

СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРИЗАЦИЙ ТУРБУЛЕНТНОГО ЭНЕРГО-МАССООБМЕНА В УСТОЙЧИВО-СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

*д-р физ.-мат. наук А.П.МАКШТАС, канд. геогр. наук Б.В.ИВАНОВ,
ст. науч. сотр. В.Ф.ТИМАЧЕВ*

ГНЦ РФ Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург, e-mail: aaricoop@aari.nw.ru

Выполнен обзор современных параметризаций процессов турбулентного энерго-массообмена в устойчиво-стратифицированном приземном слое атмосферы. На основе расчетов турбулентного потока явного тепла по данным профильных измерений, выполненных на дрейфующей станции «Уэдделл», показано, что использование различных параметризаций дает практически идентичные результаты.

Ключевые слова: теория Монина–Обухова, устойчивость, турбулентный поток, инверсия.

Описание характеристик турбулентного обмена между подстилающей поверхностью и атмосферой является центральной задачей при исследовании процессов взаимодействия атмосферы и океана. В приложении к арктическим районам именно они в значительной степени определяют формирование и разрушение ледяного покрова, а также успешность гидродинамических моделей прогноза погоды и климата. Для оценки турбулентных потоков явного и скрытого тепла на основании данных натуральных измерений до сих пор часто используются так называемые интегральные коэффициенты обмена, связывающие турбулентные потоки количества движения (τ), явного тепла (H) и влаги (LE) с наиболее легко измеряемыми метеорологическими параметрами: скоростью ветра, температурой и влажностью воздуха, измеренных на некоторой фиксированной высоте, и температурой и влажностью подстилающей поверхности:

$$\tau = \rho \cdot C_{Dz} \bar{U}_z^2, H = \rho \cdot C_p \cdot C_{Hz} \cdot \bar{U}_z \cdot (\bar{\theta}_s - \bar{\theta}_z), LE = \rho \cdot L_v \cdot C_{Ez} \cdot \bar{U}_z \cdot (\bar{q}_s - \bar{q}_z), \quad (1)$$

где C_p – удельная теплоемкость воздуха при постоянном объеме; L_v – скрытая теплота парообразования, или сублимация; ρ – плотность воздуха; $\bar{U}_z, \bar{\theta}_z, \bar{q}_z$ – средние значения скорости ветра, потенциальной температуры и влажности воздуха на некоторой высоте (z); C_{Dz}, C_{Hz}, C_{Ez} – интегральные коэффициенты обмена количеством движения, явным теплом (число Стэнтона) и влагой (число Дальтона), отнесенные к высоте z ; θ_s и q_s – температура и влажность подстилающей поверхности.

Часто используемые до настоящего времени формулы (1), как показало сравнение проведенных по ним расчетов с данными прямых (пульсационных) измерений, дают существенное завышение или занижение величин турбулентных потоков при устойчивой ($\theta_s < \theta_z$) и неустойчивой ($\theta_s > \theta_z$) стратификациях атмосферы соответственно.

Начиная с 1950-х гг. для описания таких ситуаций обычно используется теория подобия Монина–Обухова [Монин, Обухов, 1954], обеспечивающая достаточно корректное описание процессов турбулентного обмена при неустойчивом и слабо устойчивом приземном слое атмосферы. Основная идея авторов заключается в использовании диабатических поправок к нейтральным профилям температуры, удельной влажности и скорости ветра. Уравнения, описывающие турбулентный перенос при нейтральной стратификации, они предложили умножить на функции, зависящие только от параметра устойчивости ζ ($\zeta = z/L$), характеризующего стратификацию атмосферы:

$$\frac{d\bar{U}(z)}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \phi_m(\zeta), \quad \frac{d\bar{\theta}(z)}{dz} = \frac{t_*}{\kappa z} \phi_h(\zeta), \quad \frac{d\bar{q}(z)}{dz} = \frac{q_*}{\kappa z} \phi_h(\zeta), \quad (2)$$

где L – масштаб длины Монина–Обухова:

$$L = \frac{u_*^2}{\frac{g}{\bar{\theta}} \kappa_* \left(1 + 0,61 \cdot \bar{\theta} \cdot \frac{q_*}{t_*} \right)};$$

κ – постоянная Кармана, u_* – масштаб скорости ветра в приземном слое (динамическая скорость), определяемая как $\tau_0/\rho = u_*^2$; t_* – масштаб температуры, определяемый как $t_* = -H/(\rho C_p u_*)$; q_* – масштаб удельной влажности: $q_* = -LE/(L\rho u_*)$.

Следует отметить, что поскольку теория Монина–Обухова основана на предположении постоянства турбулентных потоков по высоте, то и все масштабные характеристики приземного слоя предполагаются постоянными. Функции $\phi(\zeta)$ являются эмпирическими и определяются экспериментально из сопоставления данных профильных и прямых (пульсационных) измерений. При этом для профилей температуры и влажности функция устойчивости ϕ принимается одной и той же, поскольку до настоящего времени не существует достаточных экспериментальных данных для их различия [Dyer, 1974; Dyer, Bradley, 1982; Hill, 1989].

Для того чтобы явно выделить диабатические поправки, в работах [Panofsky, 1963; Paulson, 1970] было предложено переписать уравнения (2) следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{U}(z)}{dz} &= \frac{u_*}{\kappa z} [1 - 1 + \phi_m(\zeta)], & \frac{d\bar{\theta}(z)}{dz} &= \frac{t_*}{\kappa z} [1 - 1 + \phi_h(\zeta)], \\ \frac{d\bar{q}(z)}{dz} &= \frac{q_*}{\kappa z} [1 - 1 + \phi_h(\zeta)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Тогда в интегральном виде уравнения (3) имеют вид:

$$\begin{aligned} \bar{U}(z) &= \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_{0m}} - \Psi_M \left(\frac{z}{L}, \frac{z_{0m}}{L} \right) \right], \\ \bar{\theta}(z) &= \bar{\theta}(z_{0h}) + \frac{t_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_{0h}} - \Psi_H \left(\frac{z}{L}, \frac{z_{0h}}{L} \right) \right], \\ \bar{q}(z) &= \bar{q}_{0q} + \frac{q_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_{0q}} - \Psi_q \left(\frac{z}{L}, \frac{z_{0q}}{L} \right) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Psi\left(\frac{z}{L}, \frac{z_0}{L}\right) = \int_{\zeta_0}^{\zeta} \frac{1-\phi(\zeta')}{\zeta'} d\zeta'$, z_{0m} , z_{0h} , z_{0q} – параметры шероховатости для скорости ветра, потенциальной температуры и влажности соответственно.

Функции $\Psi(\zeta)$ в уравнениях (4) представляют diabатические поправки относительно профилей метеорологических параметров при нейтральной стратификации. В этом случае интегральные коэффициенты обмена выражаются через универсальные функции в виде:

$$C_{Dz} = \frac{\kappa^2}{\left[\ln \frac{z}{z_{0m}} - \Psi_M(\zeta) + \Psi_M(\zeta_{0m}) \right]^2},$$

$$C_{Hz} = \frac{\kappa^2}{\left[\ln \frac{z}{z_{0m}} - \Psi_M(\zeta) + \Psi_M(\zeta_{0m}) \right] \cdot \left[\ln \frac{z}{z_{0h}} - \Psi_H(\zeta) + \Psi_H(\zeta_{0h}) \right]}, \quad (5)$$

$$C_{Ez} = \frac{\kappa^2}{\left[\ln \frac{z}{z_{0m}} - \Psi_M(\zeta) + \Psi_M(\zeta_{0m}) \right] \cdot \left[\ln \frac{z}{z_{0q}} - \Psi_q(\zeta) + \Psi_q(\zeta_{0q}) \right]}.$$

Чтобы применить коэффициенты обмена (5) для расчета турбулентных потоков (1) необходимо определиться с выбором функций устойчивости. Для условий неустойчивой стратификации функции ϕ_m и ϕ_h обычно используются функции Бусингера–Дайера [Dyer, Hicks, 1970; Businger et al., 1971]:

$$\phi_m(\zeta) = (1 - 16 \cdot \zeta)^{-1/4}, \quad \phi_h(\zeta) = (1 - 16 \cdot \zeta)^{-1/2}. \quad (6)$$

При этом diabатические поправки имеют вид:

$$\Psi_M = 2 \ln \frac{1+X}{2} + \ln \frac{1+X^2}{2} - 2 \arctan(X) + \frac{\pi}{2}, \quad \Psi_H = \Psi_q = 2 \cdot \ln \frac{1+Y}{2}, \quad (7)$$

где $X = \phi_m^{-1} = (1 - 16 \cdot \zeta)^{1/4}$, $Y = \phi_h^{-1} = \phi_q^{-1} = (1 - 16 \cdot \zeta)^{1/2}$.

Наибольший интерес представляет описание турбулентного энергообмена в приземном слое атмосферы при устойчивой стратификации. Необходимо отметить, что инверсионное распределение температуры воздуха по вертикали, как правило, реализуется повсеместно в ночное время суток. В Арктике и Антарктике инверсии характерны для всех сезонов, но особенно велика их повторяемость зимой. При этом интенсивность инверсий меняется в широких пределах. Существуют различные мнения относительно вида функций ϕ_h и ϕ_m при устойчивой стратификации. Чаще всего профили скорости ветра, температуры и влажности воздуха при слабо устойчивой стратификации рассматриваются как линейно-логарифмические. В работе [Зилитинкевич, 1970] в результате анализа 240 пар профилей скорости ветра и температуры воздуха, построенных по данным измерений на шести уровнях, сопровождавшихся одновременными прямыми измерениями турбулентных потоков количества движений и явного тепла, функции устойчивости при $\zeta > 0$ были определены в виде:

$$\phi_m = \phi_q = \phi_h = 1 + 9,9\zeta. \quad (8)$$

Однако, интервал применимости формул (8) в указанной работе был ограничен значениями $\zeta < 0,4$.

В работах [Webb, 1970; Kondo et al., 1978] было предложено считать, что при сильной устойчивости ($\zeta > 1$) $\phi_m = \phi_h = \phi_q = 6$ и не зависят от параметра устойчивости. По данным этих работ в монографии [Brutsaer, 1978] для практических расчетов потоков было предложено использовать функции устойчивости в виде:

$$\phi_m = \phi_h = \phi_q = \begin{cases} 1 + 5\zeta & 0 < \zeta < 1 \\ 6 & \zeta > 1 \end{cases} \quad (9)$$

Для этих функций адиабатическая добавка имеет вид:

$$\Psi(\zeta) = \begin{cases} -5\zeta & 0 < \zeta < 1 \\ -5 \ln \zeta & \zeta > 1 \end{cases} \quad (10)$$

Известной слабостью данной параметризации является то обстоятельство, что функция Ψ имеет разрыв в точке $\zeta = 1$.

Как указано в работе [Mahrt, 1999], приведенные выше формулы (8–10) недостаточно корректно описывают режим турбулентности в условиях сильно устойчивой стратификации. Например, линейные функции для профилей скорости ветра и потенциальной температуры, предложенные в работах [Businger et al., 1971; Dyer, 1974; Högström, 1996], применимы, как следует из работ [Webb, 1970; Yaglom, 1977], только при слабо устойчивом режиме приземного слоя атмосферы. Однако благодаря их простой математической форме они были использованы, например, в работах [Blumel, 2000; Yang et al., 2001; Sharan et al., 2003] для описания аналитической связи между интегральными коэффициентами обмена и интегральным числом Ричардсона (Ri_b).

Следует отметить, что численные схемы, основанные на линейных функциях $\phi(\zeta)$, не способны корректно описать турбулентные потоки тепла и количества движения при сильных инверсиях. Как показано в работах [Louis, 1979; Holtslag, de Bruin, 1988], при использовании линейно-логарифмических функций турбулентный обмен подавляется слишком сильно, особенно при сильной устойчивости. В частности, в работе [Louis, 1979] было отмечено, что в прогностических моделях использование таких функций дает нереалистические результаты, поскольку подстилающая поверхность становится термически не связанной с атмосферой. Это приводит к тому, что рассчитанная температура подстилающей поверхности существенно ниже, чем по данным натурных наблюдений.

Начиная с 1970-х гг. различными группами исследователей предпринимались попытки расширить описание связи между турбулентными потоками и профилями метеорологических параметров для условий сильной устойчивости. Например, была предпринята попытка разработать функции подобия для отдельных интервалов устойчивости [Clarke, 1970; Hicks, 1976]. Однако такие функции оказались неудобными при параметризации потоков, особенно в случае очень сильной устойчивости [Clarke, 1970; Holtslag, de Bruin, 1988]. Для больших положительных значений ζ , типичных для условий полярной ночи, предлагались различные функции для конкретных интервалов изменений параметра устойчивости [Carson, Richards, 1978; Hill, 1989]. В частности, в работе [Carson, Richards, 1978] были предложены аналитические выражения для трех интервалов изменения ζ .

Как альтернатива линейно-логарифмической форме функций подобия для интервала $0 \leq \zeta \leq 10$ в работе [Holtslag, de Bruin, 1988] на основе обработки резуль-

татов наблюдений характеристик приземного слоя атмосферы на полигоне Cabauw (Голландия), выполненных в ночное время, были предложены следующие функции устойчивости (в дальнейшем обозначены как HDB):

$$\phi_h(\zeta) = \phi_m(\zeta) = 1 + a \cdot \zeta + b \cdot \zeta \cdot (6 - d \cdot \zeta) \cdot \exp(-d \cdot \zeta), \quad (11a)$$

$$-\Psi_M = -\Psi_H = -\Psi_q = a \cdot \frac{z}{L} + b \cdot \left(\frac{z}{L} - \frac{c}{d} \right) \cdot \exp\left(-d \cdot \frac{z}{L}\right) + \frac{b \cdot c}{d}, \quad (11б)$$

где $a = 0,7$, $b = 0,75$, $c = 5$, $d = 0,35$.

Полагается, что эти функции хорошо описывают турбулентный режим приземного слоя атмосферы вплоть до $\zeta = 7$.

В работе [Beljaars, Holstag, 1991] кроме данных Cabauw использовались результаты наблюдений, выполненных в период эксперимента MESOGERS-84 [Weil et al., 1988]. Авторы работы [Beljaars, Holstag, 1991] предложили для случаев устойчивой стратификации использовать различные функции устойчивости для количества движения и турбулентных потоков тепла. При этом для переноса количества движений они сохранили вид универсальной функции (11a), несколько изменив коэффициенты (в дальнейшем ВН):

$$\phi_m(\zeta) = 1 + a \cdot \zeta + b \cdot \zeta \cdot (6 - d \cdot \zeta) \cdot \exp(-d \cdot \zeta), \quad (12a)$$

$$-\Psi_M = a \cdot \frac{z}{L} + b \cdot \left(\frac{z}{L} - \frac{c}{d} \right) \cdot \exp\left(-d \cdot \frac{z}{L}\right) + \frac{b \cdot c}{d}. \quad (12б)$$

$$\phi_h(\zeta) = 1 + a \cdot \zeta \cdot (1 + 2 \cdot a \cdot \zeta / 3)^{1/2} + b \cdot \zeta \cdot (1 + c - d \cdot \zeta) \exp(-d \cdot \zeta), \quad (13a)$$

$$-\Psi_H(\zeta) = (1 + 2 \cdot a \cdot \zeta / 3)^{3/2} + b \cdot \left(\zeta - \frac{c}{d} \right) \exp(-d \cdot \zeta) + \frac{b \cdot c}{d} + 1, \quad (13б)$$

где $a = 1,0$, $b = 0,667$, $c = 5$, $d = 0,35$.

Полагается, что эти формулы справедливы для интервала устойчивости $0 < \zeta < 10$.

В заключительной стадии экспериментальных исследований на полигоне Cabauw (CASES-99) были выполнены наиболее подробные измерения характеристик ночного приземного слоя [Poulos et al., 2002]. На основе результатов этого эксперимента была предложена новая система функций устойчивости [Cheng, Brutsaert, 2005]. В этой параметризации функциональный вид функций устойчивости для скорости ветра и температуры воздуха был принят один и тот же, но с различными эмпирическими коэффициентами (при дальнейшем анализе – функции СВ):

$$\phi_m(\zeta) = 1 + m \cdot \left\{ \frac{\zeta + \zeta^n [1 + \zeta^n]^{(1-n)/n}}{\zeta + [1 + \zeta^n]^{1/n}} \right\}, \quad (14a)$$

$$-\Psi_M(\zeta) = m \cdot \ln \left[\zeta + (1 + \zeta^n)^{1/n} \right], \quad (14б)$$

где для переноса импульса $m = 6,1$, $n = 2,5$, для переноса тепла $m = 5,3$, $n = 1,1$.

По оценке авторов работы [Cheng, Brutsaert, 2005], приведенные выше формулы дают приемлемые результаты до $\zeta = 5$.

Представляют интерес функции устойчивости, полученные на основе данных, собранных в соответствии с программой Surface Heat Budget of the Arctic Ocean Experiment (SHEBA). Наблюдения по программе SHEBA выполнялись в Центральной Арктике с октября 1997 г. по октябрь 1998 г. и позволили получить наиболее полный

набор данных о характеристиках приледного слоя атмосферы [Andreas et al., 1999; Persson et al., 2002]. Данные о турбулентности приледного слоя атмосферы, собранные во время эксперимента SHEBA, представляют известные преимущества при изучении структуры устойчивого приземного слоя по сравнению с традиционными измерениями ночного приземного слоя в средних широтах, поскольку в высоких широтах, особенно во время полярной ночи, величина параметра устойчивости приледного слоя атмосферы вследствие квазистационарности радиационного выхолаживания подстилающей поверхности может достигать очень больших значений. Кроме того, арктический ледяной покров представляет собой однородную поверхность без крупномасштабных возвышенностей и, как результат, данные SHEBA не искажены влиянием кататических или сильных адвективных потоков.

На основе данных эксперимента SHEBA были предложены следующие функции устойчивости [Grachev et al., 2007] (в дальнейшем SHEBA):

$$\phi_{mSHEBA} = 1 + \frac{a_m \cdot \zeta \cdot (1 + \zeta)^{1/3}}{1 + b_m \cdot \zeta} \equiv 1 + \frac{6,5 \cdot \zeta \cdot (1 + \zeta)^{1/3}}{1,3 + \zeta}, \quad (15a)$$

$$\begin{aligned} \Psi_{mSHEBA}(\zeta) &= \int_0^\zeta \frac{1 - \phi_{mSHEBA}(\xi)}{\xi} d\xi = \\ &= -\frac{3 \cdot a_m}{b_m} (x - 1) + \frac{a_m \cdot B_m}{2 \cdot b_m} \cdot \left[2 \cdot \ln \frac{x + B_m}{1 + B_m} - \ln \frac{x^2 - x \cdot B_m + B_m^2}{1 - B_m + B_m^2} + \right. \\ &\quad \left. + 2\sqrt{3} \cdot \left(\arctan \frac{2x - B_m}{\sqrt{3}B_m} - \arctan \frac{2 - B_m}{\sqrt{3}B_m} \right) \right], \end{aligned} \quad (15b)$$

$$\phi_{hSHEBA} = 1 + \frac{a_h \cdot \zeta + b_h \cdot \zeta^2}{1 + c_h \cdot \zeta + \zeta^2} \equiv 1 + \frac{5 \cdot \zeta + 5 \cdot \zeta^2}{1 + 3 \cdot \zeta + \zeta^2}, \quad (15g)$$

$$\begin{aligned} \Psi_{hSHEBA}(\zeta) &= \int_0^\zeta \frac{1 - \phi_{hSHEBA}(\xi)}{\xi} d\xi = \\ &= -\frac{b_h}{2} \ln(1 + c_h \cdot \zeta + \zeta^2) + \left(-\frac{a_h}{B_h} + \frac{b_h \cdot c_h}{2 \cdot B_h} \right) \times \\ &\quad \times \left(\ln \frac{2 \cdot \zeta + c_h - B_h}{2 \cdot \zeta + c_h + B_h} - \ln \frac{c_h - B_h}{c_h + B_h} \right), \end{aligned} \quad (15z)$$

где $x = (1 + \zeta)^{1/3}$, $B_m = \left(\frac{1 - b_m}{b_m} \right)^{1/3} > 0$, $B_h = \sqrt{c_h^2 - 4} = \sqrt{5}$, $a_m = 5$, $b_m = a_m/6,5$, $a_h = 5$, $c_h = 3$.

На рис. 1 приведены графики зависимости функций ϕ_h и Ψ_h от параметра устойчивости ζ , рассчитанные по формулам (11–15). Как видно из рис. 1, наклон функций устойчивости уменьшается с увеличением ζ . Это означает, что в математических прогностических моделях могут воспроизводиться значительные потоки тепла даже при сильной устойчивости. В свою очередь это дает возможность избежать отсутствия связности между подстилающей поверхностью и прилегающим слоем воздуха и, в известной степени, предотвратить в моделях нереально большое выхолаживание подстилающей поверхности. В частности, использование в новой версии термо-

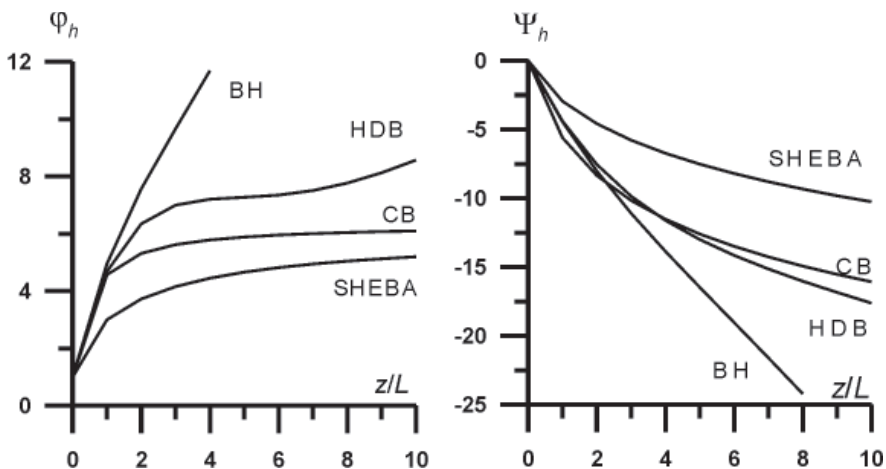


Рис. 1. Безразмерные функции устойчивости (слева) и диабатических поправок для температуры (справа), рассчитанные по формулам (11–15).

динамической модели морского ледяного покрова ААНИИ формул (15) для расчета турбулентных потоков тепла позволило существенно расширить пределы устойчивости приповерхностного слоя атмосферы, до которых возможно проведение расчетов без введения искусственного предположения о существовании некоего режима, при котором потоки тепла зависят только от разности температур между подстилающей поверхностью и атмосферой и некоторого постоянного коэффициента (так называемый “windless factor” [Andreas et al., 2005]).

Для сравнения результатов использования описанных выше функций при оценке интенсивности турбулентного теплообмена по независимым данным были рассчитаны турбулентные потоки явного тепла. Для этого были использованы данные профильных наблюдений, выполненных на дрейфующей станции «Уэдделл-1» [Andreas et al., 2005] в апреле–мае 1992 г. Температура воздуха измерялась на горизонтах 0,9, 1,9, 3,4 и 4,9 м. Скорость ветра – на горизонтах 1,25, 2,25, 3,75 и 5,25 м. Для оценки турбулентных потоков тепла и импульса по данным ежечасных профильных наблюдений, выполненных на станции «Уэдделл» в период антарктической зимы, был разработан и реализован в виде Фортран-программы алгоритм расчета указанных характеристик методом наименьших квадратов с использованием функций устойчивости (11–15). Результаты расчетов для высоты верхнего уровня измерений $z = 5$ м приведены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, результаты расчетов по функциям, предложенным в работах [Holtstag, de Bruin, 1988; Beljaars, Holstag, 1991; Grachev et al., 2007], близки между собой даже в случае очень сильной устойчивости. Исключение составляют результаты расчетов с использованием функций устойчивости из работы [Cheng, Brutsaert, 2005], которые представляются несколько заниженными при слабой неустойчивости ($\zeta < 1$). Для большей конкретизации полученных результатов было выполнено осреднение значений турбулентных потоков по различным интервалам устойчивости. Для слабой устойчивости ($\zeta \leq 0,8$) интервал осреднения $\Delta\zeta$ был принят равным 0,05. При $\zeta > 0,8$ интервал осреднения $\Delta\zeta$ составил 0,5. Осредненные значения турбулентного потока тепла в зависимости от стратификации приведены на рис. 2.

Статистические характеристики результатов расчета турбулентного потока явного тепла по данным дрейфующей станции «Уэдделл» с использованием функций устойчивости по формулам (11–15) (Вт/м²)

Характеристики		Апрель			
		HDB	BH	CB	SHEBA
$z/L > 0$	Число случаев	281	281	281	281
	Среднее	-5,75	-5,88	-4,99	-5,69
	С.К.О.	6,27	6,53	5,48	6,37
$0 < z/L < 1$	Число случаев	179	181	171	161
	Среднее	-7,70	-8,00	-6,83	-8,04
	С.К.О.	6,91	7,14	6,13	7,22
$z/L > 2$	Число случаев	77	72	90	100
	Среднее	-2,09	-1,88	-1,98	-2,02
	С.К.О.	2,24	2,21	2,10	2,05
$z/L > 4$	Число случаев	38	34	52	76
	Среднее	-2,10	-1,63	-2,07	-2,01
	С.К.О.	2,21	1,87	2,20	2,19
Характеристики		Май			
		HDB	BH	CB	SHEBA
$z/L > 0$	Число случаев	353	353	353	353
	Среднее	-9,01	-9,33	-7,62	-8,90
	С.К.О.	12,38	12,77	10,83	12,68
$0 < z/L < 1$	Число случаев	253	258	237	227
	Среднее	-10,84	-11,15	-9,74	-11,44
	С.К.О.	13,84	14,14	12,38	14,70
$z/L > 2$	Число случаев	46	45	76	95
	Среднее	-3,01	-2,65	-2,99	-3,74
	С.К.О.	4,07	3,85	3,66	4,42
$z/L > 4$	Число случаев	15	14	24	49
	Среднее	-2,95	-2,14	-2,68	-2,72
	С.К.О.	3,88	3,10	3,59	3,51

Очевидно, что при нейтральной стратификации турбулентный поток явного тепла равен 0. С увеличением устойчивости его величина стремится к нулю вследствие подавления турбулентности. Поскольку поток тепла рассматривается как непрерывная функция, то должен существовать максимум его абсолютной величины. Как видно из рис. 2, наибольшие по абсолютной величине значения турбулентного потока явного тепла приходятся на интервал $z/L < 0,8$ с максимумом при $z/L \approx 0,2$. При этом использование функции CB [Cheng, Brutsaert, 2005] приводит к максимуму H_s , меньшему по абсолютной величине и не совпадающему с положением максимумов остальных трех функций.

Следует отметить, что, как видно из табл. 1, количество наблюдений, вошедших в тот или иной диапазон устойчивости, зависит от используемой параметризации. В связи с этим на рис. 3 приведено сравнение непосредственно величин турбулентного потока явного тепла, рассчитанных с использованием описанных выше параметриза-

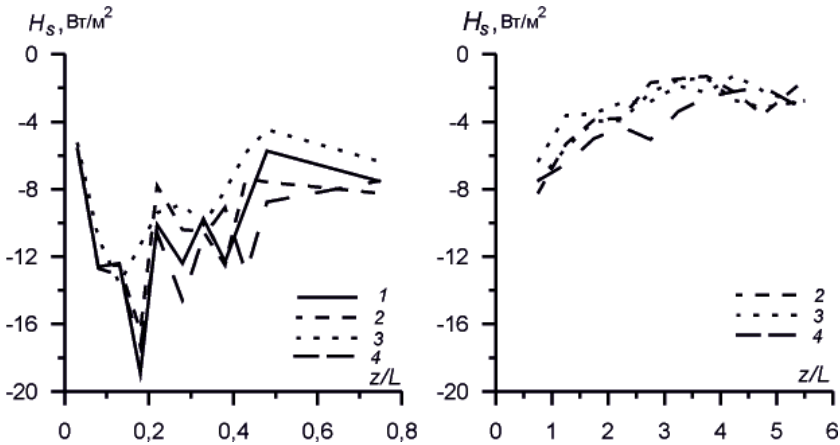


Рис. 2. Изменение потоков явного тепла с увеличением устойчивости в приземном слое атмосферы.

1 – функция устойчивости из работы [Holtslag, de Bruin, 1988], 2 – из работы [Beljaars, Holstag, 1991], 3 – из работы [Cheng, Brutsaert, 2005], 4 – из работы [Grachev et al., 2007].

ций. В качестве референтных используются значения H_s , рассчитанные с использованием функции устойчивости SHEBA. Как видно из рис. 3, при сильной устойчивости (малые значения H_s) результаты расчетов с использованием различных параметризаций достаточно близки. При слабой устойчивости (большие потоки) наблюдается их значительный разброс. Поскольку диабатические поправки при слабой устойчивости ($\zeta \leq 1$) несколько отличаются друг от друга, такой разброс, вероятно, определяется существенной чувствительностью параметров шероховатости, рассчитываемых по модели, предложенной в работах [Andreas, 1987; Andreas et al., 2005], к форме профилей скорости ветра и температуры воздуха, рассчитываемых по формулам (11–15).

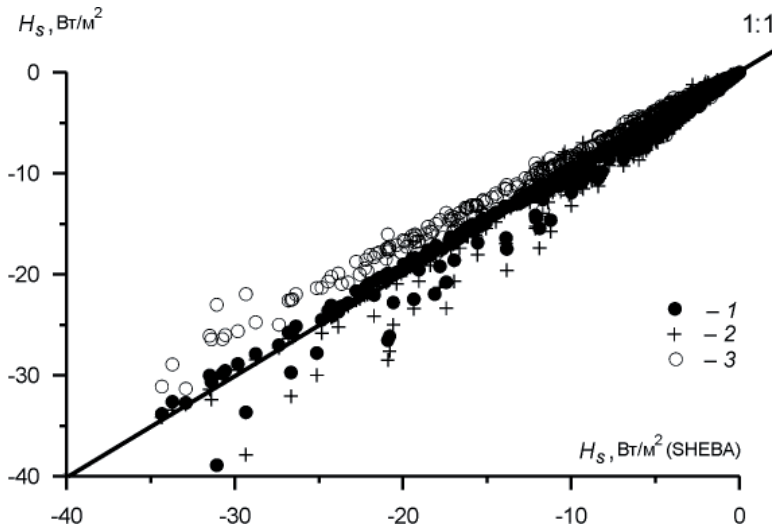


Рис. 3. Сравнение турбулентных потоков явного тепла, рассчитанных с использованием функций устойчивости HDB (1), BH (2) и CB (3), относительно рассчитанных с использованием функции SHEBA.

В заключение можно отметить следующее. В работе [Guo, Zhang, 2007] на основе выполненного сравнения функций стратификации (11–14) относительно градиентного числа Ричардсона, числа Дикона (кривизна профиля) для скорости ветра и температуры и турбулентного числа Прандтля был сделан вывод, что при сильной устойчивости лучше использовать функции, предложенные в работе [Grachev et al., 2007]. Однако, как видно из рис. 2, 3 и табл. 1, результаты расчетов турбулентного потока явного тепла с использованием различных параметризаций не демонстрируют особых различий, в том числе и в случаях очень сильной устойчивости, при $\zeta > 5$. Учитывая очень большой разброс экспериментальных данных, используемых при разработке описанных выше параметризаций и для их валидации, вряд ли на сегодняшний день можно с уверенностью говорить о преимуществе той или иной из них. Это обусловлено рядом объективных причин. Во-первых, ключевое предположение теории Монина–Обухова о постоянстве турбулентных потоков по высоте справедливо, и то лишь с известными ограничениями, для слабо стратифицированного приземного слоя атмосферы [Kim, Mahrt, 1992]. Во-вторых, приземный слой может быть мелким, высотой до 10–20 м [Kim, Mahrt, 1992; Poulos et al., 2002]. Тогда в случае, если самый нижний уровень численной модели атмосферы выше данной высоты, любая параметризация ведет к большим ошибкам при моделировании потоков, поскольку турбулентность в приземном слое не описывается такой моделью. В-третьих, существующее в очень устойчивом приземном слое явление перемежаемости делает по существу неразличимым вклад в величину потока явного тепла турбулентных и (или) не турбулентных, например волновых, процессов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 09-05-00652а, 12-05-00780а и государственного контракта № 16.420.12.0002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Зилитинкевич С.С.* Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 272 с.
- Монин А.С., Обухов А.М.* Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы // Труды Геофизического института АН СССР. 1954. № 24(151). С. 163–187.
- Andreas E.L.* A theory for the scalar roughness and the scalar transfer coefficients over snow and sea ice // *Boundary-Layer Meteorology*. 1987. Vol. 38. P. 159–84.
- Andreas E.L., Fairall C.W., Guest P.S., Persson P.O.G.* An overview of the SHEBA atmospheric surface flux program // 13th symposium on boundary layers and turbulence. Dallas, TX, Amer. Meteorol Soc, Proceedings, 1999. P. 550–555.
- Andreas E.L., Jordan R.E., Makshtas A.P.* Parameterizing turbulent exchange over sea ice: the ice station Weddell results // *Boundary-Layer Meteorology*. 2005. Vol. 114. P. 439–459.
- Beljaars A.C.M., Holstag A.A.M.* Flux parameterization over land surfaces for atmospheric models // *J. Appl. Meteor.*, 1991. Vol. 30. P. 327–341.
- Blumel K.* An approximate analytical solution of flux–profile relationships for the atmospheric surface layer with different momentum and heat roughness lengths // *Boundary-Layer Meteorology*. 2000. Vol. 97. P. 251–271.
- Brutsaert W.H.* Evaporation into the Atmosphere: Theory, History and Applications. Dordrecht: D.Reidel Publ. CO, 1982. 354 p.
- Businger J.A., Wyngaard J.C., Izama I., Bradley E.F.* Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer // *J. Atmospheric Sci.* 1971. Vol. 28. P. 181–189.

- Carson D.J., Richards P.I.P.* Modeling surface turbulent fluxes in stable conditions // *Boundary-Layer Meteorology*. 1978. Vol. 14. P. 67–81.
- Cheng Y.G., Brutsaert W.* Flux-profile relationships for wind speed and temperature in the stable atmospheric boundary layer // *Boundary-Layer Meteorology*. 2005. Vol. 114. P. 519–538.
- Clarke R.H.* Observational studies in the atmospheric boundary layer // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1970. Vol. 96. P. 91–114.
- Dyer A.J.* A review of flux-profile relationships // *Boundary-Layer Meteorology*. 1974. Vol. 7. P. 363–372.
- Dyer A.J., Hicks B.B.* Flux-gradient relationships in the constant flux layer // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1970. Vol. 96. P. 715–721.
- Dyer A.J., Bradley E.F.* An alternative analysis of flux-gradient relationships at the 1976 ITCE // *Boundary-Layer Meteorology*. 1982. Vol. 22. P. 3–19.
- Grachev A.A., Andreas E.I., Fairall C.W., Guest P.S., Persson P.O.* SHEBA flux-profile relationships in the stable atmospheric boundary layer // *Boundary-Layer Meteorology*. 2007. Vol. 124. P. 315–333.
- Guo X., Zhang H.* A performance comparison between nonlinear similarity functions in bulk parameterization for very stable conditions // *Environ. Fluid Mech.* 2007. Vol. 7. P. 239–257.
- Hicks B.B.* Wind profile relationships from the “Wangara” experiment // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1976. Vol. 102. P. 535–551.
- Hill R.J.* Implications of Monin-Obukhov similarity theory for scalar quantities // *J. of the Atmos. Sci.* 1989. Vol. 46. P. 2236–2244.
- Högström U.L.F.* Review of some of the characteristics of the atmospheric surface layer // *Boundary-Layer Meteorology*. 1996. Vol. 78. P. 215–246.
- Holtslag A.A.M., de Bruin H.A.R.* Applied modelling of the nighttime surface energy balance over land // *J. of Appl. Meteorol.* 1988. Vol. 27. P. 689–704.
- Kim J., Mahrt L.* Simple formulation of turbulent mixing in the stable free atmospheric and nocturnal boundary layer // *Tellus*. 1992. Vol. 44A. P. 381–394.
- Kondo J., Kanechika O., Yashuda N.* Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer // *J. Atmos. Sci.* 1978. Vol. 35. P. 1012–1021.
- Louis J.F.* A parametric model of the vertical eddy fluxes in atmosphere // *Boundary-Layer Meteorology*. 1979. Vol. 17. P. 187–202.
- Mahrt L.* Stratified Atmospheric Boundary Layers // *Boundary-Layer Meteorology*. 1999. Vol. 90. P. 375–396.
- Paulson C.A.* The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer // *J. Appl. Meteor.* 1970. Vol. 9. P. 857–861.
- Persson P.O.G., Fairall C.W., Andreas E.L., Guest P.S., Perovich D.K.* Measurements near the atmospheric surface flux group tower at SHEBA: near-surface conditions and surface energy budget // *J. Geophys. Res.* 2002. Vol. 107. (C10):8045, doi: 10.1029/2000JC000705.
- Panofsky H.A.* Determination of stress from wind and temperature measurements // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1963. Vol. 89. P. 85–94.
- Poulos G., Blumen W., Fritts D., Lundquist J., Sun J., Burns S., Nappo C., Banta R., Newsom R., Cuxart J., Terradellas E., Balsley B., Jensen M.* CASES-99: a comprehensive investigation of the stable nocturnal boundary layer // *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 2002. Vol. 83. P. 555–581.
- Sharan M., T.V.B.P.S. Rama Krishna, and ADITI.* On the bulk Richardson number and flux-profile relations in an atmospheric surface layer under weak wind stable conditions // *Atmos. Environ.* 2003. Vol. 37. P. 3681–3691.
- Webb E.K.* Profile relationships: The log-linear range and extension to strong stability // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1970. Vol. 96. P. 67–90.

Weil A.C., Mazaudier C., Baudin F., Klapisz C., Leca F., Masmoudi M., Vidal Madjar D., Bernard R., Taconet O., Gera B.S., Sauvaget A., Druilhet A., Durand P., Caneil J.Y., Mery P., Dubosclard G., Beljaars A.C.M., Monna W.A.A., Van Der Vliet J.G., Crochet M., Thomson D., Carlson T. The «MESOGERS-84» experiment. A report // Boundary-Layer Meteorology. 1988. Vol. 42. P. 251–264.

Yaglom A.M. Comments on wind and temperature flux–profile relationships // Boundary-Layer Meteorology. 1977. Vol. 11. P. 89–102.

Yang K., Tamai N., Koike T. Analytical solutions of surface similarity equations // J. Appl. Meteorol. 2001. Vol. 40. P. 1647–1653.

A.P.MAKSHTAS, B.V.IVANOV, V.F.TIMACHEV

COMPARISON OF UNIVERSAL FUNCTIONS OF STABILITY IN CONDITIONS OF STRONG STABLE-STRATIFIED ATMOSPHERE

The review of current parameterizations of turbulent energy - mass transfer processes in stable–stratified atmospheric surface layer is executed. Based on the calculations of turbulent sensible heat flux with data of profile measurements carried out on the drifting station “Weddell”, it is shown that the use of different parameterizations give almost identical results.

Keywords: Monin–Obukhov theory, stratification, similarity, turbulent fluxes, inversion.