

УДК 532.517.4; 551.511.32

RANS-МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕМЕЖАЮЩЕЙСЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ТЕРМИЧЕСКИ УСТОЙЧИВО СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

А. Ф. Курбацкий^{*,**}, Л. И. Курбацкая^{***}

* Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск

** Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

*** Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
630090 Новосибирск

E-mails: kurbat@itam.nsc.ru, L.Kurbatskaya@ommgp.sccc.ru

С использованием RANS-схемы турбулентности, учитывающей влияние внутренних гравитационных волн, исследуются структура течения и статистические закономерности турбулентного устойчиво стратифицированного пограничного слоя. Анализируется возможность описания в рамках RANS-приближения перемежающейся турбулентности как вблизи поверхности, так и над ней в окрестности струйного течения низкого уровня, формирующегося над пограничным слоем. Обсуждается роль процессов турбулентной диффузии (статистических моментов третьего порядка) в генерации перемежающейся турбулентности. Показано, что результаты численного моделирования согласуются с результатами LES-моделирования и натурных наблюдений, также показано наличие перемежаемости кинетической энергии турбулентности как вблизи поверхности, так и над этой поверхностью в окрестности струйного течения низкого уровня.

Ключевые слова: турбулентность, перемежаемость, устойчивая стратификация, пограничный слой.

Введение. При охлаждении поверхности формируется термически устойчивый пограничный слой. Если при этом отсутствуют механизмы ускорения потока воздуха вблизи поверхности, генерация турбулентности может нейтрализоваться деструкцией, вызванной термически устойчивой стратификацией. Однако наблюдения показывают, что и в этих условиях фиксируются локализованные явления взрывного характера. Поэтому особенность устойчиво стратифицированных пограничных слоев обусловлена перемежающейся турбулентностью, которая характеризуется короткими периодами турбулентного состояния и промежуточными периодами относительно слабых флуктуаций. При не подавленных стратификацией вихрях на всех масштабах в периоды слабой турбулентности перемежающаяся турбулентность понимается как глобальная [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 13-05-00006, 12-01-00050, 11-01-00187), а также в рамках Интеграционного проекта СО РАН № 132, программ фундаментальных исследований Президиума РАН № 4 и Отделения математических наук № 3.

© Курбацкий А. Ф., Курбацкая Л. И., 2013

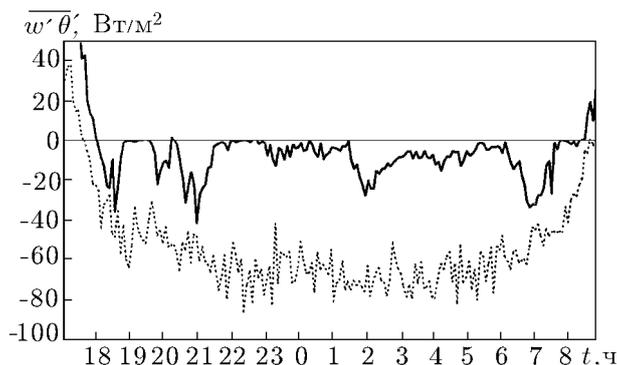


Рис. 1. Зависимость вертикального турбулентного потока тепла вблизи поверхности в условиях уменьшения ее температуры от времени: сплошная линия — малые скорости движения воздуха, пунктирная — большие скорости движения воздуха

На рис. 1 приведен пример глобальной перемежаемости (сплошная линия) из работы [2]: развитие во времени вертикального турбулентного потока тепла вблизи поверхности, измеренного в устойчиво стратифицированном пограничном слое, при относительно небольших скоростях движения воздуха. Видно, что периоды интенсивной турбулентности с большими отрицательными потоками тепла чередуются с более спокойными периодами с очень малыми потоками тепла. Прерывистая, перемежающаяся турбулентность обусловлена эволюцией осредненных полей скорости и температуры вблизи поверхности. На рис. 1 видно, что всплески турбулентности имеют непериодический характер. Регулярный характер перемежающейся турбулентности может быть результатом осцилляционного поведения средних величин [3]. Возникновение турбулентных всплесков вблизи поверхности можно объяснить тем, что при существенном уменьшении температуры поверхности термическая устойчивость и градиентное число Ричардсона могут увеличиваться быстрее, чем существующий сдвиг скорости [4]. Это приводит к отсоединению пограничного слоя от поверхности. Вследствие того что трение очень мало, силы давления начинают ускорять воздушную массу. Сдвиг увеличивается, вновь генерирует турбулентность (перемешивание), вследствие чего стратификация и сдвиг быстро уменьшаются, а дальнейшее охлаждение поверхности вновь интенсифицирует стратификацию, вызывая рост числа Ричардсона, что ведет к подавлению турбулентности. Затем процесс повторяется. Этим может быть обусловлен перемежающийся характер турбулентности. Какой механизм действует при генерации турбулентности в окрестности струйного течения нижнего уровня (так называемая поднятая турбулентность), остается невыясненным [3, 5].

В классическом устойчиво стратифицированном пограничном слое турбулентность генерируется вблизи поверхности и транспортируется вверх. В неклассическом устойчиво стратифицированном пограничном слое турбулентность может также генерироваться формирующимся в верхней части устойчивого пограничного слоя струйным течением (струей низкого уровня [6, 7]). Турбулентность генерируется за счет сдвига скорости на нижней ветви струи, а также на верхней ветви струи. “Поднятая” над поверхностью турбулентность моделировалась численно в работах [8, 9]. В [9] перемежающиеся турбулентные всплески, индуцируемые струей низкого уровня, моделировались с использованием LES-метода с заданным на основе экспериментальных данных потоком тепла на поверхности. В [10] перемежающийся характер турбулентности в сильно устойчивом неклассическом пограничном слое $\overline{(w'\theta')}_s = -0,05 \text{ К} \cdot \text{м/с}$ (большие отрицательные потоки тепла на по-

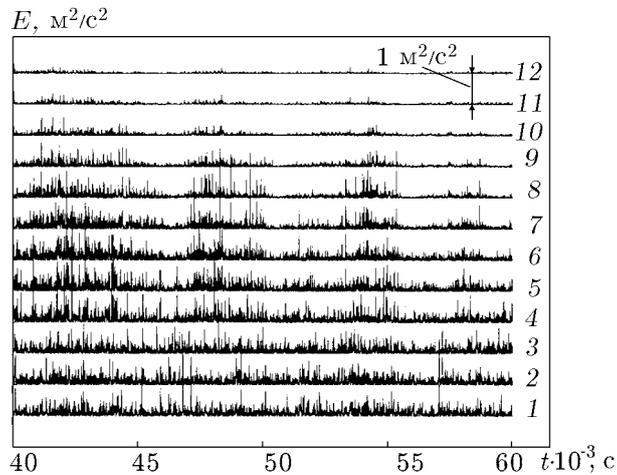


Рис. 2. Зависимость перемежающейся кинетической энергии турбулентности E от времени в случае сильно устойчивого пограничного слоя [10] на различных расстояниях от поверхности:

1 — $z/h = 0,1$, 2 — $z/h = 0,2$, 3 — $z/h = 0,3$, 4 — $z/h = 0,4$, 5 — $z/h = 0,5$, 6 — $z/h = 0,6$, 7 — $z/h = 0,7$, 8 — $z/h = 0,8$, 9 — $z/h = 0,9$, 10 — $z/h = 1,0$, 11 — $z/h = 1,1$, 12 — $z/h = 1,2$ (z — вертикальная координата; h — высота пограничного слоя, определяемая расстоянием от поверхности до максимума скорости струи)

верхности) также получен с привлечением LES-метода (метода моделирования турбулентности с выделением крупных вихрей). Для квазиустановившегося состояния пограничного слоя численные результаты свидетельствуют о перемежающемся характере кинетической энергии турбулентности $E = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$, причем с большей вероятностью возникают всплески турбулентности в области ниже струи (рис. 2).

Перемежающийся характер турбулентности исследовался также с использованием RANS-метода. В работе [11] применялась схема турбулентности с замыканием на уровне вторых моментов (вариант двухпараметрической $(E-\varepsilon)$ -модели турбулентности). При заданном постоянном отрицательном потоке тепла на поверхности осцилляционное изменение кинетической энергии турбулентности (КЭТ) с периодом, равным примерно 40 мин, фиксировалось в верхней части струи низкого уровня. Однако перемежаемость, наблюдаемая в натуральных экспериментах вблизи поверхности, не была воспроизведена. В [12] моделирование перемежающейся турбулентности вблизи поверхности проведено с использованием RANS-схемы турбулентности: упрощенного уравнения баланса КЭТ и стандартного представления для турбулентной вязкости. В отличие от [3] непериодический характер перемежающейся турбулентности воспроизведен вблизи поверхности для температуры и турбулентной скорости трения. Следует отметить, что в традиционном подходе, применявшемся для исследования (и моделирования) глобальной перемежаемости, интенсивность турбулентности связывалась с атмосферной устойчивостью с помощью функций устойчивости, как правило, зависящих от градиентного числа Ричардсона [13]. С точки зрения динамики использование этих функций приводит к уменьшению числа степеней свободы системы, поскольку интенсивность турбулентности и атмосферная устойчивость оказываются связанными простым соотношением. Это ограничивает возможность моделирования сложного поведения перемежаемости турбулентности.

В настоящей работе исследуется возможность использования RANS-схемы турбулентности высокого уровня замыкания при воспроизведении перемежающегося характера турбулентности в устойчиво стратифицированном пограничном слое как вблизи поверхности, так и в окрестности струйного течения в верхней части пограничного слоя. В трехпараметрической RANS-схеме турбулентности [14] не используются функции устойчивости, которые “включают” возникновение перемежаемости [3], точнее, осцилляционное поведение характеристик течения. При данном подходе КЭТ, скорость ее спектрального расходования (диссипация) и турбулентная потенциальная энергия (выраженная через дисперсию температурных флуктуаций) являются искомыми переменными. Результаты проведенных вычислительных тестов чувствительности, полученные по трехпараметрической RANS-схеме турбулентности, сопоставляются с данными наблюдений и результатами численных расчетов, полученными LES- и DNS-методами при одном и том же потоке тепла на поверхности.

1. RANS-схема турбулентности: вихревые потоки импульса и тепла. Определяющие уравнения трехпараметрической $(E-\varepsilon-\overline{\theta'^2})$ -модели геофизической турбулентности, выражения для турбулентных потоков импульса $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$ и тепла $\overline{\theta'w'}$, структура вихревых коэффициентов диффузии импульса K_m и тепла K_h , а также граничные условия для кинетической энергии турбулентности E , скорости ее спектрального расходования ε и дисперсии температурных флуктуаций $\overline{\theta'^2}$ приведены в [14, 15].

Параметризации турбулентных потоков импульса и тепла в трехпараметрической RANS-схеме турбулентности, в которой учитывается влияние внутренних гравитационных волн на перенос импульса, имеют вид градиентной диффузии [14]:

$$(\overline{u'w'}, \overline{v'w'}) = -K_m \left(\frac{\partial U}{\partial z}, \frac{\partial V}{\partial z} \right); \quad (1)$$

$$\overline{\theta'w'} = -K_h \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \gamma_c; \quad (2)$$

$$K_m = E\tau S_m, \quad K_h = E\tau S_h. \quad (3)$$

Здесь $\gamma_c = \gamma_c(G_m, G_h, \beta\overline{\theta'^2})$ — температурный противогradient; $S_m = f_m(G_h, \beta\overline{\theta'^2})/D$, $S_h = f_h(G_h)/D$ — структурные функции; $G_m \equiv (\tau S)^2$; $G_h \equiv (\tau N)^2$; $D = D(G_m, G_h)$; $\tau = E\varepsilon^{-1}$ — интегральный масштаб турбулентности; $E = \overline{u'u'}/2$ — КЭТ; ε — скорость диссипации КЭТ; $\overline{\theta'^2}$ — дисперсия температурных флуктуаций. Более подробно функции S_m , S_h , γ_c , D рассмотрены в [14, 15]. (В двухпараметрическом $(E-\varepsilon)$ -варианте схемы турбулентности, когда уравнение переноса для дисперсии температурных флуктуаций $\overline{\theta'^2}$ исключено, противогradient γ_c в (2) отсутствует.)

Моделирование стратифицированной турбулентности геофизических течений с использованием того или иного RANS-приближения требует физически корректного учета воздействия плавучести (стратификации) на вихревое перемешивание импульса и тепла. Это влияние должно быть в явной форме отражено в параметризациях для вихревых коэффициентов диффузии импульса K_m и тепла K_h . В рассматриваемой трехпараметрической модели влияние плавучести через структурные функции S_m и S_h явным образом входит в выражения для вихревых коэффициентов диффузии импульса и тепла (3).

Для описания сильно устойчивого пограничного слоя требуется коррекция трехпараметрической модели турбулентности, поскольку при существенно подавленном стратификацией вертикальном вихревом переносе гравитационные волны могут эффективно переносить импульс, но не тепло [14]. В улучшенном варианте модели [14] используется модифицированное выражение для масштаба времени турбулентного температурного поля $\tau_{p\theta}$. Этот временной масштаб релаксационной части модели корреляции давление —

градиент температуры в уравнении переноса для турбулентного потока тепла $\overline{w'\theta'}$ содержит частоту внутренних гравитационных волн [16]:

$$\tau_{p\theta} = \tau / (1 + a\tau^2 N^2).$$

Здесь N — частота Брента — Вэйсяля ($N^2 = \beta g (\partial\Theta/\partial z)$); $a = 0,16$ при $N^2 > 0$, $a = 0$ при $N^2 < 0$. Такая модификация позволяет учесть воздействие внутренних волн на вертикальный перенос импульса.

Параметризации вихревых потоков импульса и тепла зависят от трех параметров: кинетической энергии турбулентности E , скорости ее диссипации ε и дисперсии температурных флуктуаций $\overline{\theta'^2}$, которые находятся из решения трех замкнутых уравнений переноса, приведенных в п. 2.

2. Определяющие уравнения RANS-схемы турбулентности. Определяющая система уравнений для описания эволюции планетарного пограничного слоя имеет вид

$$\frac{\partial U}{\partial t} = f(V - V_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -f(U - U_g) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{\theta'w'}}{\partial z}. \quad (6)$$

Здесь U, V — компоненты средней горизонтальной скорости; Θ — отклонение потенциальной температуры от стандартного значения; f — параметр Кориолиса; U_g, V_g — компоненты скорости геострофического ветра; $\overline{u'w'}, \overline{v'w'}$ — компоненты турбулентных напряжений (турбулентного потока импульса) в направлениях U, V соответственно; $\overline{\theta'w'}$ — вертикальный турбулентный поток тепла.

Уравнения переноса для параметров $E, \varepsilon, \overline{\theta'^2}$ трехпараметрической RANS-схемы геофизической турбулентности представим в индексном виде [15]

$$\frac{DE}{Dt} + \frac{1}{2} D_{ii} = -\tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \beta_i h_i - \varepsilon; \quad (7)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} + D_\varepsilon = -\frac{\varepsilon}{\tau} \left(\psi_0 + \psi_1 \frac{b_{ij}}{\varepsilon} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \psi_2 \frac{\beta_i}{\varepsilon} \langle \theta u_i \rangle + \psi_3 \beta_j \frac{2E}{\varepsilon} \langle \theta u_i \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right); \quad (8)$$

$$\frac{D}{Dt} \langle \theta^2 \rangle + D_\theta = -2h_i \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} - 2\varepsilon_\theta. \quad (9)$$

В уравнениях (7)–(9) для членов, описывающих турбулентную диффузию (статистические моменты третьего порядка), приняты простые аппроксимации градиентной диффузии:

$$\frac{1}{2} D_{ii} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{c_\mu}{\sigma_E} \frac{E^2}{\varepsilon} \frac{\partial E}{\partial x_i} \right),$$

$$D_\varepsilon = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{c_\mu}{\sigma_\varepsilon} \frac{E^2}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right), \quad D_\theta = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{c_\mu}{\sigma_\theta} \frac{E^2}{\varepsilon} \frac{\partial \langle \theta^2 \rangle}{\partial x_i} \right),$$

где $\sigma_E, \sigma_\varepsilon$ — постоянные числа Прандтля; $c_\mu = 0,09$ — значение константы в выражении для турбулентной вязкости $K_m = c_\mu E^2 / \varepsilon$ в “стандартной” ($E-\varepsilon$)-модели турбулентности.

В рассматриваемой задаче для пограничного слоя (4)–(6) диффузионные члены в уравнениях баланса для КЭТ и скорости ее диссипации имеют вид

$$\frac{1}{2} D_{zz} \equiv \frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{w'E'} + \frac{\overline{p'w'}}{\rho_0} \right] = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c_\mu}{\sigma_E} \frac{E^2}{\varepsilon} \frac{\partial E}{\partial z} \right); \quad (10)$$

$$D_\varepsilon = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{c_\mu}{\sigma_\varepsilon} \frac{E^2}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right). \quad (11)$$

В случае устойчиво стратифицированной турбулентности σ_E не имеет фиксированного значения: например, в [17] принято $\sigma_E = 1$, такое же значение использовалось в [18], в [19] значение $\sigma_E = 0,5$. В предположении, что в выражении (10) дивергенция $\partial(w'E')/\partial z$ может быть параметризована моделью градиентной диффузии

$$-\frac{\partial(\overline{w'E'})}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{K_m}{\sigma_E} \frac{\partial E}{\partial z} \right],$$

а диффузия давления является фиксированной составляющей дивергенции $\partial(\overline{w'E'})/\partial z$, турбулентное число Прандтля σ_E должно быть меньше единицы, в случае если оба члена в (10) имеют одинаковый знак, и больше единицы, в случае если знаки различны. Лабораторные [20] и LES-данные [21, 22] свидетельствуют о том, что в конвективном пограничном слое члены в левой части соотношения (10), как правило, имеют противоположные знаки. В условиях устойчивой стратификации значения этих членов меньше, чем в конвективном пограничном слое, однако в работе [23] отмечается, что, несмотря на малые значения, члены турбулентной диффузии в (10) имеют различные знаки вблизи поверхности. Проведенные вычислительные эксперименты подтвердили правильность выбора (см., например, [12]) большего значения турбулентного числа Прандтля ($\sigma_E = 2,5$) для воспроизведения перемежающейся турбулентности. Согласно (12) при $\sigma_E = 0,95$ ускоренная вертикальная турбулентная диффузия действительно сглаживает турбулентные всплески и для воспроизведения перемежающейся турбулентности вблизи поверхности требуется, по-видимому, большее значение числа Прандтля. Для определения параметра σ_ε в (8), как правило, для нейтрального пограничного слоя принимается гипотеза о локальном равновесии (порождение турбулентности равно ее диссипации) применительно к уравнению баланса КЭТ (7) [17]. Это означает, что членами, описывающими турбулентную диффузию, т. е. дивергенцию, пренебрегается как величинами малого порядка. С использованием данной гипотезы из ε -уравнения стандартного вида можно определить [17] связь σ_ε с другими (известными) численными константами этого уравнения. Рассмотренная выше роль вертикальной турбулентной диффузии в формировании перемежающейся турбулентности в (сильно) устойчивом пограничном слое исключает возможность применения указанной гипотезы для вычисления значения турбулентного числа Прандтля σ_ε в ε -уравнении. Выбор полученного с использованием численной оптимизации значения $\sigma_\varepsilon = 0,4$ обусловлен следующим. Уравнения баланса КЭТ (7) и скорости ее диссипации (8) имеют одинаковую структуру баланса между адвекцией, генерацией (сдвигом и плавучестью), диссипацией КЭТ (деструкцией диссипации) и турбулентной диффузией КЭТ (10) и диссипацией (11). Поэтому при выборе значения числа Прандтля в уравнении баланса КЭТ ($\sigma_E = 2,5$ вместо стандартного значения $\sigma_E = 0,95$), необходимо также выбрать скорость вертикальной диффузии

$$-\frac{\partial(\overline{w'\varepsilon'})}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{K_M}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right]$$

в ε -уравнении (8), используя значение турбулентного числа Прандтля $\sigma_\varepsilon = 0,4$ (вместо стандартного значения $\sigma_\varepsilon = 1,45$).

3. Результаты численных расчетов. Цель вычислительного эксперимента — определить способность трехпараметрической RANS-схемы турбулентности к воспроизведению перемежающейся турбулентности как вблизи твердой поверхности, так и “поднятой” над ней турбулентности, генерируемой струйным течением низкого уровня в термически устойчиво стратифицированном пограничном слое. Вычисления проводились в два

этапа. На первом этапе уравнения (4)–(9) интегрировались в течение 14 ч до достижения пограничным слоем квазиустановившегося состояния и формирования в верхней его части струи низкого уровня. Для сравнения с результатами LES-моделирования [10] на поверхности задавался постоянный турбулентный поток тепла $(\overline{w'\theta'})_s = -0,05 \text{ К} \cdot \text{м/с}$. Как и в [10], использовалась однородная расчетная сетка с разрешением 3,125 м в вертикальном направлении. Течение в пограничном слое инициируется заданием геострофического ветра ($U_g = 10 \text{ м/с}$, $V_g = 0$). Однородный по высоте начальный профиль горизонтальной составляющей скорости U полагался равным горизонтальной составляющей скорости геострофического ветра U_g . Профиль потенциальной температуры задавался постоянным до достижения высоты 100 м, затем температура увеличивалась со скоростью 0,01 К/м. Значение аэродинамической шероховатости $z_0 = 0,1 \text{ м}$. При этом влажность не учитывалась. Начальные поля турбулентных величин (E , ε , $\overline{\theta'^2}$) задавались в виде малых “фоновых” значений. На верхней границе пограничного слоя для всех искомых функций, кроме температуры, использовались условия Неймана, для температуры граничное значение определено условием сохранения градиента потенциальной температуры в ближайших к границе узлах вычислительной сетки. На нижней границе использовалось конечно-разностное граничное условие [15], связывающее компоненты скорости в двух первых узлах разностной сетки по вертикали. Для турбулентных величин E , ε , $\overline{\theta'^2}$ граничное условие задавалось в первом, ближайшем к поверхности, узле сетки, расположенном на расстоянии $\Delta z/2$ (Δz — шаг сетки в вертикальном направлении). Турбулентные величины на нижней границе задавались с использованием теории подобия Мони́на — Обухова и безытерационной процедуры для вычисления масштаба Мони́на — Обухова. Для решения определяющих уравнений турбулентного пограничного слоя использован полунявный конечно-разностный метод (вторая схема с разностями против потока [24]) на смещенной сетке.

На первом этапе вычислительного эксперимента формируется турбулентность устойчивого пограничного слоя со струйным профилем скорости, близким к наблюдаемому профилю скорости (см., например, рис. 1 в [11]). В работе [11] перемежающаяся турбулентность воспроизводилась при задании в качестве начального условия для скорости и скорости геострофического ветра струйного профиля скорости, полученного при натурных наблюдениях. Вычисленный на первом этапе струйный профиль скорости рассматривался в качестве начального, и система уравнений (4)–(9) вновь интегрировалась до достижения пограничным слоем квазиустановившегося состояния при коррекции вертикальной турбулентной диффузии в (E, ε)-уравнениях (7), (8) согласно параметризациям (10), (11).

3.1. *Вертикальные профили скорости и температуры.* Рассмотрим результаты численного моделирования для периода, когда пограничный слой находится в квазиустановившемся состоянии [7].

Вертикальные профили скорости и потенциальной температуры в квазиустановившемся состоянии (после 9 ч интегрирования) представлены на рис. 3. Струя низкого уровня расположена в верхней части пограничного слоя. Расстояние от поверхности, на котором скорость принимает максимальное значение (тонкая сплошная линия на рис. 3, *a*), можно рассматривать как толщину пограничного слоя, которая уменьшается при сильной устойчивости вследствие большего ограничения турбулентного переноса. Профиль скорости имеет нестабильный характер. Это может быть обусловлено взрывными порождениями турбулентности (рис. 4, 5), возникающими после прохождения системой критического значения градиентного числа Ричардсона, что позволяет действовать механизму перемешивания. Охлаждение поверхности стратифицирует слой, и процесс повторяется. Следует отметить, что даже если поток тепла стационарный, поведение течения нестационарное. Каждый временной шаг соответствует другому моменту цикла.

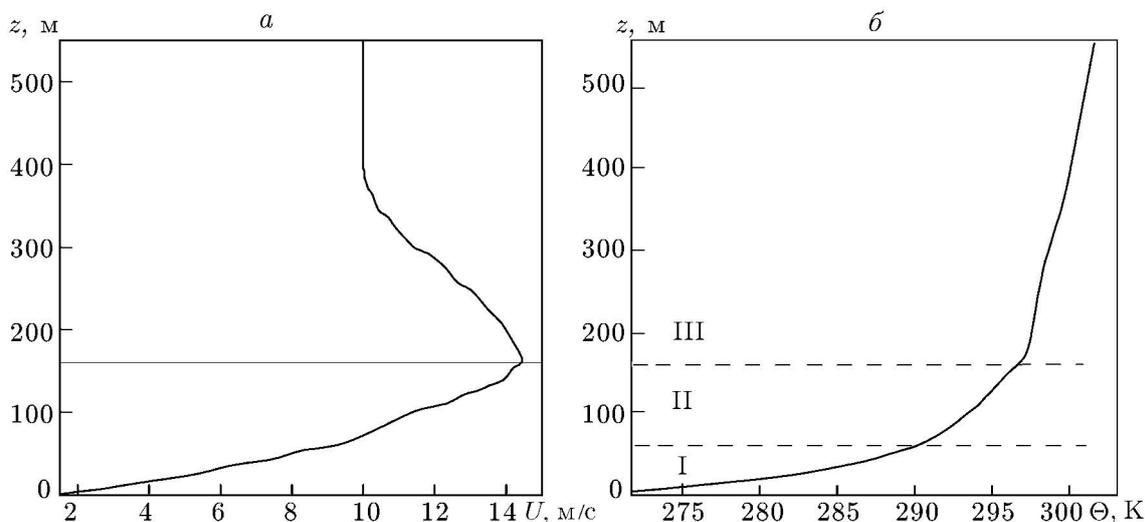


Рис. 3. Струйный профиль скорости (*a*) и профиль потенциальной температуры (*б*) в квазиустановившемся сильно устойчивом пограничном слое:

I — область сильного температурного градиента, II — область слабого градиента, простирающаяся до носика струи, III — область слабого градиента температуры

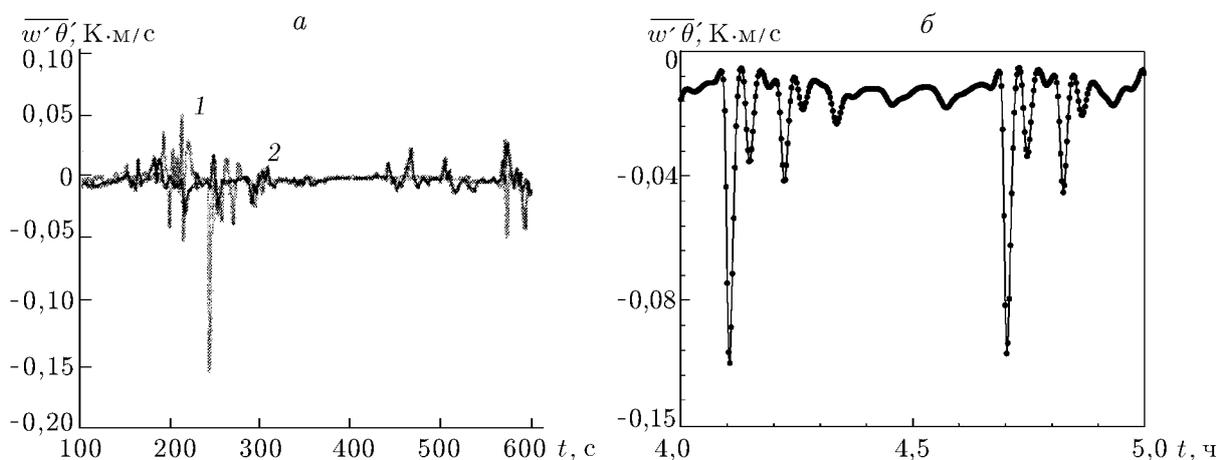


Рис. 4. Зависимость перемежающегося турбулентного потока тепла от времени над подстилающей поверхностью:

a — данные работы [27] (1 — $z = 1,5$ м; 2 — $z = 11$ м), *б* — расчет, выполненный в настоящей работе ($z = 1,5625$ м)

На рис. 3, *б* хорошо видны три зоны [9]: прилегающая к поверхности область I с сильным градиентом температуры, область II слабого градиента температуры, простирающаяся до носика струи, и, наконец, область III малого градиента температуры.

3.2. *Турбулентное число Прандтля.* Турбулентное число Прандтля характеризует относительную интенсивность переноса импульса и тепла при турбулентном перемешивании. Этот безразмерный параметр, применяемый для параметризации потока в устойчивом пограничном слое [25], априори формулируется [26] как зависящая от устойчивости пограничного слоя константа. В трехпараметрической RANS-схеме турбулентности вихревые коэффициенты импульса и тепла вычисляются независимо (т. е. значение P_{rT} не задается заранее). Профиль числа Прандтля P_{rT} в устойчивом пограничном слое, вычисленный

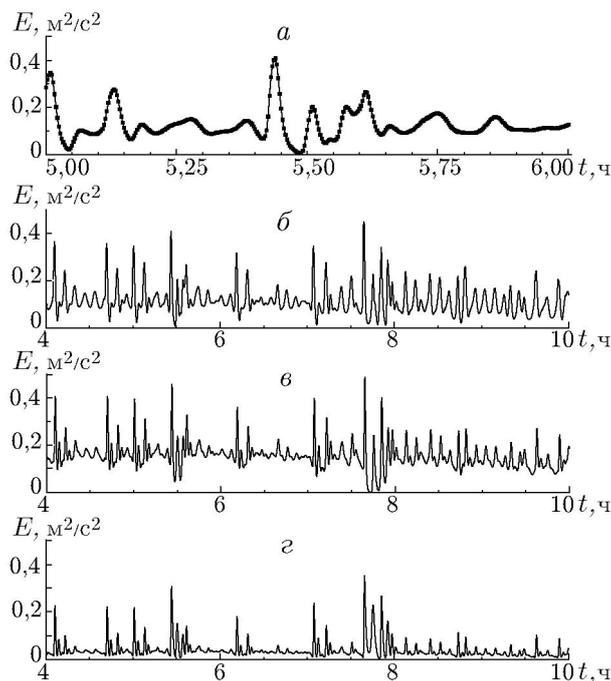


Рис. 5. Зависимость кинетической энергии турбулентности от времени в сильно устойчивом пограничном слое, полученная при численном моделировании по RANS-схеме, на различных расстояниях от поверхности (шаг интегрирования по времени — 1 с, шаг сетки по вертикали — 3,125 м):

a — $z = 10,9375$ м (точки — моменты записи (с интервалом 10 с)), *б* — $z = 10,9375$ м,
в — $z = 7,8125$ м, *г* — $z = 4,6825$ м

с использованием RANS-схемы (кривая 1 на рис. 6, *a*), учитывающей влияние внутренних волн, эквивалентен профилю Pr_T (рис. 6, *б*), полученному при LES-моделировании [10] и DNS-моделировании [26]. Если влияние внутренних гравитационных волн на турбулентный перенос импульса в условиях устойчивой стратификации не учитывается, турбулентное число Прандтля не зависит от расстояния от поверхности (кривая 2 на рис. 6, *a*).

3.3. Перемежающаяся турбулентность вблизи поверхности. Генерируемая вблизи поверхности перемежающаяся турбулентность описывается зависимостями от времени вертикального турбулентного потока тепла $w'\theta'$ (см. рис. 4), кинетической энергии турбулентности (рис. 5) и скорости турбулентного трения $u_* = \sqrt{(-\overline{u'w'})^2 + (-\overline{v'w'})^2}$ (рис. 7).

На рис. 4, *a* видно, что поток тепла, измеренный на расстоянии $z = 1,5$ м и $z = 11$ м от поверхности [27], имеет частые и большие отклонения от среднего, значение которого мало ($-0,002$ К · м/с). При очень устойчивых условиях средняя турбулентность мала и, таким образом, при любых периодах перемежающейся турбулентности отклонения могут быть существенными. На рис. 4, *б* показано изменение вертикального турбулентного потока тепла, полученное путем численного моделирования эволюции устойчивого пограничного слоя (до квазиустановившегося состояния) по трехпараметрической RANS-схеме турбулентности. Показан часовой интервал изменения для квазиустановившегося состояния пограничного слоя (после 9 ч интегрирования). Точками отмечены моменты записи с интервалом 10 с, что подтверждает воспроизводимость схемой локализованных больших отрицательных потоков тепла (шаг интегрирования по времени равен 1 с). Видно, что полученные результаты качественно хорошо согласуются с картиной развития турбулентного потока тепла вблизи поверхности, полученной в натуральных экспериментах [5] и с помощью CASES-99 [2] (см. рис. 1).

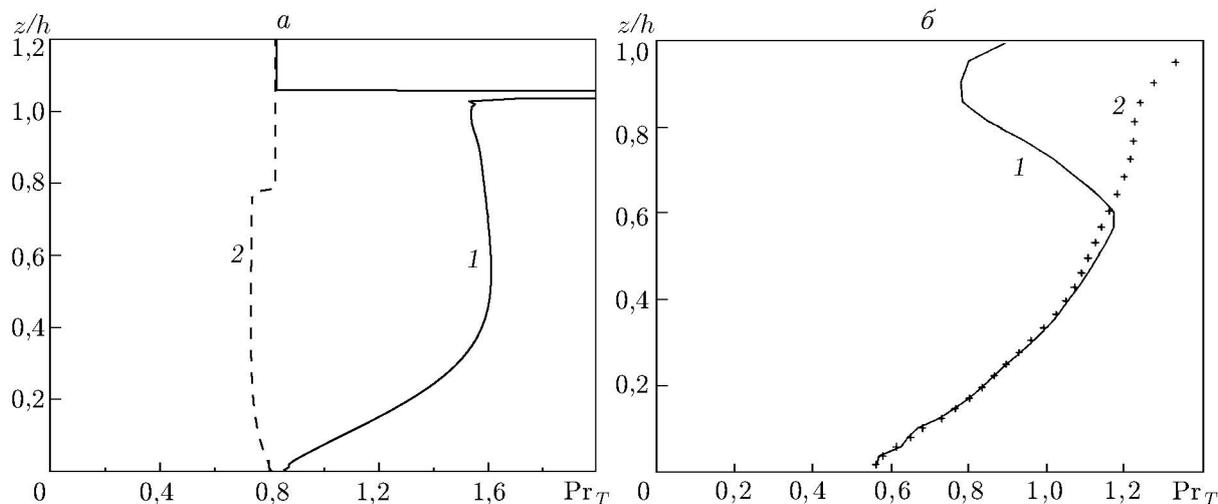


Рис. 6. Профили турбулентного числа Прандтля, вычисленные с использованием различных моделей:

a — RANS-схема (1 — с учетом влияния внутренних волн, 2 — без учета влияния внутренних волн), *б* — LES-моделирование [10] (1) и DNS-моделирование [26] (2)

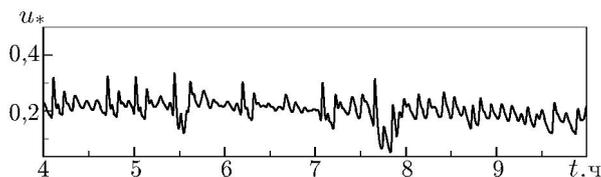


Рис. 7. Зависимость от времени турбулентной скорости трения в сильно устойчивом пограничном слое, полученная численным моделированием по трехпараметрической RANS-схеме турбулентности при $z = 1,5625$ м

Переменяющийся характер скорости турбулентного трения u_* на первом расчетном уровне ($\Delta z/2 = 1,5625$ м) показан на рис. 7 для шестичасового интервала изменения.

3.4. Низкоуровневая струя и “поднятая” турбулентность. Турбулентность, генерируемая сдвигом скорости в окрестности струи, численно моделировалась с использованием LES-схемы в [8, 9]. При высокой скорости охлаждения средний сдвиг существенно увеличивается внутри устойчивого пограничного слоя, что обусловлено уменьшением толщины этого слоя. Кроме того, интенсивность сдвига значительно увеличивается выше струи. При увеличении среднего сдвига может иметь место механическое порождение КЭТ. Однако скорость роста или затухания должна определяться при учете процесса деструкции плавучести.

На рис. 8 приведена зависимость перемежающейся КЭТ от времени, вычисленная по RANS-схеме турбулентности для квазиустановившегося состояния сильно устойчивого пограничного слоя при заданном постоянном отрицательном потоке тепла $(w'\theta')_s = -0,05$ К · м/с на поверхности. Несмотря на то что сдвиг возрастает как ниже, так и выше струи, всплески турбулентности с большей вероятностью возникают в области под струей. Такой вывод сделан и в работе [10] на основе анализа результатов моделирования (см. рис. 2). Наблюдаются протяженные периоды, когда КЭТ подавляется при сильно устойчивых условиях. Этот эффект существенно увеличивается по мере приближения к носу

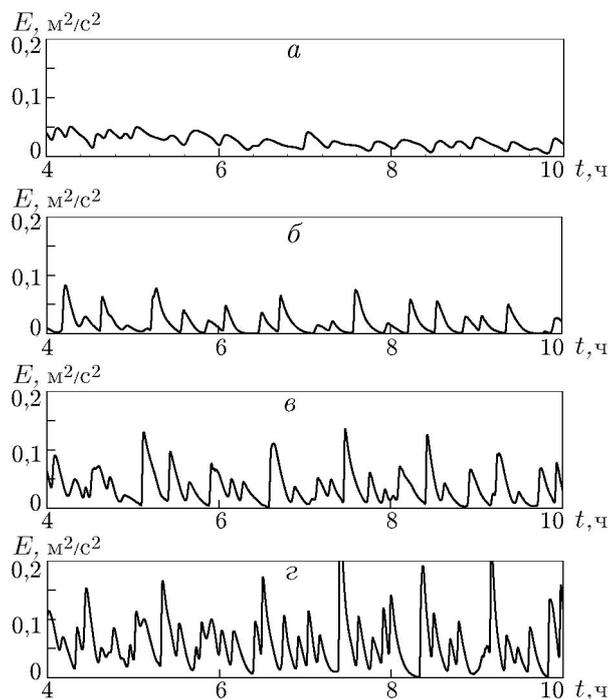


Рис. 8. Зависимость от времени кинетической энергии турбулентности над верхней ветвью струи (*a*) и на нижней ветви струи (*б-г*) в сильно устойчивом пограничном слое, полученная численным моделированием по трехпараметрической RANS-схеме турбулентности на различных расстояниях от поверхности: *a* — $z = 220$ м, *б* — $z = 150$ м, *в* — $z = 125$ м, *г* — $z = 100$ м

струи (максимуму скорости) (см. рис. 3, *a*). На рис. 2, 8 видно, что между “спокойными” периодами имеет место “взрывное” возрастание КЭТ в пределах достаточно малого промежутка времени. Также видно, что интенсивность порождения в области под струей выше, чем над струей. Такой вывод сделан также в [5] при анализе данных натуральных измерений в полевом эксперименте CASES-99.

Заключение. Анализ результатов проведенного исследования показывает, что для моделирования структуры турбулентности устойчиво-стратифицированного пограничного слоя наряду с LES-методом можно использовать RANS-метод. Вертикальный профиль турбулентного числа Прандтля, полученный по трехпараметрической RANS-схеме стратифицированной турбулентности и учитывающий влияние внутренних гравитационных волн для поддержания импульса течения в условиях сильной устойчивости [14], хорошо согласуется с результатами LES-и DNS-моделирования [10, 26]. Различия в поведении профиля, наблюдаемые в верхней части пограничного слоя, в слое гетерогенной температурной инверсии подтверждаются данными натуральных измерений [14]. Проведенные тесты чувствительности RANS-схемы при описании перемежающейся турбулентности показали существенную роль турбулентной диффузии (статистических моментов третьего порядка) в уравнениях баланса КЭТ и скорости ее спектрального расходования, поэтому их адекватная параметризация для устойчиво стратифицированного течения в пограничном слое требует дальнейшего исследования. Сравнение с результатами LES-моделирования [10] и данными наблюдений показывает, что обнаруживаемое присутствие перемежающейся турбулентности ниже струи [5] может быть воспроизведено и RANS-схемой. Это обусловлено увеличением сдвига в области под струей. В окрестности струйного течения низкого уровня турбулентность как вблизи поверхности, так и “поднятая” над ней имеет перемежающийся характер.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Mahrt L.** Stratified atmospheric boundary layers // *Boundary-Layer Meteorol.* 1999. V. 90. P. 375–396.
2. **Poulos G. S. D., Fritts C., Blumen W., Bach W. D.** CASES-99 field experiment: An overview // *Prepr. 14th symp. on boundary layer and turbulence, Aspen, CO, 7–11 Aug. 2000.* Boston: Amer. Meteorol. Soc., 2000. P. 618–621.
3. **Van de Weil B. J. H., Ronda R. J., Moene A. F., et al.** Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. Pt 1. A bulk model // *J. Atmospher. Sci.* 2002. V. 59. P. 942–958.
4. **Businger J. A.** Turbulent transfer in the atmospheric surface layer // *Proc. of the Workshop on micrometeorol.* Boston: Amer. Meteorol. Soc., 1973. P. 67–100.
5. **Sun J., Mahrt L., Banta R. M., Pichugina Y. L.** Turbulence regimes and turbulence intermittency in the stable boundary layer during CASES-99 // *J. Atmospher. Sci.* 2012. V. 69. P. 338–351.
6. **Курбацкий А. Ф., Курбацкая Л. И.** Структура поля ветра в устойчиво стратифицированном пограничном слое над шероховатой поверхностью // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2011. Т. 47, № 3. С. 308–316.
7. **Курбацкий А. Ф., Курбацкая Л. И.** Инерционная осцилляция в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое // *Оптика атмосферы и океана.* 2011. Т. 24, № 12. С. 1061–1065.
8. **Conangla L., Cuxart J.** On the turbulence in the upper part of the low-level jet: An experimental and numerical study // *Boundary-Layer Meteorol.* 2006. V. 118. P. 379–400.
9. **Cuxart J., Jimenez M. A.** Mixing processes in nocturnal low-level jet: An LES study // *J. Atmospher. Sci.* 2007. V. 64. P. 1666–1679.
10. **Zhou B., Chow F. K.** Large-eddy simulation of the stable boundary layer with explicit filtering and reconstruction turbulence modeling // *J. Atmospher. Sci.* 2011. V. 68. P. 2142–2155.
11. **Vukelic B., Cuxart J.** One-dimensional simulations of the stable boundary layer as observed in SABLES98 // *Prepr. 14th symp. on boundary layer and turbulence, Aspen, CO, 7–11 Aug. 2000.* Boston: Amer. Meteorol. Soc., 2000. P. 579–580.
12. **Costa F. D., Acevedo O. C., Mombach J. C. M., Degrazia G. A.** A simplified model for intermittent turbulence in the nocturnal boundary layer // *J. Atmospher. Sci.* 2011. V. 68. P. 1714–1729.
13. **Poulos G. S., Burns S. P.** An evaluation of bulk Ri-based surface layer flux formulas for stable and very stable conditions with intermittent turbulence // *J. Atmospher. Sci.* 2003. V. 60. P. 2523–2537.
14. **Курбацкий А. Ф., Курбацкая Л. И.** О турбулентном числе Прандтля в устойчиво стратифицированном атмосферном пограничном слое // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2010. Т. 46, № 2. С. 40–49.
15. **Курбацкий А. Ф., Курбацкая Л. И.** Трехпараметрическая модель турбулентности для атмосферного пограничного слоя над урбанизированной поверхностью // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2006. Т. 42, № 4. С. 476–494.
16. **Weinstock J.** A theory of turbulent transport // *J. Fluid Mech.* 1989. V. 202. P. 319–338.
17. **Duynkerke P.** Application of the $E-\epsilon$ turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer // *J. Atmospher. Sci.* 1988. V. 45. P. 865–880.
18. **Weng W., Taylor P. A.** On modelling the one-dimensional atmospheric boundary layer // *Boundary-Layer Meteorol.* 2003. V. 107. P. 371–400.

19. **Baas P. S. R., de Rode, Lenderink G.** The scaling behavior of a turbulent kinetic energy closure model for stably stratified conditions // *Boundary-Layer Meteorol.* 2008. V. 127. P. 17–36.
20. **Deardorff J. W., Willis G. E.** Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer // *Boundary-Layer Meteorol.* 1985. V. 32. P. 205–236.
21. **Moeng C.-H., Wyngaard J. C.** Evaluation of turbulent transport and dissipation closures in second-order modelling // *J. Atmospher. Sci.* 1989. V. 46. P. 2311–2330.
22. **Moeng C.-H., McWilliams J. C., Rotunno R., et al.** Investigating 2D modeling of atmospheric convection in the PBL // *J. Atmospher. Sci.* 2004. V. 61. P. 889–903.
23. **Kosovic B., Curry J. A.** A large eddy simulation study of a quasi-steady, stably stratified atmospheric boundary layer // *J. Atmospher. Sci.* 2000. V. 57. P. 1052–1068.
24. **Роч П.** Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
25. **Gerz T., Schumann U., Elghobashi S.** Direct numerical simulation of the stratified homogeneous turbulent shear flows // *J. Fluid Mech.* 1989. V. 200. P. 563–594.
26. **Schumann U., Gerz T.** Turbulent mixing in stably stratified shear flows // *J. Appl. Meteorol.* 1995. V. 34. P. 33–48.
27. **Nappo C. J., Hiscox A. I., Miller D. R.** A note on turbulence stationarity and wind persistence within the stable planetary boundary layer // *Boundary-Layer Meteorol.* 2010. V. 136. P. 165–174.

Поступила в редакцию 20/XII 2012 г.
