогичных графиков на местных материалах.

Одним из недостатков предложенного метода является неучет температурной стратификации в атмосферном пограничном слое (АПС). Известно, что характер изменения ветра с высотой существенно зависит от макрометеорологических условий (см., например, [6]). Это означает, что и соотношение сдвигов ветра в слоях различной толщины также должно зависеть от внешних условий. Следует также указать на малую точность материалов высотных наблюдений в аэропортах, где обычно используются однопунктные шаропилотные наблюдения. В связи с этим целесообразно рассмотреть этот вопрос на основе анализа экспериментальных данных с учетом современных представлений об определяющих параметрах АПС.

Для такого анализа использовались средние профили ветра, полученные по данным радиозондирования на ст. Воейково и градиентных наблюдений на ст. Колтуши [6]. Профили ветра даются для разных значений скорости геострофического ветра ($V_{г\phi}$), разных типов подстилающей поверхности (травяного покрова и снежной поверхности) и при разной температурной стратификации. Эти же данные были использованы при разработке расчетных методов определения сдвигов ветра по синоптической и наземной информации [5, 8, 10, 12]. Для характеристики стратификации в данной работе будет использовать перепад температур на уровнях 2 м и $\bar{H} = 1450$ м, что с достаточной точностью характеризует перепад температур между двумя изобарическими поверхностями.

В [10] было показано, что вертикальные сдвиги ветра существенно зависят от толщины слоя (увеличиваются с увеличением толщины),

причем эта зависимость существенно нелинейна, что связано с нелинейным изменением ветра с высотой. Это означает, что при анализе соотношений сдвигов ветра должны строго фиксироваться как верхняя, так и нижняя границы рассматриваемых слоев.

Введем обозначение

$$\eta_1 = \frac{|\vec{\Delta V}|_{10-z}}{|\vec{\Delta V}|_{10-40}}, \quad (1)$$

где $|\vec{\Delta V}|_{10-z}$ — модуль вектора $\vec{V}_z - \vec{V}_{10}$,

$$|\vec{\Delta V}|_{10-z} = \sqrt{V_z^2 + V_{10}^2 - 2V_z V_{10} \cos \gamma}, \quad (2)$$

γ — угол между направлением векторов ветра на уровнях z и 10 м.

При оценках η_1 был выбран уровень $z = 300$ м (табл. 1). При этом принималось во внимание, что для восстановления $|\vec{\Delta V}|_{10-40}$ могут быть использованы прежде всего данные радиозондирования и что на высотах

Таблица 1

Значения η_1 при разных метеорологических условиях

Травяной покров ($z_0 = 2$ см)					Снежная поверхность ($z_0 \approx 0,05 \dots 0,1$ см)				
V_E , м/с	V_{10} , м/с	$T_2 - T_R$, °С	Число случаев	η_1	V_E , м/с	V_{10} , м/с	$T_2 - T_R$, °С	Число случаев	η_1
Неустойчивая стратификация									
7,4	5,1	13,5	59	2,6					
12,2	6,4	13,3	55	2,6					
18,7	8,0	12,7	20	2,5					
Нейтральная, слабо неустойчивая стратификация									
7,8	3,6	8,9	26	3,3	6,9	3,4	9,4	20	3,3
11,8	4,7	9,8	20	3,3	13,1	5,4	9,0	22	4,0
18,5	7,4	10,4	21	4,6	19,5	8,1	9,0	28	5,2
Устойчивая стратификация									
6,8	2,7	2,9	35	3,0	7,6	3,6	-6,6	16	3,3
7,0	3,3	4,1	17	2,7	7,9	3,4	-1,2	15	3,3
					8,5	3,4	-2,0	20	2,9
10,7	4,5	3,4	17	3,3	13,2	4,7	-0,7	16	4,0
11,8	4,0	3,4	12	3,2	13,2	4,5	-1,0	31	3,9
					14,4	4,2	-6,4	22	4,5

Таблица 2

Значения $|\Delta \vec{V}|_{10-40}$ и $V_{40} - V_{10}$ ($z_0 \approx 1,8$ см)

$V_{z_0}, \text{м/с}$	$(T_2 - T_{\tilde{H}}),$ °C	$d_{40} - d_{10},$ градус	$V_{10}, \text{м/с}$	$ \Delta \vec{V} _{10-40}$ м/с	$V_{40} - V_{10},$ м/с
7,4	13,5	1	5,1	0,6	0,6
12,2	13,3	1	6,4	1,0	1,0
18,7	12,7	4	8,0	1,9	1,8
7,8	8,9	4	3,6	1,2	1,2
11,8	9,8	3	4,7	1,6	1,6
18,5	10,4	2	7,4	1,7	1,7
6,8	2,9	17	2,7	2,4	2,2
7,0	4,1	11	3,3	2,5	2,4
10,7	4,5	12	3,4	3,2	3,0
11,8	4,0	14	3,4	3,3	3,1

около 300 м эти данные являются достаточно надежными. Выполненный анализ указывает на необходимость учета всех определяющих факторов при оценках Π_1 .

В оперативной практике в качестве исходной информации при восстановлении сдвигов ветра целесообразно использовать скорость ветра, измеренную на высоте 10 м (V_{10}) и $T_2 - T_{\tilde{H}}$. Для анализа зависимости Π_1 от этих параметров и от z_0 можно использовать также данные табл. 1. Зависимость Π_1 от V_{10} аналогична зависимости Π_1 от V_{z_0} .

При получении коэффициентов Π_1 в качестве $|\Delta \vec{V}|_{10-40}$ использовалась векторная разность $\vec{V}_{40} - \vec{V}_{10}$. В [5] указывалось на небольшие различия в $|\Delta \vec{V}|_{10-40}$ и $V_{40} - V_{10}$. Данные табл. 2, в которой сопоставляются эти величины, являются обоснованием возможности оценки сдвигов ветра по разности модулей ветра на соответствующих уровнях. К этому следует добавить, что векторная разность из-за больших погрешностей в определении направления ветра на границах слоя может определяться с большой погрешностью. Именно поэтому в [5] предложены методы оценки $V_{40} - V_{10}$, а не $|\Delta \vec{V}|_{10-40}$.

Из-за больших погрешностей в определении направления ветра в оперативной практике при восстановлении сдвигов ветра удобнее пользоваться коэффициентом $\Pi_2 = (V_{300} - V_{10}) / (V_{40} - V_{10})$. Зависимость Π_2 от V_{10} и $T_2 - T_{\tilde{H}}$ также анализировалась по экспериментальным данным. Очевидно, $\Pi_1 > \Pi_2$, хотя различия между ними не существенные (при заметных сдвигах ветра обычно не превышают 0,3–0,5).

В практике метеорологического обеспечения авиации используется стандартный уровень измерений параметра ветра $z = 10$ м и поэтому все

оценки сдвигов ветра проводятся по отношению к этому уровню. Однако вопрос о выборе нижнего уровня при оценках сдвигов ветра требует дополнительного рассмотрения. Это обусловлено тем, что имеет место существенная зависимость сдвигов ветра в 30-метровом слое от выбора нижнего уровня, если последний ниже 10 м [8, 9].

В связи с этим по экспериментальным данным на ст. Колтуши выполнен анализ соотношения сдвигов ветра в слоях 3–33 м и 10–40 м ($z = 3$ м – высота крыла). Анализ проводился также с учетом определяющих факторов. Приведенные в табл. 3 данные показывают, что сдвиги ветра в этих

Таблица 3
Значения $\eta_3 = (V_{33} - V_3)/(V_{40} - V_{10})$
для разных V_{10} и $T_2 - T_R$ ($z_0 \approx 2$ см)

V_{10} м/с	$(T_2 - T_R), ^\circ\text{C}$				
	<4	6	9	11	>14
1	1,2	1,2	1,3	1,5	1,8
2	1,3	1,3	1,5	1,7	1,9
3	1,4	1,4	1,6	1,9	2,0
4	1,4	1,5	1,8	2,0	2,0
5	1,5	1,5	1,9	2,0	2,1
6	1,5	1,6	1,9	2,0	2,1
8	1,6	1,7	1,9	2,0	2,1

Примечание. При $V_{10} > 10$ м/с $\eta_3 = 1,9$. (В случае логарифмического профиля $\eta_3 = 1,73$).

слоях могут отличаться в 1,5–2 раза. Это означает, что в критериях ИКА-ВМО в слое 3–33 м могут наблюдаться сильные сдвиги ветра при умеренных сдвигах в слое 10–40 м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильев А. А., Глазунов В. Г. Сдвиги ветра, турбулентность и вертикальные потоки в нижнем слое атмосферы, влияющие на взлет и посадку воздушных судов. Временные методические рекомендации для синоптиков АМСГ, АМЦ, ЗАМЦ и ГАМЦ. – Л.: Гидрометеониздат, 1979. – 30 с.
2. Воронова Н. В., Орленко Л. Р. Об использовании метеоинформации на высотных метеоконцентрациях при обеспечении взлета и посадки воздушных судов. – Труды ПВГМО, 1982, вып. 17, с. 11–18.
3. Глазунов В. Г. Вертикальные сдвиги ветра при различной стратификации температуры в нижнем 300-метровом слое атмосферы. – Труды Гидрометцентра СССР, 1972, вып. 60, с. 3–12.

4. Глазунов В. Г. Методические рекомендации по оценке сдвигов ветра в нижнем слое атмосферы в районе аэродрома. — Л.: Гидрометеиздат, 1986. — 22 с.
5. Мельникова О. И., Орленко Л. Р., Степанова В. М. Оценка скорости и сдвигов ветра на малых высотах по наземной информации. — Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 18—28.
6. Орленко Л. Р. Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1979. — 270 с.
7. Орленко Л. Р. Об учете мезоэффектов в задачах прогноза ветра в пограничном слое атмосферы. См. наст. сб.
8. Орленко Л. Р., Степанова В. М. Определение скорости и направления ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по наземной информации. — Труды ГГО, 1987, вып. 506, с. 3—17.
9. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Вертикальные сдвиги ветра в пограничном слое атмосферы по экспериментальным данным. — Метеорология и гидрология, 1974, № 10, с. 32—40.
10. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Методика расчета вертикальных сдвигов ветра в нижней части пограничного слоя атмосферы по синоптической информации. — Труды ГГО, 1981, вып. 454, с. 80—90.
11. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. О расчете скорости и направления приземного ветра на основе синоптической информации. — Труды ГГО, 1986, вып. 504, с. 16—25.
12. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Определение вертикальных сдвигов ветра на малых высотах по наземной информации. — Труды ГГО, 1987, вып. 512, с. 60—78.
13. Руководство по прогнозированию метеорологических условий для авиации. Л.: Гидрометеиздат, 1985. — 302 с.

СОДЕРЖАНИЕ

В. В. Симонов. Численные эксперименты по расчету энергообмена в системе вода — воздух при различных способах задания поверхностной скорости.....	3
Н. З. Ариель, Р. С. Бортковский, А. И. Головин, И. И. Иванова, А. В. Мурашова, С. Ю. Сприкуль, Д. Ф. Тимановский. Результаты исследования структуры скорости ветра над морем.....	13
О. Ю. Дорофеева, С. П. Малевский-Малевиц. Роль изменчивости атмосферных факторов в изменчивости температуры поверхности океана.....	27
Н. З. Ариель, И. И. Иванова, С. П. Малевский-Малевиц. Межгодовая изменчивость потоков радиации, тепла и влаги на поверхности северной части Тихого океана.....	33
В. М. Радикевич. Автоколебания в системе океан — атмосфера за счет влияния облачности как регулятора с обратной связью.....	44
В. В. Симонов. Учет анизотропности коэффициентов турбулентности для касательных напряжений при моделировании пограничного слоя атмосферы.....	56
И. Ю. Мелкая. Параметризация слоя препятствий в модели пограничного слоя атмосферы.....	68
Е. Д. Надежина, О. Б. Шкляревич. К вопросу тестирования модели пограничного слоя атмосферы на основе натурных данных.....	77
Е. Д. Надежина, О. Б. Шкляревич. Модельные оценки характеристик турбулентности в пограничном слое атмосферы.....	88
Г. Т. Соколова, Е. Е. Федорович. Применение численной модели для расчета турбулентных потоков и профилей метеорологических элементов в приземном слое атмосферы по данным стандартных метеорологических наблюдений.....	100
Л. А. Иванова, Е. Д. Надежина. Моделирование пограничного слоя атмосферы на побережье водоемов-охладителей.....	109
Л. А. Иванова. О расчете параметров гололедных отложений в рамках модели пограничного слоя атмосферы.....	117
М. А. Пермякова, З. М. Утина. Влияние орошения на характеристики приземного слоя атмосферы.....	125
Л. Р. Орленко. Об учете мезоэффектов в задачах прогноза ветра в пограничном слое атмосферы.....	130
Н. А. Лазарева, Л. Р. Орленко. Особенности вертикального распределения ветра в условиях бризовой циркуляции.....	140
О. Б. Шкляревич. Модельные оценки изменений ветровых характеристик в системе город — пригород.....	148
Л. Р. Орленко, В. М. Степанова. О соотношении сдвигов ветра в слоях различной толщины.....	154

Численные эксперименты по расчету энергообмена в системе вода — воздух при различных способах задания поверхностной скорости. Симонов В. В. Труды ГГО, 1991, вып. 530, с. 3—12

В работе рассматриваются результаты численного моделирования структуры воздушного потока над волновой поверхностью при различных условиях для поверхностной скорости на границе раздела. Правильный выбор этого граничного условия является особенно важным при расчете потока энергии, обусловленного силами трения.

Табл. 1. Ил. 1. Библ. 21.

Результаты исследования структуры скорости ветра над морем. Ариель Н. З., Бортковский Р. С., Головин А. И., Иванова И. И., Мурашова А. В., Спригуль С. Ю., Тимановский Д. Ф. Труды ГГО, 1991, вып. 530, с. 13—26.

Представлены результаты обработки и анализа измерений скорости ветра малоинерционными анемометрами в приводном слое атмосферы над Балтийским морем (z равно 0,8; 1,6; 3,2; 8,2; 16,3; 75 м) и в Тихом океане (z равно 0,4; 0,8; 1,6; 3,2 м).

Получены первые, вторые, третьи и четвертые моменты распределения скорости ветра и оценки коэффициента порывистости. Рассчитаны спектры, взаимные спектры, когерентности. Оценены значения динамической скорости по диссипативному методу.

Табл. 1. Ил. 5. Библ. 20.