

РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

УДК 551.511.61;532.529.2;536.24

О СУЩЕСТВОВАНИИ В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ЯРУСА ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ С ФИКСИРОВАННОЙ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЕЙ¹

© 2022 г. А. Н. Вульфсон^{а, b, *}, П. В. Николаев^{с, **}, О. О. Бородин^{а, ***}

^аИнститут водных проблем РАН,
Москва, 117701 Россия

^бНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,
Москва, 101000 Россия

^сНациональный исследовательский технологический университет “МИСиС”,
Москва, 119049 Россия

*e-mail: vulfson@ipng.ru

**e-mail: borodin@ipng.ru

***e-mail: pvnikolaev@misis.ru

Поступила в редакцию 27.09.2021 г.

После доработки 27.09.2021 г.

Принята к публикации 07.10.2021 г.

В конвективном поверхностном слое атмосферы выделен верхний ярус вынужденной конвекции с фиксированной нижней границей. Показано, что для описания вторых турбулентных моментов в этом ярусе эффективны “линейные” аппроксимации. Эти аппроксимации соответствуют усеченным разложениям в ряд Тейлора по обратной безразмерной высоте, сохраняющим только два слагаемых. Первые слагаемые разложений не учитывают ветер и соответствуют предельным соотношениям теории подобия Монина–Обухова в режиме свободной конвекции. Вторые слагаемые разложений учитывают ветер и его влияние на конвекцию. Существование яруса вынужденной конвекции с фиксированной границей приводит к построению однопараметрического семейства аналитических аппроксимаций турбулентных моментов, зависящих от высоты нижней границы этого яруса. Предложенные аппроксимации дисперсий вертикальной скорости, флуктуаций температуры, флуктуаций влажности и флуктуаций углекислого газа сопоставлены с известными экспериментальными данными как над водной поверхностью, так и над поверхностью суши.

Ключевые слова: поверхностный слой атмосферы, теория подобия Монина–Обухова, линейные аппроксимации универсальных функций.

DOI: 10.31857/S0321059622020158

ВВЕДЕНИЕ

Поверхностным слоем атмосферы называют тонкий слой воздуха порядка 100 м, прилегающий к подстилающей поверхности суши или водной поверхности. В ситуации, когда воздух нагревается потоком тепла, поступающим в атмосферу с нижней границы, поверхностный слой называют конвективным поверхностным слоем.

Классическая теория подобия поверхностного слоя атмосферы впервые представлена в [4, 5] для аппроксимации первых турбулентных моментов скорости и температуры. В рамках теории Монина–Обухова высота поверхностного слоя h счита-

ется бесконечной, так как h не входит в число определяющих параметров подобия.

Пусть z – высота уровня над подстилающей поверхностью; $L_* < 0$ – параметр длины Монина–Обухова [6]. Введем безразмерную высоту $\xi = z/|L_*|$. Тогда вертикальная протяженность конвективного поверхностного слоя определяется неравенствами $0 \leq \xi = z/|L_*| < \infty$.

Заметим, что $|L_*| = 0$ в случае отсутствия ветра и положительного потока тепла $H > 0$ на подстилающей поверхности [6]. Поэтому область $\xi \gg 1$ соответствует режиму свободной конвекции. Известно, что в области $\xi \gg 1$ теория подобия Монина–Обухова позволяет найти также тур-

¹ Работа выполнена в рамках исследовательского проекта 0147-2019-0001 (государственная регистрация АААА-А18-118022090056-0).

булентные моменты более высокого порядка. В частности, аппроксимации турбулентных моментов второго порядка приведены в работах [13, 21]. Аппроксимации турбулентных моментов поверхностного слоя, соответствующие случаю $\xi = z/L_* = \infty$, называют свободно-конвективными пределами.

В настоящей работе в конвективном поверхностном слое атмосферы выделена верхняя часть области $\xi_0 \leq \xi = z/L_* < \infty$ с фиксированной нижней границей $\xi_0 \approx 6 \times 10^{-2}$. Следуя подходу [3], для аппроксимации турбулентных моментов в области $\xi_0 \leq \xi < \infty$ использованы универсальные “линейные” формы, состоящие из двух слагаемых. Первые слагаемые “линейных” аппроксимаций соответствуют свободно-конвективным пределам в области $\xi \gg 1$. Вторые слагаемые “линейных” аппроксимаций получены разложением универсальных функций в ряд Тейлора по параметру ξ^{-1} и включают ветер. Поэтому выделенная область $\xi_0 \leq \xi < \infty$ соответствует ярусу вынужденной конвекции.

Рассмотрим семейство турбулентных моментов, в котором индекс i характеризует выбранный турбулентный момент. Предложенные линейные аппроксимации позволяют определить для вертикального профиля i -го турбулентного момента точку экстремума ξ_{0i} . Существование яруса вынужденной конвекции с фиксированной нижней границей означает, что экстремальные точки всех турбулентных профилей совпадают, т. е. $\xi_{0i} = \xi_0$. Заметим, что в области $0 < \xi < \xi_0$ “линейные” аппроксимации моментов не соответствуют экспериментальным данным и теряют физический смысл. Поэтому экстремальную точку ξ_0 следует рассматривать как нижнюю границу яруса вынужденной конвекции.

Существование параметра ξ_0 , общего для всех турбулентных профилей, значительно уменьшает количество неопределенных коэффициентов в “линейных” аппроксимациях. Можно показать, что априорное задание экстремальной точки ξ_0 позволяет вычислить все неопределенные коэффициенты “линейных” аппроксимаций. Иными словами, понятие яруса вынужденной конвекции с фиксированной границей приводит к построению однопараметрического семейства аппроксимаций, зависящего от неопределенного параметра ξ_0 . Априорное значение ξ_0 следует задавать так, чтобы реализовать условие приемлемого соответствия экспериментальным данным. Величина $\xi_0 \approx 6 \times 10^{-2}$ реализует это условие.

Аналитическое построение универсального однопараметрического семейства “линейных”

аппроксимаций, соответствующих натурным измерениям вторых турбулентных моментов яруса вынужденной конвекции, является основным результатом представленной работы.

ЛОКАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ СКОРОСТИ, ПОТОКА ПЛАВУЧЕСТИ

Пусть t – время; x, y, z – декартова системы координат, расположенная на подстилающей поверхности $z = 0$, при этом ось z направлена противоположно ускорению силы тяжести g .

Допустим, что $u = u(x, y, z, t)$, $v = v(x, y, z, t)$ и $w = w(x, y, z, t)$ – компоненты вектора скорости вдоль осей x, y и z соответственно. Предположим, что $\bar{u} = \bar{u}(z)$ – средняя величина горизонтальной скорости вдоль оси x ; $\bar{v} = 0$ и $\bar{w} = 0$ – средние значения горизонтальной и вертикальной скорости вдоль осей y и z соответственно. Равенство $\bar{w} = 0$ следует из уравнения неразрывности системы теории конвекции [1, 19] и условий периодичности на вертикальных границах области. Тогда $u'(x, y, z, t) = u(x, y, z, t) - \bar{u}(z)$, $v' = v(x, y, z, t)$ и $w' = w(x, y, z, t)$ – представляют возмущения скорости вдоль осей x, y и z соответственно.

Будем считать, что $T = T(x, y, z, t)$ – температура воздуха; $p = p(x, y, z, t)$ – давление; $p_0 = 10^5$ Па – стандартное давление воздуха на подстилающей поверхности; R_d и c_p – соответственно газовая постоянная и удельная теплоемкость сухого воздуха. Пусть $\Theta = T(p/p_0)^{-R_d/c_p}$ – потенциальная температура воздуха; $\Theta_0 = \text{const}$ – постоянное значение средней потенциальной температуры на верхней границе поверхностного слоя [19]. Пульсацию потенциальной температуры $\Theta'_a(x, y, z, t) = \Theta(x, y, z, t) - \Theta_0$ и безразмерную пульсацию потенциальной температуры $\theta'_a(x, y, z, t) = \Theta'_a(x, y, z, t)/\Theta_0$ определим в соответствии с [19]. Эти величины близки к флуктуациям и безразмерным флуктуациям температуры T . Величину $g\theta'_a(x, y, z, t)$ будем называть локальной “адиабатической” плавучестью [22].

В классической теории Монина–Обухова скорость трения $U_* > 0$ задана соотношением

$$U_* = \lim_{z \rightarrow 0} (-\overline{u'w'})^{1/2} > 0, \quad (1)$$

где U_* имеет размерность $[U_*] = \text{м/с}$. Определение (1) согласовано с уравнением турбулентной кинетической энергии в одномерном потоке (например, [11]).

Введем параметр “адиабатического” потока плавучести на подстилающей поверхности $gS_\theta > 0$ и параметр турбулентной плавучести $g\Theta_* < 0$, полагая, что

$$gS_\theta = \lim_{z \rightarrow 0} \overline{g\theta'_a w} > 0, \quad g\Theta_* = \frac{gS_\theta}{U_*} < 0, \quad (2)$$

gS_θ и $g\Theta_*$ имеют размерности $[gS_\theta] = \text{м}^2/\text{с}^3$ и $[g\Theta_*] = \text{м}/\text{с}^2$.

Пусть H – средний поток тепла, поступающий в атмосферу с подстилающей поверхности; ρ_0 – средняя плотность воздуха на подстилающей поверхности; $T_* < 0$ – температурный параметр теории Монина–Обухова. Тогда с учетом (2) получим

$$gS_\theta = \left(\frac{g}{\Theta_0} \right) \frac{H}{c_p \rho_0}, \quad g\Theta_* = \left(\frac{g}{\Theta_0} \right) T_*, \quad (3)$$

$$T_* = \Theta_* \Theta_0.$$

Равенства (3) указывают на пропорциональность определяющих параметров gS_θ и $g\Theta_*$ традиционным параметрам теории подобия Монина–Обухова H и T_* .

В работе [3] показано, что использование параметров gS_θ и $g\Theta_*$ вместо параметров H и T_* более эффективно теоретически и не влияет на обработку и использование экспериментальных данных. Поэтому далее для описания поверхностного слоя сухого воздуха теория подобия использует три базовых параметра: z , gS_θ и U_* . Параметр высоты z – переменный, параметры потока плавучести gS_θ и динамической скорости U_* – постоянные.

Рассмотрим поверхностный слой влажной атмосферы. Пусть $q = q(x, y, z, t)$ – влажность воздуха; $\bar{q} = \bar{q}(z)$ – средняя величина влажности. Следуя [5] и [18], введем также флуктуацию влажности: $q'(x, y, z, t) = q(x, y, z, t) - \bar{q}(z)$.

Опираясь на аналогию с соотношениями (1), (2), введем параметр модифицированного потока влажности на подстилающей поверхности gS_q и модифицированный параметр влажности gq_* . Тогда получим:

$$gS_q = \lim_{z \rightarrow 0} \overline{gq'w} = \lim_{z \rightarrow 0} \overline{gq'w'} > 0, \quad gq_* = -\frac{gS_q}{U_*} < 0. \quad (4)$$

Здесь gS_q и gq_* имеют размерности $[gS_q] = \text{м}^2/\text{с}^3$ и $[gq_*] = \text{м}/\text{с}^2$.

Из определения (4) следует, что безразмерный параметр q_* идентичен параметру влажности классической теории подобия Монина–Обухова, определенному, например, согласно [18].

Параметры $gS_\theta > 0$, $gS_q \geq 0$ и $U_* > 0$ позволяют ввести постоянный параметр длины для влажной атмосферы $L_*^v < 0$. Тогда, следуя, например, [10] и [18], получим

$$L_*^v = -\frac{U_*^3}{k_v (gS_\theta + 0.61gS_q)}, \quad (5)$$

$k_v = 0.4$ – постоянная Кармана.

Далее будет использовано приближение малого модифицированного потока влажности $0 \leq gS_q \ll 1.64 \times gS_\theta$. Это приближение справедливо:

а) над достаточно сухими участками суши с интенсивным конвективным потоком тепла и малым испарением;

б) над водными поверхностями в условиях, когда поток плавучести определяется в основном испарением.

В самом деле, пусть $L_w = 2260$ кДж/кг – удельная теплота испарения воды, $c_p = 1.005 \times 10^3$ Дж/(кг К) – удельная теплоемкость сухого воздуха, $\Theta_0 \approx 300$ К – среднее значение потенциальной температуры, тогда $L_w/(c_p \Theta_0) \approx 7.5$. Поэтому можно считать, что $0 \leq gS_q \ll 1.64 L_w/(c_p \Theta_0) gS_q \approx 1.64 gS_\theta$. Полученное неравенство доказывает справедливость сделанного предположения.

В приближении $0 \leq gS_q \ll 1.64 gS_\theta$ модифицированный поток влажности gS_q не входит в определение параметра длины (5), так что $L_*^v = L_*$, где

$$L_* = -\frac{U_*^3}{k_v gS_\theta}. \quad (6)$$

Соотношение (6) определяет классический параметр длины Монина–Обухова L_* для сухой атмосферы.

Тем не менее приближение (6) для описания турбулентности влажной атмосферы использовано, например, в работе [9].

Приложение теории подобия для описания конвективного поверхностного слоя влажного воздуха предполагает использование четырех базовых параметров: z , gS_θ , gS_q и U_* . Параметр высоты z – переменный, параметры потоков плавучести

чести и влажности gS_θ , gS_q , а также параметр динамической скорости U_* – постоянные.

Существенно, что в приближении $0 \leq gS_q \ll 1.64gS_\theta$ поток влажности gS_q как базовый параметр подобия не влияет на вычисление турбулентных моментов, существующих в сухой атмосфере при $gS_q = 0$, и должен быть учтен только при вычислении турбулентных моментов влажности q .

ТЕОРИЯ ПОДОБИЯ МОНИНА–ОБУХОВА И СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНЫЕ ПРЕДЕЛЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ

Рассмотрим конвективный поверхностный слой сухой атмосферы в условиях свободной конвекции $gS_\theta > 0$, $U_* = 0$. В этом случае существуют только два определяющих параметра – gS_θ и z .

В соответствии с [21] выражения для вторых моментов вертикальной скорости и плавучести имеют следующий вид:

$$\overline{w^2} = \lambda_{ww}(gS_\theta)^{2/3} z^{2/3}, \quad \overline{(g\theta_a)^2} = \lambda_{\theta\theta}(gS_\theta)^{4/3} z^{-2/3}, \quad (7)$$

где λ_{ww} и $\lambda_{\theta\theta}$ – постоянные коэффициенты.

Над поверхностью суши со слабой растительностью и водной поверхностью будем использовать коэффициенты $\lambda_{ww} = 1.8$ и $\lambda_{\theta\theta} = 1.8$. Эти значения получены по данным измерений как над прериями Миннесоты [14], так и над Восточно-Китайским морем [16].

Построение соотношений (7) с использованием статистической модели ансамбля спонтанных конвективных струй приведено в работах [2, 23, 24].

Рассмотрим конвективный поверхностный слой сухой атмосферы в условиях слабого ветра: $0 \neq U_* \ll 1$. В этом случае существуют базовые параметры z , gS_θ и U_* .

Для построения свободно конвективных пределов теории Монина–Обухова будем считать, что моменты вертикальной скорости и плавучести в условиях слабого ветра – $0 \neq U_* \ll 1$ – такие же, как и при его отсутствии – $U_* = 0$.

Пусть σ_w , σ_θ – дисперсии вертикальной скорости и флуктуации потенциальной температуры. Тогда преобразование (7) с учетом (2), (6) приводит к равенствам

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\overline{w^2}}{U_*^2} &= \frac{\sigma_w^2}{U_*^2} = \alpha_{ww}^2 (z/|L_*|)^{2/3} \\ \frac{\overline{(g\theta_a)^2}}{(g\Theta_*)^2} &= \frac{\overline{(\theta_a)^2}}{\Theta_*^2} = \frac{\overline{(\Theta'_a)^2}}{|T_*|^2} = \alpha_{\theta\theta}^2 (z/|L_*|)^{-2/3}. \end{aligned} \right. \quad (8)$$

Здесь $\alpha_{ww}^2 = k_v^{-2/3} \lambda_{ww}$, $\alpha_{\theta\theta}^2 = k_v^{2/3} \lambda_{\theta\theta}$ – положительные постоянные [25].

Над поверхностью суши со слабой растительностью и водной поверхностью $\lambda_{ww} = 1.8$, $\lambda_{\theta\theta} = 1.8$ и $k_v = 0.4$, поэтому значения постоянных составляют $\alpha_{ww} = 1.82$ и $\alpha_{\theta\theta} = 0.99$, независимо от типа подстилающей поверхности.

Рассмотрим конвективный поверхностный слой влажной атмосферы. В этом случае существуют базовые параметры z , gS_θ , gS_q и U_* . Очевидно, что в приближении $0 \leq gS_q \ll 1.64 \times gS_\theta$ соотношения для моментов (7), (8) справедливы и в условиях влажного воздуха.

Известно, что перенос влажности и перенос потенциальной температуры подчиняются одному и тому же динамическому уравнению. Это обстоятельство приводит к предположению подобия профилей моментов потенциальной температуры и влажности [8]. Тогда для второго турбулентного момента флуктуации влажности справедливо соотношение, аналогичное аппроксимации момента плавучести (8):

$$\frac{\overline{(gq')^2}}{(gq_*)^2} = \frac{\overline{(q')^2}}{|q_*|^2} = \frac{\sigma_q^2}{|q_*|^2} = \alpha_{qq}^2 (z/|L_*|)^{-2/3}. \quad (9)$$

Здесь σ_q – дисперсия флуктуации влажности; $\alpha_{qq} \approx \alpha_{\theta\theta}$ – положительная постоянная.

Зависимости (8), (9) представляют свободно-конвективные пределы вертикальной скорости, плавучести и влажности. Будем считать далее, что над водной поверхностью и поверхностью суши со слабой растительностью значения постоянных параметров в асимптотических соотношениях (8), (9) составляют $\alpha_{ww} = 1.8$, $\alpha_{\theta\theta} = 1.0$ и $\alpha_{qq} = 1.2$.

ЛИНЕЙНЫЕ АППРОКСИМАЦИИ ВТОРЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ МОМЕНТОВ СКОРОСТИ, ФЛУКТУАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ФЛУКТУАЦИИ ВЛАЖНОСТИ В ЯРУСЕ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Рассмотрим универсальные функции турбулентных моментов в подслое вынужденной конвекции: $\zeta_0 \leq z/|L_*| < \infty$, $\xi_0 \approx 6 \times 10^{-2}$.

Без ограничения общности можно считать, что уравнения для вторых моментов вертикальной скорости, "адиабатической" плавучести и влажности в слое вынужденной конвекции $\zeta_0 \leq z/L_* < \infty$, $\xi_0 \approx 6 \times 10^{-2}$ могут быть записаны в форме

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{w^2}{U_*^2} &= \frac{\sigma_w^2}{U_*^2} = \alpha_{ww}^2 (z/L_*)^{2/3} F_{ww}^2(z/L_*), \quad \lim_{z/L_* \rightarrow \infty} F_{ww}^2(z/L_*) = 1 \\ \frac{(\Theta'_a)^2}{|T_*|^2} &= \frac{\sigma_\theta^2}{|T_*|^2} = \alpha_{\theta\theta}^2 (z/L_*)^{-2/3} F_{\theta\theta}^2(z/L_*), \quad \lim_{z/L_* \rightarrow \infty} F_{\theta\theta}^2(z/L_*) = 1 \\ \frac{(q')^2}{|q_*|^2} &= \frac{\sigma_q^2}{|q_*|^2} = \alpha_{qq}^2 (z/L_*)^{-2/3} F_{qq}^2(z/L_*), \quad \lim_{z/L_* \rightarrow \infty} F_{qq}^2(z/L_*) = 1. \end{aligned} \right. \quad (10)$$

Здесь $F_{ww}^2(z/L_*)$, $F_{\theta\theta}^2(z/L_*)$, $F_{qq}^2(z/L_*)$ – гладкие функции; α_{ww}^2 , $\alpha_{\theta\theta}^2$, α_{qq}^2 – постоянные коэффициенты.

Следуя [3], будем раскладывать функции $F_{ww}(z/L_*)$, $F_{\theta\theta}(z/L_*)$ и $F_{qq}(z/L_*)$ в ряд Тейлора по

параметру $(z/L_*)^{-1}$. Ограничимся линейным разложением Тейлора функций $F_{ww}(z/L_*)$, $F_{\theta\theta}(z/L_*)$, $F_{qq}(z/L_*)$ по параметру $(z/L_*)^{-1}$. Тогда дисперсии σ_w , σ_θ и σ_q примут форму

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\sigma_w}{U_*} &= \alpha_{ww} (z/L_*)^{1/3} [1 + \beta_{ww} (z/L_*)^{-1}], \quad \zeta_{ww} \leq z/L_* < \infty \\ \frac{\sigma_\theta}{|T_*|} &= \alpha_{\theta\theta} (z/L_*)^{-1/3} [1 - \beta_{\theta\theta} (z/L_*)^{-1}], \quad \zeta_{\theta\theta} \leq z/L_* < \infty \\ \frac{\sigma_q}{|q_*|} &= \alpha_{qq} (z/L_*)^{-1/3} [1 - \beta_{qq} (z/L_*)^{-1}], \quad \zeta_{qq} \leq z/L_* < \infty. \end{aligned} \right. \quad (11)$$

Безразмерные параметры ζ_{ww} , $\zeta_{\theta\theta}$ и ζ_{qq} обозначают границы яруса вынужденной конвекции для профилей вертикальной скорости, флуктуаций потенциальной температуры и флуктуаций влажности. Безразмерные параметры $\alpha_{ww} > 0$, $\alpha_{\theta\theta} > 0$ и $\alpha_{qq} > 0$ соответствуют предельным значениям при свободной конвекции и считаются известными. Безразмерные параметры $\beta_{ww} > 0$, $\beta_{\theta\theta} > 0$ и $\beta_{qq} > 0$ характеризуют линейные разложения и являются неопределенными.

Существование яруса вынужденной конвекции с фиксированной границей ζ_0 , соответствующей точке экстремума профилей, приводит к соотношениям

$$\left\{ \begin{aligned} \zeta_{ww} = \zeta_{\theta\theta} = \zeta_{qq} = \zeta_0 \\ \left. \frac{d}{d\zeta} \sigma_w \right|_{\zeta=\zeta_0} = \left. \frac{d}{d\zeta} \sigma_\theta \right|_{\zeta=\zeta_0} = \left. \frac{d}{d\zeta} \sigma_q \right|_{\zeta=\zeta_0} = 0. \end{aligned} \right. \quad (12)$$

При априорно заданном параметре ζ_0 уравнения системы (12) позволяют вычислить коэффициенты ζ_{ww} , $\zeta_{\theta\theta}$, ζ_{qq} и β_{ww} , $\beta_{\theta\theta}$, β_{qq} . Поэтому аппроксимации (11), (12) образуют однопараметрическое семейство аналитических аппроксимаций, зависящее от ζ_0 .

Далее над поверхностью суши со слабой растительностью и над водной поверхностью будем использовать следующие коэффициенты: $\alpha_{ww} = 1.8$, $\beta_{ww} = 0.03$; $\alpha_{\theta\theta} = 0.97$, $\beta_{\theta\theta} = 0.016$ и $\alpha_{qq} = 1.2$, $\beta_{qq} = 0.016$.

СОПОСТАВЛЕНИЕ “ЛИНЕЙНЫХ” АППРОКСИМАЦИЙ ДИСПЕРСИЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СКОРОСТИ, ПЛАВУЧЕСТИ И ВЛАЖНОСТИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Сопоставление “линейной” аппроксимации дисперсии вертикальной скорости (11) с параметрами $\alpha_{ww} = 1.8$, $\beta_{ww} = 0.03$ и данных измерений над океаном [12, 15] в области $\zeta_0 \leq z/L_* < \infty$, $\zeta_0 = 6 \times 10^{-2}$ представлено на рис. 1а. Сопоставление “линейной” аппроксимации дисперсии вертикальной скорости (11) с параметрами $\alpha_{ww} = 1.8$, $\beta_{ww} = 0.03$ и данных измерений над сушей [7] в области $\zeta_0 \leq z/L_* < \infty$, $\zeta_0 = 6 \times 10^{-2}$ представлено на рис. 1б.

Сопоставление линейной аппроксимации безразмерной дисперсии пульсации потенциальной

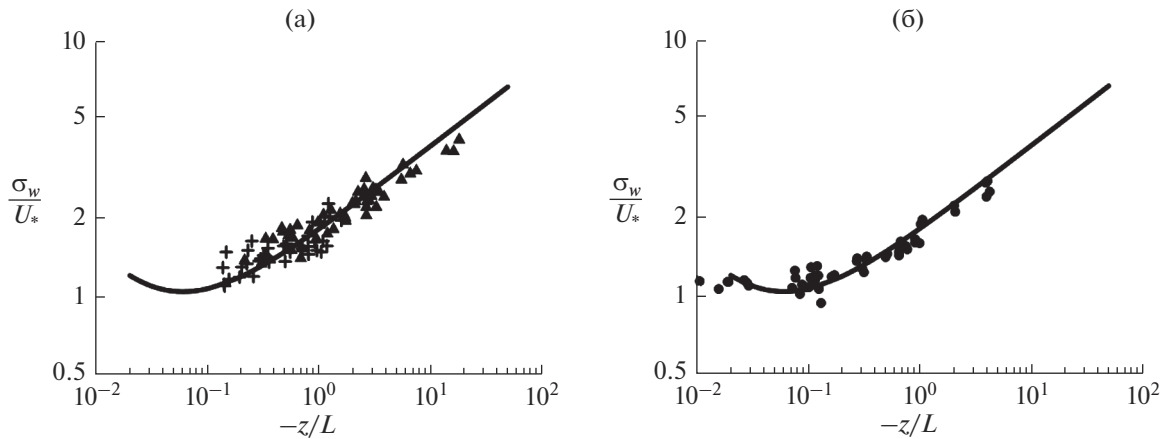


Рис. 1. Сравнение “линейной” аппроксимации теории подобия (11) с коэффициентами $\alpha_{ww} = 1.8$, $\beta_{ww} = 0.03$ и данных измерений дисперсии вертикальной скорости над океаном (а) и над сушей (б) в области $\zeta_0 \leq z/|L_*| < \infty$, $\zeta_0 = 6 \times 10^{-2}$. Сплошная линия соответствует аппроксимации (11). Треугольники, крестики и кружки соответствуют данным измерений [7, 12, 15] соответственно.

температуры σ_θ/T_* в форме (11) при $\alpha_{\theta\theta}^2 = 0.95$, $\beta_{\theta\theta} = 0.016$ с натурными данными [17] представлено на рис. 2.

Сопоставление “линейной” аппроксимации дисперсии флуктуации влажности (11) с параметрами $\alpha_{qq} = 1.2$, $\beta_{qq} = 0.016$ и данных измерений над океаном [12, 15] в области $\zeta_0 \leq z/|L_*| < \infty$ представлено на рис. 3а. Сопоставление “линейной” аппроксимации дисперсии флуктуации влажности (11) с параметрами $\alpha_{qq} = 1.2$, $\beta_{qq} = 0.016$ и данных измерений над сушей [17, 20]

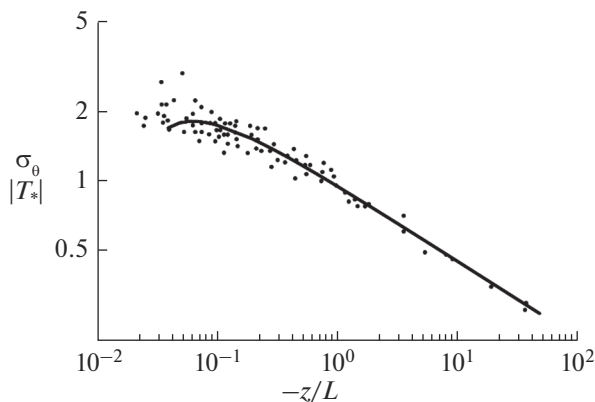


Рис. 2. Сопоставление линейной аппроксимации теории подобия (11) с эмпирическими значениями дисперсии плавучести σ_θ/T_* согласно измерениям [17]. Сплошная линия соответствует аппроксимации (11) с коэффициентами $\alpha_{\theta\theta}^2 = 0.97$, $\beta_{\theta\theta} = 0.016$.

в области $\zeta_0 < z/|L_*| < \infty$, $\zeta_0 = 6 \times 10^{-2}$ показано на рис. 3б.

Результаты сравнения, представленные на рис. 1–3, указывают на существование мощного яруса вынужденной конвекции в области $\zeta_0 \leq z/|L_*| < \infty$, $\zeta_0 = 6 \times 10^{-2}$.

“ЛИНЕЙНАЯ” АППРОКСИМАЦИЯ ВТОРОГО ТУРБУЛЕНТНОГО МОМЕНТА ФЛУКТУАЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗА В ЯРУСЕ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Допустим, что с подстилающей поверхности в поверхностный слой атмосферы равномерно поступает некоторый нейтральный газ, не вступающий в химические реакции с воздухом, например углекислый газ.

Опираясь на аналогию с соотношениями (4), введем параметр модифицированного потока концентрации на подстилающей поверхности gS_c и модифицированный параметр концентрации gc_* . Тогда получим

$$gS_c = \lim_{z \rightarrow 0} \overline{gcs} = \lim_{z \rightarrow 0} \overline{gcs} > 0, \quad gc_* = -\frac{gS_c}{U_*} < 0. \quad (13)$$

Здесь gS_c и gc_* имеют размерности $[gS_c] = m^2/c^3$ и $[gc_*] = m/c^2$.

Пусть σ_c – дисперсия флуктуации концентрации нейтрального газа, тогда по аналогии с (11) получим

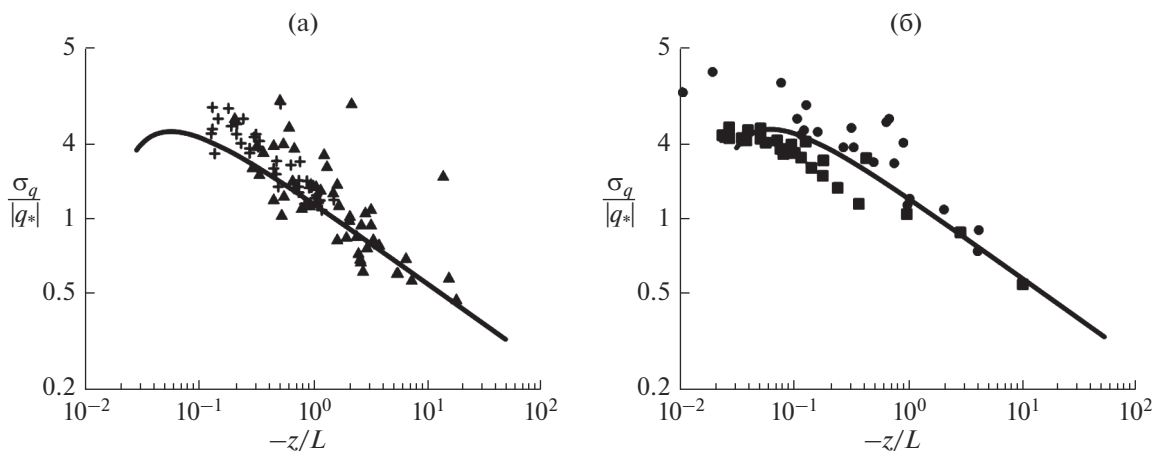


Рис. 3. Сравнение “линейной” аппроксимации теории подобия (11) с коэффициентами $\alpha_{qq} = 1.2$, $\beta_{qq} = 0.016$ и данных измерений флуктуации влажности над океаном (а) и над сушей (б) в области $\zeta_0 \leq z/L_* < \infty$, $\zeta_0 = 6 \times 10^{-2}$. Сплошная линия соответствует аппроксимации (11). Треугольники, крестики, кружки и квадратики соответствуют данным измерений [7, 12, 15, 20].

$$\frac{\sigma_c}{c_*} = \alpha_{cc} (z/L_*)^{-1/3} [1 - \beta_{cc} (z/L_*)^{-1}], \quad (14)$$

$$\zeta_{cc} \leq z/L_* < \infty.$$

Неопределенный безразмерный параметр ζ_{cc} означает границу яруса вынужденной конвекции для профиля флуктуации концентрации углекислого газа. Безразмерный параметр $\alpha_{cc} > 0$ характеризует свободно конвективный предел и считается известным. Неопределенный безразмерный параметр $\beta_{cc} > 0$ характеризует линейное разло-

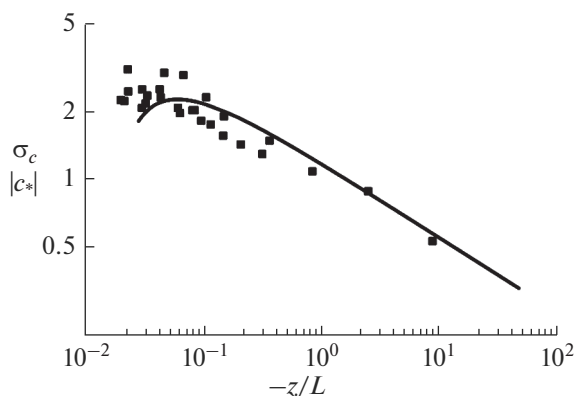


Рис. 4. Сравнение “линейной” аппроксимации теории подобия (14) с коэффициентами $\alpha_{ss} = 1.2$, $\beta_{cc} = 0.016$ и данных измерений дисперсии флуктуации концентрации углекислого газа в области $\zeta_0 \leq z/L_* < \infty$, $\zeta_0 = 6 \times 10^{-2}$. Сплошная линия соответствует аппроксимации (14). Треугольники, крестики, кружки и квадратики соответствуют данным измерений [20].

жение. Значения коэффициентов ζ_{cc} и β_{cc} могут быть вычислены на основе (12), откуда следует, что $\zeta_{cc} = \zeta_0$ и $\beta_{cc} = \beta_{\theta\theta} = \beta_{qq}$.

Сравним “линейную” аппроксимацию для дисперсии флуктуации концентрации углекислого газа (14) с известными данными наблюдений. Сопоставление (14) с параметрами $\alpha_{cc} = \alpha_{qq} = 1.2$, $\beta_{cc} = \beta_{qq} = 0.016$ и данных измерений [20] в области $\zeta_0 \leq z/L_* < \infty$, $\zeta_0 = 6 \times 10^{-2}$ представлено на рис. 4.

Результаты сравнения, представленные на рис. 4, указывают на существование мощного яруса вынужденной конвекции в области $\zeta_0 \leq z/L_* < \infty$, $\zeta_0 = 6 \times 10^{-2}$. Очевидно, что аппроксимация (14) дополняет однопараметрическое семейство аппроксимаций (11), (12).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ экспериментальных данных [12, 15, 17] показывает, что в конвективном поверхностном слое (как над морем, так и над сушей) существует мощный ярус вынужденной конвекции с фиксированной нижней границей.

Сопоставление аппроксимаций с данными наблюдений показывает, что “линейные” аппроксимации (11), (12), (14) убедительно соответствуют известным экспериментальным данным о дисперсиях вертикальной скорости, флуктуаций потенциальной температуры, влажности и концентрации углекислого газа.

Ярус вынужденной конвекции может быть выделен в наблюдаемых профилях вторых турбу-

лентных моментов вертикальной скорости, флуктуации потенциальной температуры, влажности и концентрации углекислого газа.

Профили дисперсий флуктуаций потенциальной температуры, влажности и концентрации углекислого газа являются подобными.

Граница яруса вынужденной конвекции ζ_0 не зависит от выбора турбулентного момента и является одной и той же для моментов вертикальной скорости, флуктуации потенциальной температуры, влажности и концентрации углекислого газа. Кроме того, величина ζ_0 не зависит от выбора подстилающей поверхности, и она одна и та же как над сушей, так и над водной поверхностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вульфсон А.Н. Уравнения глубокой конвекции в сухой атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1981. Т. 17. № 8. С. 873–876.
2. Вульфсон А.Н., Бородин О.О. Ансамбль динамически идентичных термик и вертикальные профили турбулентных моментов конвективного приземного слоя атмосферы // Метеорология и гидрология. 2009. № 8. С. 15–26.
3. Вульфсон А.Н., Николаев П.В. Линейные аппроксимации вторых турбулентных моментов конвективного приземного слоя атмосферы в области вынужденной конвекции // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2018. Т. 54. № 5. С. 556–565.
4. Монин А.С., Обухов А.М. Безразмерные характеристики турбулентности в приземном слое атмосферы // ДАН СССР. 1953. Т. 93. № 2. С. 223–226.
5. Монин А.С., Обухов А.М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Тр. Геофиз. ин-та АН СССР. 1954. Т. 24. С. 163–187.
6. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т. 1. Теория турбулентности. СПб.: Гидрометеиздат, 1992. 757 с.
7. Andreas E.L., Hill R.J., Gosz J.R., Moore D.I., Otto W.D., Sarma A.D. Statistics of surface-layer turbulence over terrain with metre-scale heterogeneity // Boundary-Layer Meteorol. 1998. V. 86. № 3. P. 379–408.
8. Brutsaert W. Evaporation into the atmosphere: theory, history and applications. Dordrecht Holland: D. Reidel Publ. Company, 1982. 302 p.
9. Cava D., Katul G.G., Sempreviva A.M., Giostra U., Scrimieri A. On the anomalous behaviour of scalar flux-variance similarity functions within the canopy sublayer of a dense alpine forest // Boundary-Layer Meteorol. 2008. V. 128. № 1. P. 33–57.
10. Dyer A.J., Hicks B.B. Flux-gradient relationships in the constant flux layer // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1970. V. 96. № 410. P. 715–721.
11. Edson J.B., Fairall C.W. Similarity Relationships in the Marine Atmospheric Surface Layer for Terms in the TKE and Scalar Variance Budgets // J. Atmos. Sci. 1998. V. 55. № 13. P. 2311–2328.
12. Fujitani T. Turbulent Transport Mechanism in the Surface Layer over the Tropical Ocean // J. Meteorol. Soc. Japan. Ser. II. 1992. V. 70. № 4. P. 795–811.
13. Kader B.A., Yaglom A.M. Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 1990. V. 212. P. 637–662.
14. Kaimal J.C., Wyngaard J.C., Haugen D.A., Coté O.R., Izumi Y., Caughey S.J., Readings C.J. Turbulence Structure in the Convective Boundary Layer // J. Atmos. Sci. 1976. V. 33. № 11. P. 2152–2169.
15. Leavitt E., Paulson C.A. Statistics of Surface Layer Turbulence over the Tropical Ocean // J. Phys. Oceanogr. 1975. V. 5. № 1. P. 143–156.
16. Lenschow D.H., Wyngaard J.C., Pennell W.T. Mean-Field and Second-Moment Budgets in a Baroclinic, Convective Boundary Layer // J. Atmos. Sci. 1980. V. 37. № 6. P. 1313–1326.
17. Liu X., Tsukamoto O., Oikawa T., Ohtaki E. A Study of Correlations of Scalar Quantities in the Atmospheric Surface Layer // Boundary-Layer Meteorol. 1998. V. 87. № 3. P. 499–508.
18. McBean G.A. The variations of the statistics of wind, temperature and humidity fluctuations with stability // Boundary-Layer Meteorol. 1971. V. 1. № 4. P. 438–457.
19. Ogura Y., Phillips N.A. Scale Analysis of Deep and Shallow Convection in the Atmosphere // J. Atmos. Sci. 1962. V. 19. № 2. P. 173–179.
20. Ohtaki E. On the similarity in atmospheric fluctuations of carbon dioxide, water vapor and temperature over vegetated fields // Boundary-Layer Meteorol. 1985. V. 32. № 1. P. 25–37.
21. Priestley C.H.B. Turbulent transfer in the lower atmosphere. Chicago: Univ. Chicago Press, 1959. 561 p.
22. Turner J.S. Buoyancy Effects in Fluids. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2009. 368 p.
23. Vulfson A., Borodin O., Nikolaev P. Convective Jets: Volcanic Activity and Turbulent Mixing in the Boundary Layers of the Atmosphere and Ocean // Physical and Mathematical Modeling of Earth and Environment Processes. Berlin: Springer, 2018. P. 71–83.
24. Vulfson A.N., Nikolaev P.V. An integral model of a convective jet with a pressure force and forms of vertical fluxes in the atmospheric surface layer // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 955. № 1. P. 012013.
25. Wyngaard J.C., Cote O.R., Izumi Y. Local free convection, similarity and the budgets of shear stress and heat flux // J. Atmos. Sci. 1971. V. 28. № 7. P. 1171–1182.