

А.Л. Казаков, к.ф.-м.н., Е.В. Иванова, к.г.н.
Одесский государственный экологический университет

АПРОБАЦИЯ ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ НА ОСНОВАНИИ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА WANGARA

На основании данных эксперимента Wangara осуществлена апробация одномерной численной модели пограничного слоя атмосферы (ПСА) в воспроизведении его термодинамической структуры в разное время суток над сушей. Система уравнений модели замыкалась, во-первых, с различным порядком (первым или полуторным), во-вторых, с различными способами ("b-l" или "b-ε"). Среди моделей первого порядка замыкания были такие, в которых диагностические уравнения для коэффициентов турбулентности получены из модели высокого порядка замыкания [1], с использованием уравнения кинетической энергии турбулентности вертикальных пульсаций скорости для устойчиво-стратифицированного пограничного слоя. Всего было проведено 12 экспериментов, дан анализ качественного и количественного соответствия результатов счета натурным данным.

Ключевые слова: пограничный слой, одномерная модель, термодинамическая структура, турбулентность, "b-l" и "b-ε" замыкания, путь перемешивания, коэффициенты различия и корреляции.

Введение. Существует множество работ, посвященных проблеме моделирования отдельно неустойчивого или устойчивого пограничных слоев [1-9]. Во всех этих работах моделирование проводилось на протяжении небольшого промежутка времени (сутки и менее), в течение которого наблюдались условия слабой или сильной турбулентности. Перед исследователями в настоящее время стоит сложная задача описания процессов ПСА при возникновении различных режимов турбулентности, причем не только во всей толще ПСА, но и в его отдельных слоях. Особый интерес представляет согласие с данными наблюдений с результатами расчетов при учете локального режима турбулентности.

Целью настоящей работы является испытание возможностей одномерной численной модели ПСА в воспроизведении его термодинамических структур в разное время суток при различных методах параметризации турбулентности над сушей, описанных в [1, 2], в сравнении с экспериментальными данными Wangara [10].

Материалы и методы исследований. Напомним, что эксперимент Wangara представляет собой комплекс метеорологических и аэрологических данных наблюдений, которые проводились вблизи австралийской станции Nau (34,5° ю.ш., 144,9° в.д.) в период с 15 июля по 27 августа 1967 года (всего 43 дня и 12 часов). Следует заметить, что в этом периоде существует пробел в измерениях, который приходится на период с 21 дня 15 часов по 25 день 12 часов. Часть Wangara-данных, которые мы использовали, проводились каждые 3 часа и включали в себя измерения температуры воздуха, давление, массовую долю водяного пара, составляющих скорости ветра внутри пограничного слоя.

Система уравнений, описывающая осредненное течение, состоит из двух уравнений движения, уравнения притока тепла, в котором учитываются только фазовые переходы водяного пара и уравнения для массовой доли водяного пара:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_u \frac{\partial u}{\partial z} + f(v - v_g), \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_u \frac{\partial v}{\partial z} - f(u - u_g), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_\theta \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} - \gamma_\theta \right) + \varepsilon_f, \quad (3)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_\theta \frac{\partial q}{\partial z} - \varepsilon_q, \quad (4)$$

где t, z - время и высота соответственно; u, v и u_g, v_g - составляющие скорости реального и геострофического ветра; $k_u = k_\theta$ - коэффициенты турбулентности для

количества движения и тепла соответственно; θ - потенциальная температура воздуха; $\gamma_\theta = -0,0032$ К/м – противогradient для температуры; f - параметр Кориолиса (здесь он отрицательный за счет того, что район исследования находился в южном полушарии); q - массовая доля водяного пара; $\varepsilon_f, \varepsilon_q$ - притоки тепла и влажности за счет фазовых переходов водяного пара в атмосфере соответственно.

Проведенные эксперименты (Е0, Е1, Е2, Е3, Е4, Е5, Е6, Е7, Е8, Е9, Е10, Е11) отличаются друг от друга, как способом замыкания, так и видом используемых выражений для переменных замыкания (соответствующие выражения, в основном, заимствованы из [1, 2]). Иными словами, уравнения гидротермодинамики в нашей работе замыкались с помощью моделей первого или 1,5 порядка замыкания. Рассмотрим далее подробнее условия замыкания уравнений (1-4).

Эксперимент Е0 (обозначение кривых этого эксперимента на представленных выше рисунках - \oplus). Здесь используется 1,5 порядок замыкания на основании k -теории, который предполагает использование уравнения баланса кинетической энергии турбулентности и известных соотношений Колмогорова (отличие от [11] состоит только в способе задания пути перемешивания):

$$\frac{\partial b}{\partial t} = -k_u \left(\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) + \lambda \alpha_\theta k_\theta \frac{\partial \theta_v}{\partial z} - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial z} \alpha_b k_b \frac{\partial b}{\partial z}, \quad (5)$$

$$k_u = l_u b^{1/2}, \quad (6)$$

$$\varepsilon = \frac{C_\varepsilon b^{3/2}}{l_u}, \quad (7)$$

$$l_u = жz, \quad (8)$$

где b - кинетическая энергия турбулентности; k_b - коэффициент турбулентности для кинетической энергии турбулентности; λ - параметр плавучести; θ_v - виртуальная потенциальная температура; ε - диссипация энергии турбулентности в тепловую; l_u - путь турбулентного перемешивания для скорости ветра; $ж$ - постоянная Кармана; $C_\varepsilon = 0,07$; $\alpha_b = 0,73$; $\alpha_\theta = \frac{k_\theta}{k_u}$ - коэффициент, определяемый с помощью теории приземного слоя Монина-Обухова.

Эксперимент Е1 (обозначение кривых этого эксперимента - \diamond). Аналогичен эксперименту Е0 за исключением того, что путь турбулентного перемешивания здесь определяется с помощью формулы Блэкадара (в точности соответствует [11]):

$$l_u = \frac{жz}{1 + жz/l_\infty}, \quad (9)$$

где $l_\infty = \alpha_l \frac{\int_0^H b \cdot z \cdot dz}{\int_0^H b \cdot dz}$ – асимптотическое значение l_u на большом отдалении от поверхности Земли; $\alpha_l = 0,025$.

Эксперимент Е2 и Е3 (обозначение кривых этого эксперимента - \blacksquare). Подходы, основанные на замыкании первого порядка уравнений Рейнольдса [2], т.е. для нахождения коэффициентов турбулентности выписываются простые диагностические уравнения:

$$k_u = l_u^2 \frac{\partial U}{\partial z} f_u, \quad (10)$$

$$k_\theta = k_u \frac{l_u l_\theta}{l_u^2} \frac{f_u}{f_\theta} \text{ для эксперимента E2,} \quad (11)$$

$$k_\theta = k_u \frac{l_\theta}{l_u} \frac{f_u}{f_\theta} \text{ для эксперимента E3,} \quad (12)$$

где U - модуль скорости ветра; $f_u = \left[1 + \frac{10Ri}{\sqrt{1+5Ri}}\right]^{-1}$ и $f_\theta = \left[1 + 15Ri\sqrt{1+5Ri}\right]^{-1}$ -

функции устойчивости, зависящие от числа Ричардсона, $Ri = \frac{\lambda \frac{\partial \theta}{\partial z}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}$; l_θ - путь

турбулентного перешивания для температуры. Здесь принимается, что $l_u = l_\theta$, поэтому эксперименты E2 и E3 становятся идентичными. Пути перемешивания определяются с помощью формулы Блэкадара (9) с тем отличием, что $l_\infty = 150$ м. Следует заметить, что используемый вид для функций устойчивости предполагает устойчивую стратификацию, но период интегрирования в нашем эксперименте предполагает наличие также и нейтрального, и неустойчивого пограничного слоев. В связи с этим в случае сильной турбулентности, при которой наблюдаются отрицательные значения числа Ричардсона, принимается равенство нулю вертикального градиента потенциальной температуры. Это означает, что число Ричардсона также будет равняться нулю, обе функции устойчивости – единицам, а $k_u = k_\theta$.

Эксперимент E4 (обозначение кривых этого эксперимента - ●). Аналогичен E2 за исключением:

- во-первых, накладываемого ограничения на величину $l_\infty = \max(40; 0,15z)$. Это значит, что эта величина не может быть меньше 40 м и линейно зависит от высоты;

- во-вторых, вида используемой формулы для нахождения функций устойчивости f_u и f_θ

$$f = f_\theta = (1+10Ri)^{-1}. \quad (13)$$

Здесь принимается то же условие, что и в E2, в случае отрицательных значений Ri .

Эксперимент E5 (обозначение кривых этого эксперимента - Δ). Используется модель 1,5 порядка замыкания на основании k – теории турбулентности. Турбулентные уравнения представляют собой уравнение для кинетической энергии турбулентности (5), диагностические уравнения для коэффициентов турбулентности количества движения и тепла:

$$k_u = C_1 l_u \sqrt{b}, \quad (14)$$

$$k_\theta = C_2 k_u, \quad (15)$$

где $C_1 = 0,516$ и $C_2 = 0,85^{-1}$ при $Ri_1 > 0,15$; $C_1 = 1$ и $C_2 = 1$ при $Ri_1 \leq 0,15$; $l_u = \min(\alpha z, 200) f_u$; $f_u = (1+12Ri)^{-1}$. Выражение для l_u означает, что эта величина линейно зависит от высоты, но не может быть более 200 м.

Эксперимент E6 (обозначение кривых этого эксперимента - ∇). Тот же порядок и метод замыкания, что и в E5. Однако, выражения для коэффициентов турбулентности имеют вид:

$$k_u = C_1 l_u \sqrt{b}, \quad (16)$$

$$k_{\theta} = C_2 l_u f_{\theta} \sqrt{b}, \quad (17)$$

где $C_1 = 0,067$ и $C_2 = 0,167$ при $Ri_1 > 0,15$; $C_1 = 1$ и $C_2 = 1$ при $Ri_1 \leq 0,15$;

$$l_u = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z \left[\frac{\sqrt{\lambda \frac{\partial \theta}{\partial z}}}{3,04 \sqrt{b}} + \frac{\sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}}{1,52 \sqrt{b}} \right]}; \quad f_{\theta} = \left(1 + \frac{l_u^2 \lambda \frac{\partial \theta}{\partial z}}{b} \right)^{-1}.$$

Эксперимент Е7 (обозначение кривых этого эксперимента - ▲). Тот же порядок и метод замыкания, что и в Е5. Выражения для коэффициентов турбулентности имеют вид:

$$k_u = C_1 l_u \sqrt{b}, \quad (18)$$

$$k_{\theta} = \begin{cases} (1 + 2 \frac{l_u}{\Delta z} k_u) & \text{при } l_u < \Delta z \\ 3k_u & \text{при } l_u \geq \Delta z \end{cases}, \quad (19)$$

где $C_1 = 0,1$ при $Ri_1 > 0,15$; $C_1 = 1$ при $Ri_1 \leq 0,15$;

$$l_u = \begin{cases} 0,76 \frac{\sqrt{b}}{\sqrt{\lambda \frac{\partial \theta}{\partial z}}} & \text{при } l_u < \frac{\partial \theta}{\partial z} \\ 0,1 \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_{\infty}} \right) & \text{при } l_u \geq \frac{\partial \theta}{\partial z} \end{cases}; \quad l_1 = \alpha_l z; \quad l_{\infty} = \alpha_l \frac{\int_0^H b z dz}{\int_0^H b dz} \quad (\alpha_l = 0,05).$$

Эксперимент Е8 (обозначение кривых этого эксперимента - ✕). Тот же порядок и метод замыкания, что и в Е5. Выражения для коэффициентов турбулентности имеют вид:

$$k_u = C_1 l_u f_u \sqrt{b}, \quad (20)$$

$$k_{\theta} = C_2 l_{\theta} f_{\theta} \sqrt{b}, \quad (21)$$

где $C_1 = 1$ и $C_2 = 1$; $l_u = l_{\theta} = \min \left(h/4; 0,65z; \sqrt{b/2\lambda \frac{\partial \theta}{\partial z}} \right)$; h - высота приземного слоя.

Здесь функции устойчивости f_u и f_{θ} определяются таким же образом, как и в Е2, с такими же приближениями при отрицательных значениях числа Ричардсона.

Эксперимент Е9 (обозначение кривых этого эксперимента - ★). Этот эксперимент отличается от других прежде всего тем, что он использует два подхода к описанию турбулентности в случае устойчивого и неустойчивого пограничных слоев [1]. Выбор определяется значением числа Ричардсона в приземном слое, поскольку считается, что интенсивность турбулентности во всем ПСА определяется главным образом вертикальными перепадами метеорологических величин именно в приземном слое. Число Ричардсона определялось по формуле

$$Ri_0 = \frac{\lambda \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_{(50-2)_m}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{(50-0)_m}^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_{(50-0)_m}^2}. \quad (22)$$

Разности (50-2) м и (50-0) м обозначают слои, в которых брались перепады температуры воздуха и составляющих скоростей ветра.

Таким образом,

- при $Ri_0 > 0,15$ для замыкания системы уравнений гидротермодинамики используются диагностические уравнения для коэффициентов турбулентности и для кинетической энергии вертикальных флуктуаций скорости вместо кинетической энергии продольных и поперечных флуктуаций, что свойственно для большинства работ, посвященных моделированию ПСА. Последнее сделано согласно работе [1], где указано, что при сильной устойчивости использование кинетической энергии продольных и поперечных флуктуаций скорости может привести к существенным ошибкам, поэтому необходимо применять выражения для кинетической энергии вертикальных флуктуаций скорости. Следует отметить, что применяемые диагностические выражения для вертикальной составляющей кинетической энергии турбулентности и коэффициентов турбулентности были получены в работе [1] с использованием модели высокого порядка замыкания в предположении о стационарном, горизонтально однородном и равновесном режиме турбулентности. Приведем вид этих уравнений:

$$b_z = l_z^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] \frac{2C_k C_r \psi_3 \psi_\tau}{3(1+C_r)} \left[1 - \left(\frac{3}{C_r \psi_3} + 1 \right) Ri_f \right], \quad (23)$$

$$k_u = 2\psi_\tau l_z \sqrt{b_z}, \quad (24)$$

$$k_\theta = \frac{2C_F l_z \sqrt{b_z}}{\left(1 + \frac{2C_\theta C_F C_k l_z^2 \lambda \frac{\partial \theta}{\partial z}}{b_z} \right)}, \quad (25)$$

где $l_z = z \left(1 - \frac{Ri_f}{Ri_f^\infty} \right)^{4/3}$ - вертикальный турбулентный масштаб длины;

$Ri_f = 1,25 Ri \frac{(1+36Ri)^{1,7}}{(1+19Ri)^{2,7}}$ - турбулентное число Ричардсона; $Ri_f^\infty = 0,2$; $C_k = 1,08$ и $C_F = 0,285$; $C_r = 3$ - безразмерный эмпирический коэффициент, введенный для учета различия между временными масштабами вязкой диссипации и ослабления турбулентности силами плавучести; $C_\theta = 0,3$ - эмпирическая безразмерная константа, которая стремится к 2/3 при тепловой изотропии и стремится к нулю при полной тепловой анизотропии; $\psi_3 = 1 + C_3 Ri_f$ - безразмерный эмпирический коэффициент; $C_3 = -2,25$; $\psi_\tau = C_{\tau 1} + C_{\tau 2} Ri_f$ - безразмерный коэффициент, монотонно зависящий от статической устойчивости; $C_{\tau 1} = 0,228$ и $C_{\tau 2} = -0,208$; b_z - вертикальная составляющая кинетической энергии турбулентности;

- при $Ri_0 \leq 0,15$ для замыкания системы уравнений используется такой же подход, что и в эксперименте E1. Но для перехода к кинетической энергии продольной и поперечной составляющих флуктуаций скорости от вертикальной составляющей кинетической энергии турбулентности использовалось соотношение анизотропии при нейтральной стратификации

$$A_z = \frac{b_z}{b} = 0,25 \Rightarrow b = \frac{b_z}{0,25}. \quad (26)$$

Эксперимент Э10 (обозначение кривых этого эксперимента - ★). Этот эксперимент подобен предыдущему. Отличие состоит только в том, что выбор используемого подхода к параметризации турбулентности осуществляется на каждом вертикальном уровне в зависимости от значения числа Ричардсона на этих высотах

$$Ri_i = \frac{\lambda \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)_i}{\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_i^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_i^2}, \quad (27)$$

где i - номер вертикального уровня.

Таким образом,

- при $Ri_i > 0,2$ на вертикальном уровне i используется такой же подход, что и в Е9 при $Ri_0 > 0,15$;

- при $Ri_i \leq 0,2$ на вертикальном уровне i используется такой же подход, что и в Е9 при $Ri_0 \leq 0,15$.

Эксперимент Э11 (обозначение кривых этого эксперимента - ☒). Здесь используется « $b - \varepsilon$ » замыкание, подход, основанный на использовании прогностических уравнений для кинетической энергии турбулентности и диссипации ее в тепловую энергию [12]:

$$\frac{1}{2b} \frac{\partial b^2}{\partial t} = k_u \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - k_\theta \alpha_\theta \lambda \left[\frac{\partial \theta_v}{\partial z} - \gamma_{\theta_v} \right] + \alpha_b \frac{\partial k_u}{\partial z} \frac{\partial b^2}{\partial z} - \varepsilon, \quad (28)$$

$$\frac{1}{2\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon^2}{\partial t} = \alpha_1 \frac{\varepsilon}{b} k_u \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - \alpha_4 \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon b} \lambda k_\theta \left[\frac{\partial \theta_v}{\partial z} - \gamma_{\theta_v} \right] - \alpha_3 \frac{\varepsilon^2}{b} + \alpha_2 \frac{\partial k_u}{\partial z} \frac{\partial \varepsilon^2}{\partial z}, \quad (29)$$

где $\alpha_1 = 1,38$; $\alpha_2 = 1,00$; $\alpha_3 = 1,40$; $\alpha_4 = 1,40$.

Тогда коэффициент турбулентности будет рассчитываться по формуле

$$k_u = \alpha_\varepsilon \frac{b^2}{\varepsilon}, \quad (30)$$

где $\alpha_\varepsilon = 0,08$.

Начальные условия формировались с помощью фактических профилей соответствующих метеорологических величин и рассчитанных параметров турбулентности на момент времени $t = 0$:

$$u = u^0(z), \quad v = v^0(z), \quad \theta = \theta^0(z), \quad q = q^0(z), \quad b = b^0(z), \quad \varepsilon = \varepsilon^0(z).$$

Граничные условия устанавливались на четырех уровнях:

- на уровне шероховатости для составляющих скорости ветра принимается условие прилипания;

- на уровне 2 м задаются фактические значения температуры воздуха и массовой доли водяного пара;

- на уровне $h=50$ м, верхней границе приземного слоя, принимается непрерывность турбулентных потоков и самих метеорологических величин, а также, если это необходимо, рассчитываются значения кинетической энергии турбулентности и диссипации ее в тепло. Если используется " $b - l$ " замыкание, то $b_h = (\alpha_b k_{uh} / l_{uh})^2$, где k_{uh} - значение коэффициента турбулентности на верхней границе приземного слоя; l_{uh} - значение пути перемешивания, которое определяется по формуле (9). Если

используется " $b - \varepsilon$ " замыкание, то $b_h^2 = \frac{\varepsilon_h k_{uh}}{\alpha_\varepsilon}$ и $\varepsilon_h^2 = \left(\frac{\alpha_\varepsilon b_h^2}{2k} \right)^2$;

- на уровне 1400 м, верхней границе пограничного слоя, задаются фактические значения составляющих скорости ветра, потенциальной температуры, массовой доли водяного пара и равенство нулю кинетической энергии турбулентности и ее диссипации.

Количественная оценка расхождений повторяемостей рассчитанных и фактических значений метеорологических величин определялась с помощью коэффициентов корреляции и различия. Последний оценивался согласно [13]:

$$K_{ij} = 1 - Q_{ij}, \quad (31)$$

где Q_{ij} - общая часть площадей, ограничиваемых кривыми плотности вероятности $P_i(x)$ и $P_j(x)$; x - исследуемый аргумент. Коэффициент K_{ij} дает количественную характеристику различий двух полигонов случайных величин: чем меньше коэффициент различий, тем меньше погрешность оценки рассчитанной величины по сравнению с измеренной. Практически вычисления производят следующим образом:

$$K_{ij} = 1 - \int_{\omega_i} P_i(x) dx - \int_{\omega_j} P_j(x) dx,$$

где i, j - индексы принадлежности повторяемости к конкретным случаям; ω_i - область значений аргумента (температуры), в которой $P_i(x) \leq P_j(x)$; ω_j - область значений, в которой $P_i(x) > P_j(x)$.

Анализ результатов численных экспериментов. В результате расчетов E0 - E11 были получены пространственно-временные поля основных метеорологических величин, которые сравнивались с фактическими данными. Поскольку объем полученного расчетного материала был весьма значительным, то для облегчения анализа результаты расчетов рассматривались отдельно за все стандартные сроки метеорологических наблюдений (00, 03, 06, 09, 12, 15, 18, 21, 24 часа). После выполнения какого-либо эксперимента мы получали девять выборок, восемь из которых формировались значениями метеорологических величин отдельно по каждому сроку наблюдений, а одна - значениями за все сроки. Было принято, что эксперимент, в котором одновременно коэффициент корреляции между фактическими и рассчитанными метеорологическими величинами более 0,5 и коэффициент различия менее 0,3 хотя бы на трех опорных уровнях (их всего четыре: 50, 100, 400, 700 м), является "хорошо согласующимся с данными наблюдений". Обоснованность использования такого предельного коэффициента корреляции состоит в том, что при $r_{xy} > 0,5$ и выборке объемом 39 элементов существует статистически значимая корреляционная связь. Принятие условия хорошего согласия натуральных и рассчитанных данных при коэффициенте различия меньше, чем 0,3, при котором площади под кривыми повторяемости соответствующих величин совпадают больше, чем на 70 % является "мягким условием". Тогда как для признания однородности двух выборок, необходимо еще более жесткое условие, чтобы коэффициент различия K_{ij} был менее 0,2.

Итак, из всей совокупности экспериментов успешными считались такие, которые в отдельные сроки характеризовались хорошим согласием с данными наблюдений по скорости ветра и по температуре воздуха (табл. 1).

Таблица 1 – Перечень успешных экспериментов за отдельные сроки

Срок наблюдений	3 часа	9 часов	12 часов	15 часов	18 часов	21 час	24 часа
Перечень успешных экспериментов	E2	E8, E9, E10	E0, E2, E5, E6, E8	E0, E1, E2, E4, E5, E6, E8, E11	E1, E5, E6, E8, E9, E10, E11	E2, E4	E2, E4

В полуденное и послеполуденное время результаты счета большинства экспериментов характеризуются хорошим согласием с данными наблюдений. В утренний и вечерний сроки 9 и 18 часов неплохо согласуются с натурными данными рассчитанные величины, полученные по модели [1] (E9 и E10), а также ряд экспериментов, использующих 1,5 порядок замыкания. В ночные сроки относительно хорошим согласием, как ни странно, характеризуются результаты экспериментов E2 и E4, использующих модели первого порядка замыкания. Приведем в качестве примера коэффициенты корреляции и различия из тех экспериментов, которые характеризуются хорошим согласием в срок 15 и 18 часов (табл. 2 и 3).

Коэффициенты корреляции между фактической и рассчитанной потенциальной температурой во всех экспериментах в срок 15 часов характеризуются высокими значениями (больше 0,87 в нижней части и больше 0,90 в средней части ПСА) на всех опорных уровнях с незначительным изменением с высотой. Наименьшие коэффициенты различия (меньше 0,20) отмечаются в экспериментах E2 и E4 (модели первого порядка замыкания), E5 ("*b-l*" - модель 1,5 порядка замыкания), E11 ("*b-ε*" - модель 1,5 порядка замыкания).

Коэффициенты корреляции между фактической и рассчитанной скоростью ветра во всех экспериментах имеют тенденцию увеличения с высотой. Наибольшей корреляционной связью характеризуются эксперименты E0 и E6 ("*b-l*" - модель 1,5 порядка замыкания), при этом коэффициенты различия у них почти всегда больше 0,20. Эксперимент E4 (модель первого порядка замыкания) хотя и имеет коэффициенты корреляции, не превышающие 0,70, но коэффициенты различия здесь на трех уровнях, охватывающих и нижнюю, и среднюю часть ПСА, составляют значения менее 0,20. Таким образом, наилучшее согласие с натурными данными отмечается, как для температуры, в экспериментах E2, E4, E5, E11.

Рассчитанная потенциальная температура в срок 18 часов сохраняет высокую корреляционную связь с фактической потенциальной температурой (табл. 3) во всех экспериментах и на всех высотах. Коэффициент корреляции почти всегда больший, чем 0,90. Коэффициент различия в разных экспериментах ведет себя с высотой по-разному, иногда существенно изменяясь от слоя к слою, как это произошло в E8 между уровнями 50 и 100 м, где он равнялся 0,08 и 0,26 соответственно, и в E6 между уровнями 100 и 400 м (0,28 и 0,36 соответственно). Наилучшим согласием результатов расчета потенциальной температуры с натурными данными характеризуются эксперименты E5 ("*b-l*" - модель 1,5 порядка замыкания), E9 (при использовании "*b-l*" – модели в случае сильной турбулентности – 1,5 порядок замыкания, в случае слабой турбулентности – 1 порядок замыкания), E11 ("*b-ε*" - модель 1,5 порядка замыкания).

Корреляционная связь по скорости ветра в срок 18 часов (табл. 3) является существенно более низкой и варьирует в пределах от 0,53 в E9 на уровне 50 м до 0,93 в E6 на уровне 700 м. Как и в срок 15 часов коэффициенты корреляции с высотой увеличиваются, что объясняется мерой удаления верхнего граничного условия от текущего уровня и степенью турбулизации между этими уровнями, которая определяет скорость обмена свойствами выше- и нижележащих слоев воздуха. Коэффициент различия в большинстве случаев меньше, чем 0,23, а в отдельных экспериментах (E6, E9, E10) почти на всех уровнях равен 0,18. Наиболее успешным согласием с данными наблюдений характеризуются эксперименты E1, E5, E6, E9, E10.

Таблица 2 – Коэффициенты корреляции (верхнее число) и различия (нижнее число) для потенциальной температуры и скорости ветра на разных уровнях в ПСА, полученные из экспериментов E0, E1, E2, E4, E5, E6, E8, E11 за срок 15 часов

Номер эксперимента (порядок, метод замыкания)	Метеорол. величина	Высота, м				
		50	100	400	700	
E0 (1,5, b-l)	T	0,88	0,87	0,90	0,91	
		0,32	0,29	0,26	0,24	
		E1 (1,5, b-l)	0,95	0,94	0,93	0,92
			0,26	0,26	0,21	0,16
		E2 (1)	0,95	0,94	0,93	0,93
			0,18	0,11	0,16	0,16
		E4 (1)	0,93	0,92	0,90	0,91
			0,18	0,18	0,21	0,21
		E5 (1,5, b-l)	0,96	0,95	0,93	0,93
			0,18	0,13	0,16	0,11
E6 (1,5, b-l)	0,90	0,89	0,91	0,92		
	0,34	0,26	0,26	0,13		
E8 (1,5, b-l)	0,93	0,91	0,90	0,91		
	0,21	0,21	0,21	0,24		
E11 (1,5, b-ε)	0,93	0,92	0,93	0,94		
	0,18	0,18	0,16	0,18		
E0 (1,5, b-l)	V	0,85	0,85	0,89	0,89	
		0,29	0,29	0,24	0,16	
		E1 (1,5, b-l)	0,71	0,72	0,76	0,83
			0,24	0,24	0,18	0,18
		E2 (1)	0,76	0,80	0,86	0,88
			0,26	0,18	0,18	0,29
		E4 (1)	0,65	0,66	0,67	0,69
			0,18	0,29	0,18	0,18
		E5 (1,5, b-l)	0,68	0,70	0,81	0,85
			0,24	0,24	0,32	0,18
E6 (1,5, b-l)	0,86	0,87	0,90	0,92		
	0,24	0,29	0,26	0,21		
E8 (1,5, b-l)	0,70	0,70	0,69	0,67		
	0,21	0,26	0,26	0,37		
E11 (1,5, b-ε)	0,56	0,55	0,60	0,69		
	0,24	0,24	0,18	0,24		

Таблица 3 – Коэффициенты корреляции (верхнее число) и различия (нижнее число) для потенциальной температуры и скорости ветра на разных уровнях в ПСА, полученные из экспериментов E1, E5, E6, E8, E9, E10, E11 за срок 18 часов

Номер эксперимента (порядок, метод замыкания)	Метеорол. величина	Высота, м				
		50	100	400	700	
E1 (1,5, b-l)	T	0,94	0,94	0,93	0,92	
		0,21	0,26	0,21	0,10	
		E5 (1,5, b-l)	0,92	0,92	0,94	0,94
			0,15	0,18	0,15	0,18
		E6 (1,5, b-l)	0,91	0,90	0,89	0,88
			0,31	0,28	0,36	0,18
		E8 (1,5, b-l)	0,95	0,93	0,90	0,91
			0,08	0,26	0,26	0,21
		E9 (1 (2,5) и 1,5, b-l)	0,94	0,95	0,93	0,94
			0,18	0,23	0,23	0,15
E10 (1 (2,5) и 1,5, b-l)	0,94	0,94	0,93	0,93		
	0,18	0,23	0,26	0,15		
E11 (1,5, b-ε)	0,92	0,91	0,92	0,92		
	0,13	0,13	0,21	0,15		
E1 (1,5, b-l)	V	0,68	0,71	0,87	0,90	
		0,15	0,23	0,21	0,13	
		E5 (1,5, b-l)	0,56	0,62	0,82	0,86
			0,26	0,21	0,21	0,15
		E6 (1,5, b-l)	0,66	0,72	0,92	0,93
			0,18	0,08	0,10	0,18
		E8 (1,5, b-l)	0,57	0,64	0,75	0,75
			0,31	0,13	0,26	0,18
		E9 (1 (2,5) и 1,5, b-l)	0,53	0,59	0,80	0,88
			0,21	0,18	0,13	0,18
E10 (1 (2,5) и 1,5, b-l)	0,59	0,66	0,86	0,89		
	0,23	0,18	0,18	0,18		
E11 (1,5, b-ε)	0,61	0,67	0,75	0,78		
	0,26	0,28	0,23	0,15		

Поскольку в работе рассмотрены качественно различные подходы к параметризации процессов турбулентности, то естественно вызывает также интерес визуальное сравнение результатов счета, полученных с применением этих подходов, по отношению к натурным данным. За вышеуказанные сроки (15 и 18 часов) построены временные изменения потенциальной температуры и скорости ветра (рис. 1-4), взятые за срок 15 часов из экспериментов E2 (первый порядок замыкания), E5 (1,5 порядок " $b-l$ " замыкания), E11 (" $b-\varepsilon$ " - модель 1,5 порядка замыкания), за срок 18 часов из экспериментов E5, E9 (при использовании " $b-l$ " - модели в случае сильной турбулентности – 1,5 порядок замыкания, в случае слабой турбулентности – 1 порядок замыкания) и E11.

Временной ход потенциальной температуры (рис. 1), полученный на основании выборки, составленной из значений температуры в срок 15 часов, на всех уровнях и во всех экспериментах показывает высокое согласие с данными измерений. Абсолютная ошибка здесь составляет величину не более, чем 1°K .

Временной ход скорости ветра (рис. 2) за срок 15 часов показывает, что последняя воспроизводится моделями разных экспериментов по-разному. Особенно привлекает внимание временной ход скорости ветра из E11 (модель " $b-\varepsilon$ " замыкания), в котором в отдельные сроки скорость ветра очень завышается, причем ошибка заметно увеличивается с высотой. Некоторое завышение также наблюдается во временном ходе скорости ветра из E2 (первый порядок замыкания), но оно несколько меньше и мало изменяется с высотой. Что касается модели " $b-l$ " - замыкания, то рассчитанная скорость на всех уровнях занимает срединное положение относительно фактического временного хода, в отдельные моменты времени являясь заниженной или завышенной, но отклонение составляет величину не более, чем 1,5 м/с.

В срок 18 часов временной ход потенциальной температуры (рис. 3) характеризуется высоким соответствием данных наблюдений и результатов расчета. Только на уровнях 100 и 400 м отмечается некоторое занижение температуры в E11 и E9, но абсолютная ошибка здесь не превышает значения $1,3^\circ\text{K}$. Анализ временного хода скорости ветра (рис. 4) за этот же срок показал, что мера соответствия фактической и рассчитанной скорости ветра увеличивается с высотой, причем для всех экспериментов. Наилучшим согласием характеризуется временной ход рассчитанной скорости ветра из E9. Здесь ошибка в отдельные моменты времени составила величину около 2 м/с.

Особый интерес представляет характер вертикального распределения рассчитанных метеорологических величин (рис. 5). Здесь приводятся осредненные профили потенциальной температуры и скорости ветра в сроки 15 и 18 часов. Выбор именно этих сроков наблюдений объясняется, во-первых, успешностью воспроизведения пространственно-временной структуры ПСА в большинстве из рассматриваемых экспериментов; во-вторых, различием в фактическом термодинамическом строении ПСА в эти моменты времени. В первый срок в природе наблюдался хорошо перемешанный слой в профиле потенциальной температуры (рис. 5 а), что является свойственным для пограничного слоя над сушей в это время суток. В профиле скорости ветра (рис. 5 б) наблюдается слой незначительных сдвигов скорости, который образовался за счет хорошего турбулентного перемешивания. Во второй срок (18 часов) характер вертикального распределения рассматриваемых величин существенно, качественно и количественно, поменялся. В профиле потенциальной температуры (рис. 5 в) образовался слой термической устойчивости, что повлекло за собой увеличение вертикальных сдвигов скорости (рис. 5 г).

Хорошо перемешанный слой в срок 15 часов прослеживается и в рассчитанных вертикальных профилях (рис. 5 а) экспериментов E5, E8 (" $b-l$ " - модель 1,5 порядка замыкания) и E11 (" $b-\varepsilon$ " - модель 1,5 порядка замыкания), E2 и E4 (1-й порядок замыкания). В остальных экспериментах характер изменений потенциальной температуры с высотой является почти линейным. Максимальная ошибка здесь составляет величину не более, чем 2°K , в экспериментах с относительно самым худшим согласием. Наилучшее воспроизведение профиля скорости ветра (рис. 5 б) отмечается в экспериментах E1, E0, E6 и E5. В профилях остальных экспериментов прослеживается фиктивный максимум на уровне 700 м, завышение составляет величину в среднем 2,5-3 м/с. Вертикальный профиль скорости ветра из E11 в срок 15 часов дает максимальное отклонение от фактического профиля, что

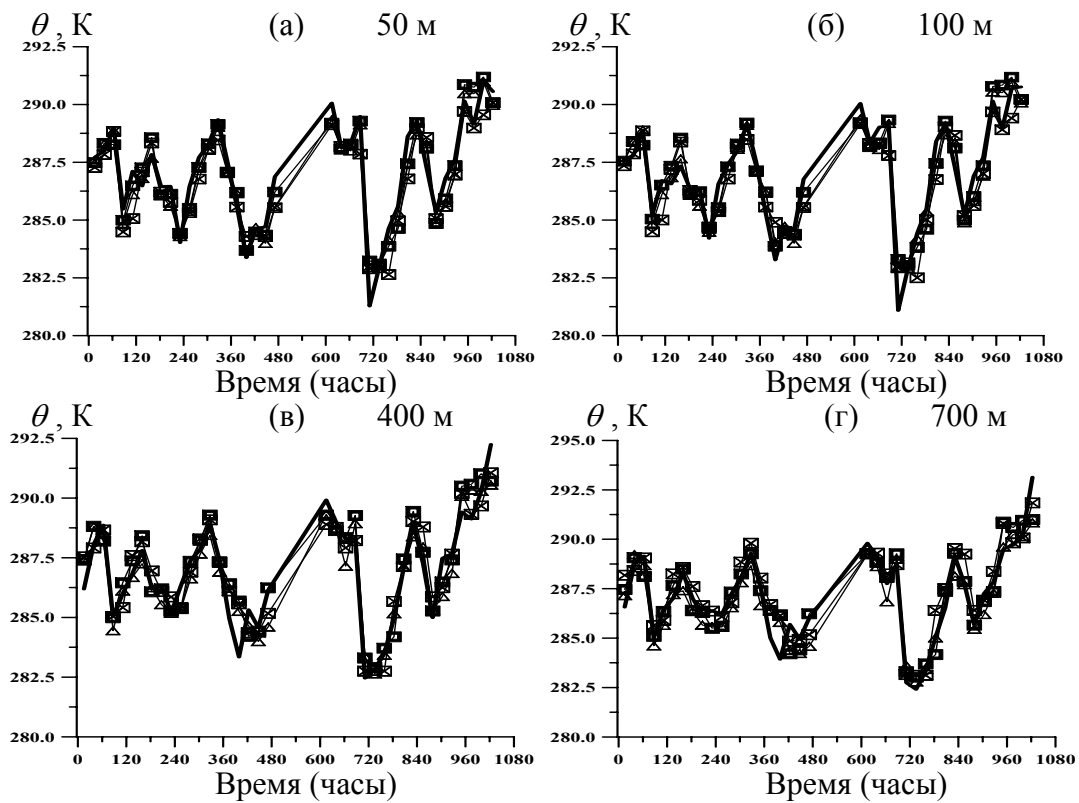


Рис. 1 – Временной ход фактической (черная жирная кривая) и рассчитанной потенциальной температуры за срок 15 часов, полученной из экспериментов E2 - \blacklozenge , E5 - \blacktriangle и E11 - \blackboxtimes , на разных уровнях: 50 м (а), 100 м (б), 400 м (в), 700 м (г).

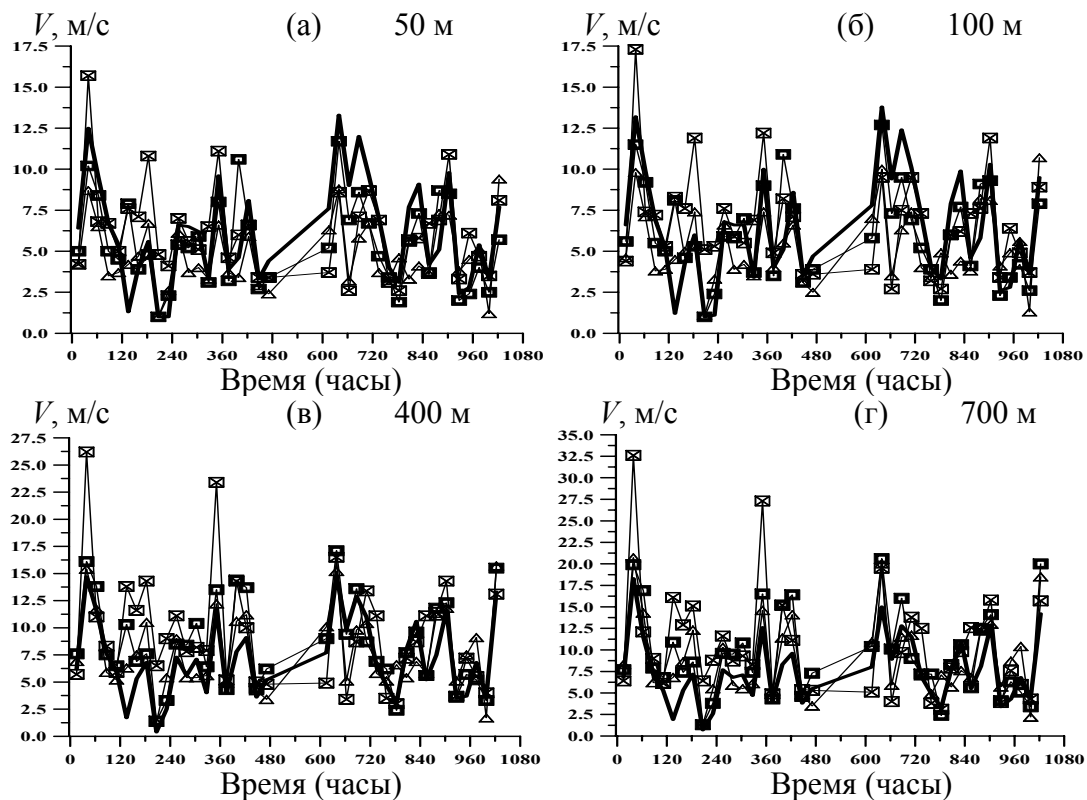


Рис. 2 – Временной ход фактической (черная жирная кривая) и рассчитанной скорости ветра за срок 15 часов, полученной из экспериментов E2 - \blacklozenge , E5 - \blacktriangle и E11 - \blackboxtimes , на разных уровнях: 50 м (а), 100 м (б), 400 м (в), 700 м (г).

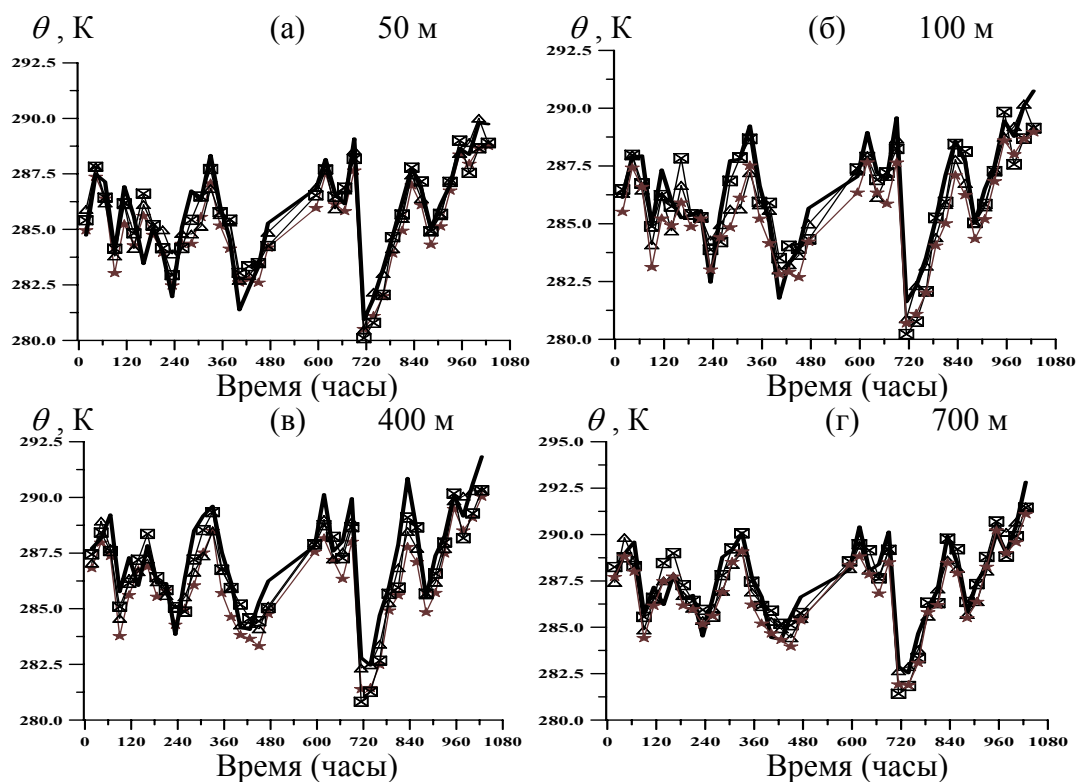


Рис. 3 – Временной ход фактической (черная жирная кривая) и рассчитанной потенциальной температуры за срок 18 часов, полученной из экспериментов E5 - Δ , E9 - \star и E11 - \boxtimes , на разных уровнях: 50 м (а), 100 м (б), 400 м (в), 700 м (г).

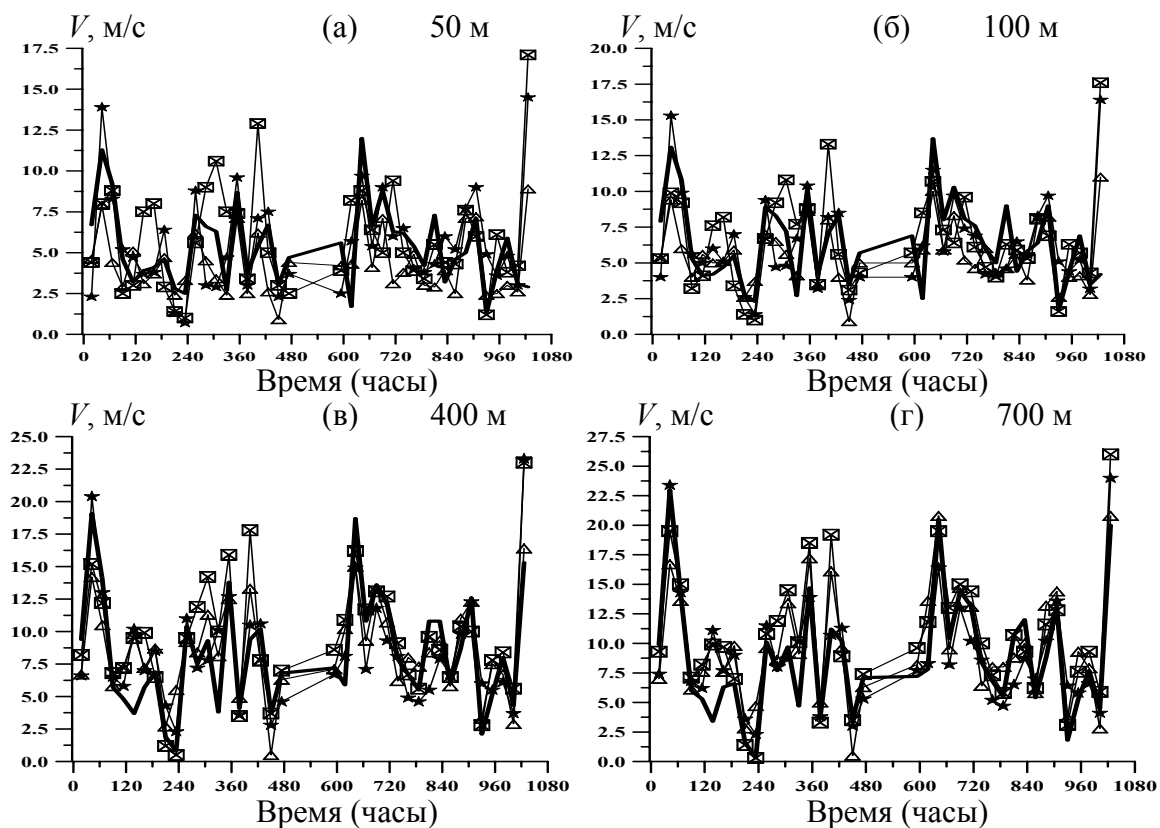


Рис. 4 – Временной ход фактической (черная жирная кривая) и рассчитанной скорости ветра за срок 18 часов, полученной из экспериментов E5 - Δ , E9 - \star и E11 - \boxtimes , на разных уровнях: 50 м (а), 100 м (б), 400 м (в), 700 м (г).

объясняется, как показал временной ход коэффициента турбулентности, наличием высоких его значений в этот срок, особенно в верхней части ПСА. Это способствует более интенсивному переносу свойств вышележащих слоев воздуха.

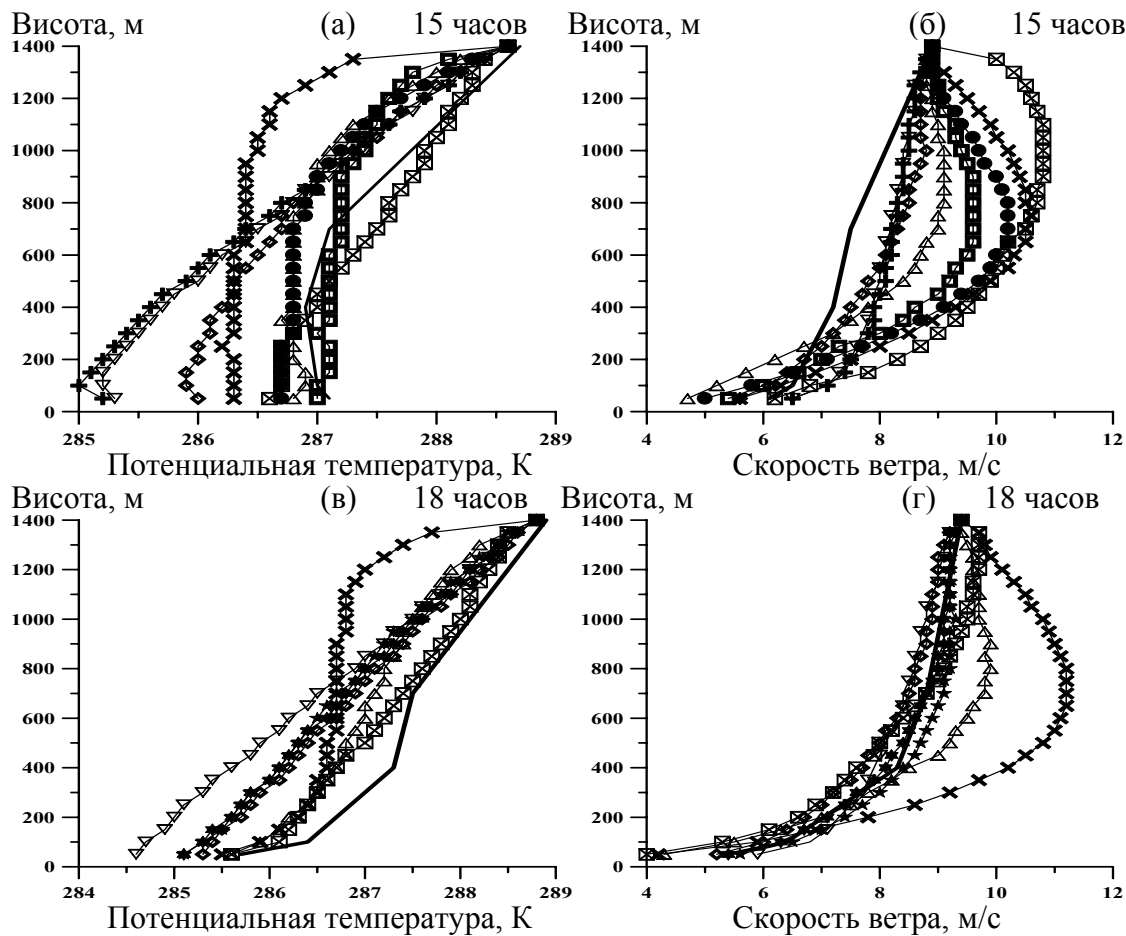


Рис. 5 – Осредненные профили фактических (сплошная черная кривая) и рассчитанных (E0 - \oplus , E1 - \diamond , E2 - \square , E4 - \bullet , E5 - \triangle , E6 - ∇ , E8 - \times , E9 - \star , E10 - \blackstar , E11 - \boxtimes) потенциальной температуры (слева) и скорости ветра (справа) за сроки 15 (сверху) и 18 (снизу) часов.

В срок 18 часов наилучшее согласие рассчитанной и фактической потенциальной температуры (рис. 5 в) присуще эксперименту E11 ("b - ϵ " - модель 1,5 порядка замыкания). В полной мере кривизна фактического профиля моделью E11 не воспроизвелась, но в слое 50-100 м смоделировался правильный вертикальный градиент, который с высотой немного уменьшается и является почти постоянным в остальной части ПСА. Это повлекло за собой некоторое отклонение от фактического профиля температуры, которое составило величину около $0,5^\circ \text{K}$. В слое 0-400 метров высоким согласием также характеризуются модельные профили из экспериментов E5 и E8 (1,5 порядок "b-l" замыкания), которые выше показывают занижение на $0,5^\circ \text{K}$ в E5 и $1,5^\circ \text{K}$ в E8. Модель из E8 как в срок 15 часов, так и в срок 18 часов, несмотря на разные режимы турбулентности, неизменно воспроизводит хорошо перемешанный пограничный слой по температуре. Остальные модели воспроизводят линейные изменения потенциальной температуры с высотой с занижением до 2°K в нижней части ПСА.

Модельные профили скорости ветра (рис. 5 г) почти всех экспериментов, кроме E8, показывают высокое согласие с фактическим профилем. Абсолютная ошибка здесь составляет величину около 1 м/с.

Анализ полученных результатов расчета по 11 экспериментам показал, что для успешного воспроизведения всего многообразия термодинамической структуры ПСА на

протяжении суток над сушей необходимо применять разные схемы параметризации турбулентных процессов. В качестве 12 эксперимента нами была использована синтезированная модель описания турбулентности ПСА, в которой в зависимости от времени суток использовалась такая схема параметризации турбулентности, которая показала наилучшее согласие с данными измерений по результатам сравнения. Таким образом, в период с 19:30 до 7:30 было предложено использовать схему параметризации из E2, с 7:30 до 10:30 и с 16:30 до 19:30 – из E9, с 10:30 до 16:30 – из E5. В результате были получены следующие статистические характеристики согласия результатов расчета с данными наблюдений (табл. 4)

Таблица 4 - Коэффициенты корреляции (верхнее число) и различия (нижнее число) для потенциальной температуры и скорости ветра на разных уровнях в ПСА, полученные из эксперимента E12, за все сроки наблюдений

Метеорол. величина	Высота, м	Время суток, часы							
		3	6	9	12	15	18	21	24
T	50	0.69 0.25	0.69 0.22	0.92 0.18	0.97 0.15	0.94 0.21	0.94 0.18	0.86 0.15	0.80 0.13
	100	0.66 0.17	0.63 0.17	0.85 0.21	0.96 0.18	0.94 0.18	0.95 0.21	0.88 0.26	0.71 0.28
	400	0.84 0.25	0.70 0.36	0.79 0.26	0.94 0.15	0.93 0.18	0.93 0.18	0.90 0.26	0.85 0.18
	700	0.84 0.14	0.76 0.19	0.86 0.15	0.80 0.26	0.92 0.11	0.94 0.13	0.92 0.15	0.80 0.23
V	50	0.51 0.28	0.55 0.21	0.61 0.36	0.53 0.35	0.74 0.29	0.40 0.31	0.70 0.26	0.70 0.28
	100	0.54 0.18	0.54 0.18	0.58 0.44	0.54 0.35	0.74 0.26	0.49 0.21	0.75 0.23	0.74 0.26
	400	0.69 0.23	0.75 0.18	0.68 0.33	0.67 0.25	0.84 0.16	0.77 0.21	0.84 0.21	0.82 0.28
	700	0.79 0.18	0.83 0.28	0.86 0.21	0.73 0.20	0.85 0.13	0.87 0.23	0.90 0.23	0.87 0.21

Коэффициент корреляции для потенциальной температуры воздуха в ночные сроки несколько ниже, чем в дневные. Но в каждом из сроков отмечается увеличение его с высотой. Корреляционная связь на всех уровнях во все моменты времени является статистически значимой, а коэффициенты различия – ниже 0,30, кроме срока 6 часов на уровне 400 м, где он составляет величину 0,36. По сравнению с коэффициентами корреляции для температуры ($r_{xy} = 0,63 - 0,97$) коэффициенты корреляции для скорости ветра характеризуются меньшими значениями ($r_{xy} = 0,40 - 0,90$). Наихудшим согласием с данными наблюдений характеризуется срок 9 часов. Здесь коэффициенты различия могут принимать значения около 0,40.

Выводы:

1. Несмотря на применение специальных подходов для определения коэффициентов турбулентности при устойчивом ПСА, в сроки 3 и 6 часов почти все эксперименты, кроме E2 и E4 (модели первого порядка замыкания), показали по скорости ветра низкую корреляционную связь с данными наблюдений при хорошей связи по температуре воздуха. По-видимому, этот вопрос требует дополнительного исследования.

2. Хорошо перемешанный ПСА может неплохо описываться моделями 1,5 порядка замыкания, в которых применяют простейшие выражения для определения пути перемешивания, а также модели первого порядка замыкания.

3. Структура ПСА в переходные периоды суток (вечер и утро) воспроизводится с достаточной точностью с помощью модели первого порядка замыкания с применением формул для коэффициентов турбулентности, полученных из модели высокого порядка замыкания [1].

4. Эксперимент (E12), в котором было использовано синтезированное описание турбулентности по результатам 11 экспериментов в разное время суток, показал хорошее согласие с натурными данными.

Список литературы

1. Зилитинкевич С.С., Эльперин Т., Клиорин Н., Рогачевский И. Замыкание уравнений Рейнольдса для устойчиво стратифицированных турбулентных течений в атмосфере и океане // Украинський гідрометеорологічний журнал. - 2009. - № 4. - С. 75-102.
2. Cuxart J., Holtslag A.A.M., Beare R.J., Bazile E., Beljaars A. and atc. Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer // Boundary-Layer Meteorology. – 2006. - N 118. – P. 273-303.
3. Демченко П.Ф. Параметризация высоты планетарного пограничного слоя при переходе к устойчивой стратификации // Мат. моделирование процессов в пограничных слоях атмосферы и океана. – М., 1989. – С. 23-26.
4. Chimonas G. Steps, waves and turbulence in the stably stratified planetary boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. – 1999. - 90, N 3. – P. 397-421.
5. Zilitinkevich S.S., Esau I.N. On integral measures of the neutral barotropic planetary boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. – 2002. - 104, N 3. – P. 371-379.
6. Malbakhov V.M., Shlychkov V.A. Numerical modeling of a coherent structures ensemble with convection in the atmospheric boundary layer // Bull. Novosib. Comput. Cent. Ser. Numer. Model. Atmos., Ocean and Environ. Stud. – 2001. – N 7. – P. 35-41.
7. Mitzeva Rumjana, Gerova Gerdana Numerical study of the heat and moisture exchange in the morning boundary layer // Idojaras. – 2000. – 104, N2. – P. 109-122.
8. Letzel Maraus Oliver, Raosch Siegfried Large eddy simulation of thermally induced oscillations in the convective boundary layer // J. Atmos. Sci. – 2003. - 60, N 18. – P. 2328-2341.
9. Weng Wensong, Taylor Peter A. On modeling the one-dimensional atmospheric boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. – 2003. – 107, N2. – P. 371-400.
10. Clarke R.H., Dyer A.J., Brook R.R., Reid D.G., Troup A.J. The Wangara experiment: boundary layer data //
11. Сухоруков В.А. Иерархия моделей вертикального турбулентного обмена в океане / В.А. Сухоруков, Н.В. Дмитриев, С.Н. Лихачев // Метеорология и гидрология. – 1990. - № 10. – С. 74-82.
12. Дмитриев Н.В., Лихачев С.М. Численные эксперименты с нестационарной моделью взаимодействующих слоев атмосферы и океана // Математические модели в исследовании динамики океана. – Новосибирск: ВЦ СОАН СССР, 1992. - С.51-64.
13. Колинко А.В. Статистическая структура крупномасштабных океанологических полей на Ньюфаундленском энергетическом полигоне // Метеорология и гидрология. - 1990. – № 8. – с. 102–107.

Апробація чисельної моделі граничного шару атмосфери на базі даних експеримента Wangara.

Казаків О.Л., Іванова О.В.

На підставі даних експерименту Wangara зроблена апробація одновимірної чисельної моделі граничного шару атмосфери (ГША) з метою встановлення його термодинамічної структури у різні часи доби над суходолом. Система рівнянь моделі була замкнена або з різним порядком замикання (першим або 1.5) або різними засобами ("b-l" або "b-ε"). Серед моделей першого порядку замикання були такі, що були створені за допомогою моделі високого рівня замикання, тобто з використання рівняння кінетичної енергії вертикальних пульсацій швидкості для стійко-стратифікованого граничного шару. Всього було виконано 12 експериментів, наведен аналіз якісної та кількісної відповідності результатів розрахунків натурним даним.

Ключові слова: граничний шар, одновимірна модель, термодинамічна структура, турбулентність, "b-l" та "b-ε" замкнення, шлях перемішування, коефіцієнти кореляції та розбугу.

The approbating of an atmospheric boundary layer model with the Wangara experiment data.

Kazakov A.L., Ivanova E.V.

The approbating of an atmospheric boundary layer one-dimensional numerical model to reproduce its thermodynamic structure over land at some ones of twenty four hours, was made. The model equations system, firstly, with different closing orders, secondly, with the different closing methods, was closed. There are such models amongst the first-order ones, in which the diagnostic equations of the turbulent coefficients from higher-order scheme [1], in which it was demanded to use the kinetic turbulent energy of the vertical velocity fluctuations on the condition, that the stable boundary layer was, were received. Twelve experiments were conducted in all. The detail analysis of the qualitative and quantitative agreement between the model results and fact data, was made.

Key words: the boundary layer, the one-dimensional model, the thermodynamic structure, the turbulence, "b-l" and "b-ε" closures, the mixing length, the coefficients of difference and correlation.