

УДК 551.466.3

© К. Ю. Булгаков^{1*}, К. В. Фокина²

¹Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Нахимовский пр., д. 36, г. Москва, Россия

²Российский государственный гидрометеорологический университет, 195196, Малоохтинский пр., д. 98., г. Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: bulgakov.kirill@gmail.com

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИВОДНОГО СЛОЯ С ПАРАМЕТРИЗАЦИЕЙ СТРАТИФИКАЦИИ И ЭЛЕМЕНТОВ ВЛИЯНИЯ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ

Статья поступила в редакцию 17.03.2020, после исправления 08.11.2020

Известная и неоднократно упоминаемая в публикациях модель одномерного пограничного слоя атмосферы над волнами была дополнена уравнениями диффузии тепла и влаги, формулами для расчета потока тепла и испарения на границе вязкого подслоя. В модель были введены функции устойчивости для расчета скорости диссипации и коэффициентов турбулентной вязкости и диффузии, а также формулы для расчета волновых потоков тепла и влаги. Описывается численная схема модели, входные параметры, используемый волновой спектр, применяемое вертикальное и спектральное разрешение. Проведена серия экспериментов стратифицированного волнового пограничного слоя, в которых менялись: степень развития волнового поля, метеорологические характеристики (скорость ветра, потенциальная температура, влажность) на верхней границе волнового пограничного слоя. Рассчитанные по полученным результатам коэффициенты сопротивления, тепло- и влагообмена сравниваются с подобными коэффициентами, полученными с использованием широко используемой процедуры расчета турбулентных потоков COARE. Показано, что при небольших и умеренных скоростях ветра существенное влияние на тепло- и влагообмен в волновом пограничном слое оказывает стратификация. Степень развития волнового поля оказывает влияние на обмен импульсом при больших скоростях. Полученные результаты могут быть использованы для построения новых методов расчета потоков на поверхности океана или уточнения уже существующих алгоритмов.

Ключевые слова: волновой пограничный слой, коэффициент сопротивления, теплообмен, влагообмен, математическое моделирование.

© K. Yu. Bulgakov^{1*}, K. V. Fokina²

¹Shirshov Institute of Oceanology of RAS, 117997, Nahimovsky Pr., 36, Moscow, Russia

²Russian State Hydrometeorological University, 195196, Malookhtinsky Pr., 98, St. Petersburg, Russia

*E-mail: bulgakov.kirill@gmail.com

MODELING THE SURFACE LAYER ABOVE SEA WITH PARAMETERIZATION OF STRATIFICATION AND THE ELEMENTS OF THE WIND WAVES INFLUENCE

Received 17.03.2020, in final form 08.11.2020.

The previously created one-dimensional model of wave boundary layer (hereinafter — WBL) was extended by including equations heat and vapor turbulent diffusion, formulas of heat surface flux and surface evaporation, stability functions for dissipation and turbulent coefficient. The numerical and input parameters of the model are described. The wave spectrum used in the model is considered. The set of experiment of simulating of stratified WBL structure under different condition was run. Coefficients of momentum (drag coefficient) heat and vapor exchange were evaluated. The coefficients were compared with the similar coefficients calculated by COARE algorithm; it is the commonly used method of surface turbulent flux calculation. It is shown that stratification has influence exchange in WBL in the cases of moderate and weak wind. Age of wave has an impact on momentum exchange under strong wind. The result could be used for formulating new methods of evaluating of sea surface turbulent fluxes or tuning of existed ones.

Key words: wave boundary layer, drag coefficient, heat exchange, vapor exchange, numerical modeling.

Ссылка для цитирования: Булгаков К.Ю., Фокина К.В. Моделирование приводного слоя с параметризацией стратификации и элементов влияния ветрового волнения // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2021. Т. 14, № 2. С. 3–16. doi: 10.7868/S2073667321020015

For citation: Bulgakov K.Yu., Fokina K.V. Modeling the Surface Layer above Sea with Parameterization of Stratification and the Elements of the Wind Waves Influence. *Fundamentalnaya i Prikladnaya Gidrofizika*. 2021, 14, 2, 3–16. doi: 10.7868/S2073667321020015

1. Введение

Процессы обмена импульсом, теплом и влагой в волновом пограничном слое атмосферы оказывают значительное влияние на атмосферную и океанскую циркуляцию, а также на генерацию и распространение ветровых волн. Волновой пограничный слой (ВПС) — нижняя часть пограничного слоя атмосферы, в котором перемешивание, создаваемое волновыми пульсациями, сравнимо по интенсивности с турбулентным обменом. Толщина ВПС имеет порядок характерной высоты волны (определяемой как осредненная высота 1/3 самых больших высот волн). Наибольшую важность для задач геофизической гидродинамики имеют потоки импульса, тепла и влаги на поверхности раздела между ВПС и водой. Эти характеристики являются граничными условиями для моделей циркуляции океана и определяющими параметрами стратификации для планетарного пограничного слоя атмосферы. Их расчет в настоящее время осуществляется алгоритмами, основанными на теории подобия Монина-Обухова для атмосферного приземного слоя [1]).

В общем виде турбулентный поток $\overline{w'x'}$ для характеристики X рассчитывается следующим образом:

$$\overline{w'x'} = -C_x^{1/2} C_d^{1/2} u(z) (X(z) - X_s), \quad (1)$$

$$C_x^{1/2} = \frac{\kappa}{\left[\ln(z/z_0) - \psi_X(\zeta) \right]}, \quad (2)$$

$$C_d^{1/2} = \frac{\kappa}{\left[\ln(z/z_0) - \psi_M(\zeta) \right]}, \quad (3)$$

$$\psi_X(\zeta) = \int_0^\zeta \frac{1 - f_X(\zeta')}{\zeta'} d\zeta', \quad (4)$$

где X_s — значение характеристики на поверхности воды, $X(z)$ — значение характеристики на некоторой высоте z над поверхностью z_0 — параметр шероховатости поверхности, C_x — коэффициент обмена для характеристики X , C_d — коэффициент обмена для скорости или коэффициент сопротивления, $f_X(\zeta)$ функция, описывающая зависимость $X(z)$ от устойчивости, характеризуемой величиной $\zeta = z/L$, где L — масштаб длины Монина-Обухова. Функция f для скорости ветра или для импульса обозначается как $f_M(\zeta)$, а для температуры и влажности как $f_T(\zeta)$.

Различия между алгоритмами определяются использованием разных аппроксимаций функции стратификации, включением в алгоритм формул для расчёта, так называемой пленочной температуры поверхности (skin sea surface temperature) и введением дополнительных параметров, например, таких как параметр шероховатости для скалярных величин. Сравнение различных схем параметризации турбулентных потоков проведено в [2].

Опубликованные алгоритмы имеют ряд недостатков. Например, в них не учитывается отклонение профиля скорости от логарифмического, создаваемое волновым потоком импульса. Уточнение различных коэффициентов осуществляется на основе измерений потоков (например, [3]) точность которых над океаном невелика, полученные данные, как правило, имеют большой разброс [4].

Между тем, методы расчета потоков в вязком подслое достаточно хорошо разработаны в технической гидродинамике. Измерения, на которых они основываются, проводятся в лабораторных условиях, что позволяет измерять потоки с высокой точностью. Расчет потоков импульса, тепла и влаги с учетом вязкого подслоя требует высокого вертикального разрешения. Необходимо использовать значения переменных (скорости потока, температуры и влажности) по меньшей мере, на верхней границе буферного подслоя, толщина которого оценивается формулой из [1]

$$z_v = 60 \frac{\eta}{v_*}, \quad (5)$$

где v_* — динамическая скорость, η — коэффициент молекулярной вязкости ($1.5 \cdot 10^{-5}$ м²/с). При скорости ветра 10 м/с, $v_* \approx 0.3$ м/с, $z_v \approx 3 \cdot 10^{-3}$ м. Очевидно, что в прикладных задачах геофизической гидродинамики (численный прогноз погоды и климата) использовать такое разрешение невозможно. Но для исследовательских целей вполне осуществимы расчеты с помощью математической модели ВПС с высоким разрешением вблизи поверхности.

В [5–7] представлена одномерная модель ВПС для нейтрального пограничного слоя. Данная модель была получена путем интегрирования по горизонтали двумерных уравнений движения и баланса кине-

тической энергии турбулентности, записанных в следящей поверхности системе координат. Полученные уравнения отличаются от одномерных уравнений турбулентной диффузии наличием члена, описывающего волновой поток импульса. Была найдена аппроксимация данного потока (будет описана ниже) по результатам, полученным с помощью двумерной модели пограничного волнового слоя. Подробно все вышеописанные процедуры описаны в [7]. В ранее упомянутых работах [5] и [6] была получена зависимость коэффициента сопротивления от скорости ветра. В данной работе предлагается модификация модели ВПС с учётом тепло- и влагообмена.

2. Система уравнений стратифицированного ВПС

Рассматривается горизонтально однородный слой атмосферы над волновой поверхностью в системе координат отсчитываемой от среднего уровня до высоты H , которая принимается равной 10 м. Волновое поле задается двумерным спектром $S(\omega, \theta)$, где ω — частота, θ — угол между направлением ветра и направлением движения соответствующей компоненты спектра. Вывод системы одномерных уравнений движения для нестратифицированного ВПС описан в [5–7], в данной работе учитываются дополнительно эффекты стратификации.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_M \frac{\partial u}{\partial z} + \tau_w \right), \quad (6)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_T \frac{\partial \Theta}{\partial z} + h_w \right), \quad (7)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_T \frac{\partial q}{\partial z} + s_w \right), \quad (8)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_T \frac{\partial e}{\partial z} + P + B - \varepsilon, \quad (9)$$

где u — горизонтальная компонента скорости, e — кинетическая энергия турбулентности, Θ — потенциальная температура, q — удельная влажность, k_M — коэффициент турбулентной вязкости, k_T — коэффициент турбулентной диффузии,

$$k_M = \kappa z \sqrt{e / C_1} / f_M(\zeta), \quad k_T = \text{Pr} \kappa z \sqrt{e / C_1} / f_T(\zeta) \quad (10)$$

$C_1 = 3.7$ — константа, $\text{Pr} = 0.95$ — число Прандтля [8], τ_w, h_w, s_w — вертикальные волновые потоки импульса, тепла и влаги соответственно; P — скорость генерации энергии турбулентности за счет сдвига скорости;

$$P = \frac{\partial u}{\partial z} \left(k_M \frac{\partial u}{\partial z} + \tau_w \right), \quad (11)$$

B — скорость трансформации энергии турбулентности за счет сил плавучести,

$$B = -k_T \frac{g}{\Theta_v} \frac{\partial \Theta_v}{\partial z}, \quad (12)$$

где g — ускорение свободного падения, Θ_v — виртуальная потенциальная температура,

$$\Theta_v = \Theta(1 + 0.608q), \quad (13)$$

ε — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности,

$$\varepsilon = \left(\frac{e}{C_1} \right)^{3/2} f_T(\zeta) / (\kappa z). \quad (14)$$

Используются аппроксимации функции устойчивости из [9, 10].

$$\zeta = \frac{z}{L}, \quad L = - \frac{\overline{w'u'}^{3/2}}{\kappa w' \Theta_v' \frac{g}{T}}, \quad (15)$$

где масштаб L рассчитывается по данным, полученным на уровне 10 м.

$$\begin{cases} f_M(\zeta) = (1 - 15\zeta)^{-1/4}, & f_T(\zeta) = (1 - 15\zeta)^{-1/4}, & \zeta < 0 \\ f_M(\zeta) = 1 + \frac{6.5\zeta(1+\zeta)^{1/3}}{1.3+\zeta}, & f_T(\zeta) = 1 + \frac{5\zeta + 5\zeta^2}{1+3\zeta+\zeta^2}, & \zeta \geq 0 \end{cases} \quad (16)$$

где $\bar{T}$ — среднее значение температуры ВПС(К), и турбулентные потоки импульса и тепла в (15) принимаются средние для всего слоя и рассчитываются по формулам (1)—(4). Параметр шероховатости будет определен ниже. Число Прандтля принимается постоянным для всего слоя и равным 0.95.

3. Граничные условия

В качестве граничных условий для уравнений (6)—(8) используются значения скорости ветра, температуры и удельной влажности на высоте $H(u(H), \Theta(H), q(H))$ соответственно). Верхнее граничное условие для уравнения (9) имеет вид:

$$e_{z=H} = C_1 v_*^2, \quad (17)$$

где

$$v_*^2 = \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=H}, \quad (18)$$

в качестве нижнего граничного условия для уравнения (6) задаётся — тангенциальное напряжение трения,

$$\left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=z_v} = v_{*0}^2, \quad (19)$$

$$v_{*0} = \kappa u_1 \left(\ln \frac{z_1}{z_{00}} \right)^{-1}, \quad (20)$$

где u_1 — скорость на нижнем уровне z_1 , z_{00} — параметр шероховатости, рассчитываемый по формуле из [1]:

$$z_{00} = 0.11 \frac{\eta}{v_*}. \quad (21)$$

В настоящее время нет какой-либо общепринятой методики расчёта параметра шероховатости в вязком буферном подслое над волновой поверхностью. Очевидно, что известная формула Чарнока или её различные варианты в такой задаче не могут быть применены, так как не обеспечивают достаточную точность вследствие неопределённости в выборе коэффициента.

В варианте модели ВПС [5] использовалась гипотеза, что действие малых беспорядочных волн аналогично действию элементов шероховатости на плоской подстилающей поверхности. И поверхностная шероховатость определялась высокочастотными поверхностными волнами за пределами рассматриваемой спектральной области. При высоком спектральном разрешении полученный параметр шероховатости имел величину, сравнимую с шероховатостью над плоской стенкой. В дальнейшем было решено использовать в модели именно такое определение параметра шероховатости (вариант модели ВПС [6]).

Нижнее граничное условие для уравнения (7) определяет поток тепла в вязком подслое [11]

$$\left(k \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_{z=z_v} = h_f, \quad (22)$$

$$h_f = \frac{(\Theta_1 - \Theta_s) \lambda v_{0*}}{\rho c_p \eta \left(\frac{u_1}{v_{0*}} + P(\sigma_t) \right)}, \quad (23)$$

Θ_1 — потенциальная температура, T_s — температура поверхности, $\lambda = 0.022$ Вт/(м·К) — коэффициент теплопроводности воздуха, $\rho = 1.3$ кг/м³ — плотность воздуха, $c_p = 1007$ Дж/(кг·К) — удельная теплоемкость воздуха, $\sigma_t = 0.72$ — ламинарное число Прандтля (отношение коэффициента молекулярной вязкости и коэффициента молекулярной диффузии тепла), $P(\sigma_t)$ — функция, определяющая тепловое сопротивление вязкого подслоя, для которой была выбрана следующая аппроксимация [12]:

$$P(\sigma_t) = 9.0 \left[\frac{\sigma_t}{Pr} - 1 \right] \left(\frac{\sigma_t}{Pr} \right)^{-1/4}. \quad (24)$$

Испарение на верхней границе вязкого подслоя задаётся как граничное условие для уравнения (8)

$$\left(k \frac{\partial q}{\partial z} \right)_{z=z_v} = s_f, \quad (25)$$

которое рассчитывается по следующей формуле [13]:

$$s_f = c_e v_{0*} (q_1 - q_s) Sc^{-2/3}, \quad (26)$$

где $c_e = 0.6$ — эмпирическая безразмерная константа, $Sc = 0.6$ — число Шмидта, q_1 — удельная влажность на нижнем уровне, которая вычисляется по формуле

$$q = \frac{0.622 E \cdot rh}{P - 0.378 E}, \quad (27)$$

где $P = 1000$ гПа — атмосферное давление, rh — относительная влажность, $E \cdot rh$ — парциальное давление водяного пара, E — парциальное давление водяного пара при состоянии насыщения. Для расчета парциального давления водяного пара при состоянии насыщения используется формула Бака [14]:

$$E = 6.1121 \cdot \exp \left(\frac{(18.678 - t_s / 234.5) t_s}{257.14 + t_s} \right). \quad (28)$$

На уровне шероховатости принимается, что $rh = 1$.

Нижнее граничное условие уравнения (9) задается аналогично верхнему.

$$e_{z=z_v} = C_1 v_{0*}^2. \quad (29)$$

4. Волновые потоки

Для расчета τ_w используется аппроксимация волнового потока импульса из [7], полученная на основе двумерной модели ВПС, объединенной с конформной моделью потенциальных волн,

$$\tau_w(z) = \int_0^{\omega_M} \int_{-\pi}^{\pi} \omega^2 \beta(\Omega) S(\omega, \theta) \exp \left(-G(\tilde{\omega}) \frac{\omega^2 z}{g} \right) d\omega d\theta. \quad (30)$$

где Ω — кажущаяся (т.е. вычисленная по направлению ветра) безразмерная частота, которая рассчитывается по формуле:

$$\Omega = \omega u(z_{\lambda/2}) \cos(\theta) / g, \quad (31)$$

$$z_{\lambda/2} = \left(\frac{\pi g}{\omega^2} \right). \quad (32)$$

Для мнимой части бета функции [15], используется следующая аппроксимация, полученная в [7]:

$$\beta = \begin{cases} \beta_0 + a_0 (\Omega - \Omega_0) + a_1 (\Omega - \Omega_0)^2 & \Omega < \Omega_0 \\ \beta_0 + a_0 (\Omega - \Omega_0) - a_1 (\Omega - \Omega_0)^2 & \Omega > \Omega_0 \end{cases}, \quad (33)$$

где $a_0 = 0.02277$, $a_1 = 0.09476$, $a_2 = -0.3718$, $a_3 = 14.80$, $\beta_0 = -0.02$, $\Omega_0 = 0.58$.

G — функция $\tilde{\omega} = \Omega / \Omega_p$:

$$G = 0.985 + 0.4(\tilde{\omega})^{0.81}. \quad (34)$$

Ω_p — кажущаяся частота, приходящаяся на пик спектра, рассчитывается по формуле (31) с подстановкой в неё ω_p — параметра, который определяется из формы спектра и который будет описан ниже.

Для h_w и s_w предлагается следующий способ расчета:

$$h_w, s_w = \begin{cases} (h_f, s_f) 0.2 \exp \left(-26 \frac{z}{L_p} \right) & \frac{z}{L_p} > 0.02 \\ (h_f, s_f) 9.3 \frac{z}{L_p} & \frac{z}{L_p} \leq 0.02 \end{cases}, \quad (35)$$

где L_p — длина волны пика.

Данный вид формул расчета волновых потоков тепла и пара является авторским предложением. В формуле используется предположение, что волновой поток скалярных величин на поверхности раздела должен быть равен 0, после чего увеличивается от 0 до некоторой величины, а далее убывает, причем убывание должно быть аналогично волновому потоку импульса — экспоненциально.

Интерполяция значений скорости ветра из узлов сетки, которая будет описана ниже, на высоты $z_{1/2}$, находящиеся внутри расчетной области, производится аппроксимацией профиля скорости ветра функцией $A_1 \ln z + A_2 z + A_3$. Коэффициенты и находятся методом наименьших квадратов.

Для высот $z_{1/2}$, находящихся вне расчетной области, принимается, что скорость ветра меняется с высотой согласно логарифмическому закону. При этом максимальное значение $z_{1/2}$ ограничивается значением 100 м.

Скорость на высотах $z_{1/2}$, находящихся внутри вязкого ламинарного подслоя, определяется по линейной зависимости и принимает значения от 0 на уровне z_{00} , до u_1 на уровне z_1 .

5. Волновой спектр

Данная работа направлена на создание схемы параметризации волнового пограничного в совместных моделях атмосферы, океана и ветрового волнения. Для иллюстрации здесь используется спектр JONSWAP [16]:

$$S(\omega, \theta) = S_1(\omega) D(\tilde{\omega}, \theta), \quad (36)$$

где $S_1(\omega)$ — одномерный спектр, $D(\theta)$ — функция, описывающая угловое распределение плотности потенциальной энергии,

$$S_J(\omega) = \alpha g^2 \omega^{-5} \exp(-1.25 \tilde{\omega}^{-4}) \gamma^\Gamma, \quad (37)$$

где $\Gamma = 3.3$, α — коэффициент, зависящий от $\Omega_n = u(H)/c_p$ [17]:

$$\alpha = 0.01 \Omega_n^{0.66}, \quad (38)$$

Γ — функция $\tilde{\omega}$:

$$\Gamma = \exp\left(\left(\frac{\tilde{\omega}-1}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right), \quad (39)$$

где

$$\sigma = \begin{cases} 0.7 & \tilde{\omega} < 1 \\ 0.9 & \tilde{\omega} \geq 1 \end{cases}. \quad (40)$$

Известно, что аппроксимация JONSWAP при малых значениях обратного возраста волны $\Omega_n < 1.5$ примерно в полтора раза завышает максимальное значение спектра по сравнению со спектром Пирсона-Московитца [18] для развитого волнения:

$$S_P(\omega) = 0.0081 g^2 \omega^{-5} \exp(1.25 \tilde{\omega}^{-4}). \quad (41)$$

Комбинированный спектр $S(\omega)$, учитывающий асимптотическое поведение спектра (38), может быть получен линейной комбинацией S_J и S_P :

$$S(\omega) = W S_P + (1 - W) S_J, \quad (42)$$

где $W = \exp(-15(\Omega_n - \Omega_m))$, где $\Omega_m = 0.855$ — предельный обратный возраст волн. Угловое расширение спектра $D(\tilde{\omega}, \theta)$ предложено Донеланом [19].

$$D(\omega, \theta) = 0.5 B(\tilde{\omega}) \operatorname{sech}(B(\tilde{\omega})\theta) \bar{D}^{-1}, \quad (43)$$

где $\bar{D}^{-1}$ — множитель, обеспечивающий $\sum_{\theta} D = 1$, а $B(\tilde{\omega})$ — функция:

$$B(\omega) = \begin{cases} 1.24 & \tilde{\omega} < 0.56 \\ 2.61 \tilde{\omega}^{1.3} & 0.56 \leq \tilde{\omega} \leq 0.95 \\ 2.28 \tilde{\omega}^{-1.3} & 0.95 < \tilde{\omega} \end{cases}. \quad (44)$$

Форма спектра зависит от единственного параметра — Ω_n . Частота максимума ω_p определяется формулой

$$\omega_p = \Omega_n g / u(H). \quad (45)$$

Длина волны пика для (35) рассчитывается как

$$L_p = 0.5 g \pi / \omega_p^2. \quad (46)$$

6. Численные параметры модели

Система одномерных уравнений (6)–(9) интегрировалась на сетке с неравномерным шагом $\Delta z_{i+1} = \gamma_z \Delta z_i$, нижний шаг рассчитывался по формуле

$$\Delta z = H (\gamma_z - 1) (\gamma_z^L - 1)^{-1}, \quad (47)$$

где L — число слоёв, γ_z — коэффициент разрешения для вертикальной сетки. Применялись следующие параметры расчетной сетки: $\gamma_z = 1.05$, $L = 100$, $\Delta z_1 = 0.002$ м, при таких параметрах $\Delta z_L = 0.504$ м.

Для задания волнового спектра задавалась следующая сетка:

$$\begin{aligned} \theta_j &= -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{N} \left(\frac{1}{2} + j \right), j = 0, 1, 2, \dots, N-1, \\ \omega_{i+1} &= \sum_{i=0}^{M-1} \Delta \omega_i, \Delta \omega_{i+1} = \gamma_\omega \Delta \omega_i, i = 0, 1, 2, \dots, M-1, \omega_0 = 0 \end{aligned} \quad (48)$$

т. е. используется равномерная сетка по углу θ с шагом π/N и растянутая сетка по частоте ω с коэффициентом растяжения. Для обеспечения достаточной аппроксимации низкочастотной части спектра $S(\omega)$ первый интервал $\Delta \omega_1$ в формуле (48) рассчитывается по формуле

$$\Delta \omega_1 = 0.1 \omega_p \Omega_n, \quad (49)$$

$M = 80$ при коэффициенте растяжения $\gamma_\omega = 1.03$. При этом разрешении $\Delta \omega_1 = 0.039$, $\Delta \omega_M = 0.40 \text{ rad}^{-1}$, $\Delta \omega_M = 12.28 \text{ rad}^{-1}$. Разрешение по углу составляло 2° .

Уравнения решаются полунейвной схемой по времени с использованием метода трехдиагональной прогонки. Шаг по времени фиксирован и составляет 10 с.

7. Начальные условия и входные параметры

Начальные профили скорости, потенциальной температуры и влажности задавались по уравнениям теории слабо стратифицированного приземного слоя

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}, \Theta(z) = T_{sea} - \Theta_* \ln \frac{z}{z_0}, q(z) = q_{sea} - q_* \ln \frac{z}{z_0}, e(z) = c_1 u_*^2, \quad (50)$$

где

$$u_* = u(h) c_{dn}^{1/2}, \Theta_* = \frac{(T_{sea} - \Theta(h)) c_{dn}^{1/2}}{\kappa}, q_* = \frac{(q_{sea} - q(h)) c_{dn}^{1/2}}{\kappa}, \quad (51)$$

$$z_0 = 0.02 \frac{u_*^2}{g}. \quad (52)$$

При этом $c_{dn}^{1/2}$ задавался равным 0.035. Была проведена серия экспериментов с различными комбинациями входных параметров модели: Ω_n , $u(H)$, $rh(H)$ по которой затем рассчитывалась $q(H)$ с использованием формулы (25), $\Delta \Theta = \Theta(H) - T_{sea}$. Входные параметры принимали следующие значения: Ω_n — 0.855 (развитое волнение), 1, 1.5, 2, 2.5. 3 («молодые» волны); $u(H)$ от 0.1 м/с до 30.1 м/с с шагом 1 м/с.; $rh(H)$ от 0.5 до 1 с шагом 0.1; $\Delta \Theta$ — -10, -5, -4, -3, -2, -1, -0.5, 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 10. Значение T_{sea} для всех экспериментов фиксировалось и принималось равным 20 °С. Таким образом, были проведены эксперименты для широкого спектра условий, в том числе и малореальных.

Каждый эксперимент проводился до получения стационарного решения удовлетворяющее условиям баланса импульса, тепла и влаги. Ниже представлено условие для баланса импульса:

$$\left[\left(\max(k_m \frac{\partial u}{\partial z} + \tau_w) - \min(k_m \frac{\partial u}{\partial z} + \tau_w) \right) \right] / \max(k_m \frac{\partial u}{\partial z} + \tau_w) < 0.001, \quad (53)$$

Условия для баланса тепла и влаги имеют аналогичный вид.

В условиях устойчивой стратификации плавучесть может подавлять развитие турбулентности, вследствие чего она выходит на так называемый локальный режим, следовательно, условие баланса потоков по высоте не может быть выполнено. Поэтому перед запуском эксперимента рассчитывается глобальное число Ричардсона для ВПС,

$$Ri = \frac{\Delta T \cdot g \cdot H}{\bar{T} \cdot u(H)^2}. \quad (54)$$

При превышении Ri критического значения, равного 0.25, эксперимент не производился, а потоки рассчитывались по формулам (1)–(4), (15)–(16), (21).

8. Результаты расчётов

Для каждого варианта были рассчитаны коэффициенты сопротивления, тепло- и влагообмена на поверхности

$$C_d = \frac{v_{*0}^2 + \tau_w(z_{00})}{u(H)^2}; \quad C_h = \frac{h_f}{u(H)\Delta\Theta}; \quad C_q = \frac{s_f}{u(H)(q(H) - q(0))}. \quad (55)$$

Из (35) следует, что волновые потоки тепла и влаги на поверхности равны 0, и могут не учитываться в суммарных значениях потоков.

Для набора входных данных каждого эксперимента были также рассчитаны турбулентные потоки с помощью широко используемой в настоящее время процедуры COARE3.0 [20]. Данная процедура основана на формулах (1)–(4), (15)–(16), учитывается порывистость ветра и зависимость шероховатости от высоты значительной волны H_s и длины пика волны

$$L_{pc} \cdot z_0 = 1200 H_s \left(\frac{H_s}{L_{pc}} \right)^{4.5} + 0.11 \frac{\eta}{v_*}, \quad (56)$$

H_s и L_{pc} в процедуре COARE определяются по следующим эмпирическим соотношениям

$$H_s = 0.018(u(H))^2(1 + 0.015u(H)), \quad (57)$$

$$L_{pc} = 0.729u(H). \quad (58)$$

Поскольку параметр шероховатости не зависит непосредственно от энергии волн, этот подход является сомнительным

Для потоков, полученных с помощью процедуры COARE, были рассчитаны коэффициенты обмена (в дальнейшем $C_{d \text{ COARE}}$, $C_{h \text{ COARE}}$, $C_{q \text{ COARE}}$). Расчет производился аналогично (55). При этом, волновой поток импульса процедурой COARE явным образом не рассчитывается. Эффект волнового перемешивания импульса включается в турбулентный поток неявно, через параметр шероховатости, как показано в (56)–(58).

На рис. 1 показана зависимость коэффициентов обмена от скорости ветра для условий полностью развитого волнения. Коэффициенты обмена одного типа (например, теплообмена, рассчитанного с помощью модели) соответствующие разным значениям $rh(H)$ совпадают. Таким образом, влажность воздуха не оказывает существенного влияния на силы плавучести и, следовательно, на интенсивность турбулентного обмена между океаном и атмосферой.

Наибольшее различие между моделью и процедурой COARE проявляются для коэффициента обмена импульсом или для коэффициента сопротивления. Для неустойчивой стратификации при приближении скорости ветра к 0 эти коэффициенты стремятся к бесконечности, т.е. даже в случае полного штиля обмен может осуществляться за счет конвективного перемешивания. Для устойчивой стратификации при увеличении скорости ветра увеличивается вклад динамического фактора (f_M стремится к 1), и коэффициенты C_d и $C_{d \text{ COARE}}$ уменьшаются. Уменьшение $C_{d \text{ COARE}}$ происходит примерно до значения $u(H) = 4$ м/с, после чего $C_{d \text{ COARE}}$ начинает увеличиваться, так как скорость ветра увеличивает H_s , а, следовательно, и параметр шероховатости. Но этот эффект появляется только при превышении H_s значений больше 0.5 м.

Увеличение коэффициента C_d происходит после превышения значения 2 м/с. Даже при небольших скоростях ветра и небольших значениях H_s волновые пульсации начинают оказывать влияние на полный

поток импульса двумя механизмами: 1) суммарное значение потока увеличивается за счет волновой составляющей, 2) скорость в нижней части ВПС увеличивается за счет волновой компоненты импульса, что в свою очередь приводит к большему сдвигу скорости у поверхности и увеличивает турбулентную часть потока.

После значения 7 м/с C_d и $C_{d\ COARE}$ увеличиваются с ростом скорости ветра, при этом значение C_d примерно в 1.5 раза больше чем $C_{d\ COARE}$.

При устойчивой стратификации наблюдается рост коэффициентов сопротивления с увеличением скорости ветра. Коэффициенты обмена имеют близкие значения, так как при малых скоростях ветра в устойчивой стратифицированной среде число Ri превышает критическое значение, и потоки в модели рассчитываются по формулам аналогичным тем, что используются в COARE. Если скорость ветра превышает значение 3 м/с, результаты для модели и для COARE различаются. Различие значений C_d и $C_{d\ COARE}$ для устойчивого случая обусловлена той же причиной, что и для неустойчивой стратификации.

В области малых скоростей ветра значения $C_{h\ COARE}$ и C_h практически одинаковы, как для устойчивой, так и для неустойчивой стратификации. После достижения значения скорости 5 м/с, значения C_h имеют тенденцию на уменьшение с увеличением скорости, а значение $C_{h\ COARE}$ на увеличение. При скорости ветра 30 м/с $C_{h\ COARE}$ превышает C_h примерно в 1.5 раза.

Коэффициенты влагообмена рассчитывается в процедуре COARE по тем же формулам, что и коэффициенты теплообмена, поэтому зависимости этих коэффициентов от скорости ветра совпадают.

Поведение зависимостей C_q и C_h от скорости ветра отличается: если C_h уменьшается, то C_q практически не меняется. Это объясняется разными видами формул расчета потоков на границе вязкого подслоя для тепла и влаги.

Поведение $C_{h\ COARE}$ и $C_{q\ COARE}$ в зависимости от скорости ветра объясняется заложенными в процедуру COARE механизмами, а именно: асимптотическое поведение функции устойчивости в неустойчивой среде при малых скоростях ветра и увеличение параметра шероховатости с увеличением скорости ветра. Поведение C_h и C_q при увеличении скорости ветра объясняется тем, что волновые потоки тепла и влаги не оказывают существенного влияния на формирование профилей температуры и удельной влажности.

На рис. 2 представлены зависимости коэффициентов обмена скорости ветра при разных значениях обратного возраста волны. Процедура COARE не использует каких-либо параметров, характеризующих степень развития волн. Поэтому коэффициенты сопротивления, тепло- и влагообмена, рассчитанные данной

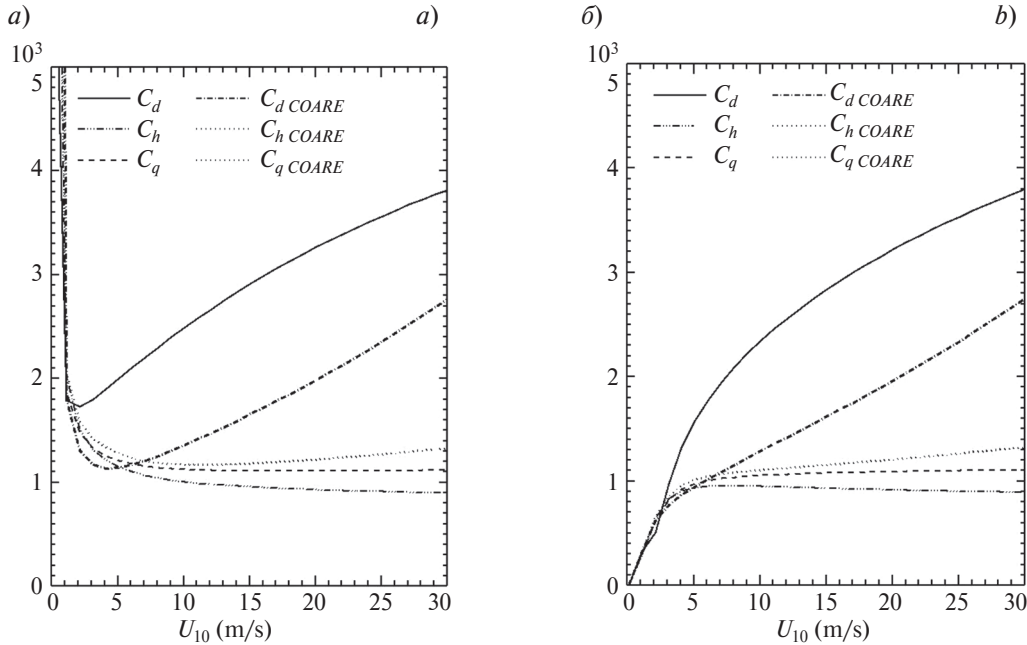


Рис. 1. Зависимость коэффициентов обмена от $u(H)$ при разных значениях $rh(H)$, $\Omega_n = 0.855$: а — $\Delta\Theta = -1$ (неустойчивая стратификация), б — $\Delta\Theta = 1$ (устойчивая стратификация).

Fig. 1. Dependence of exchange coefficients on $u(H)$ under differ values of $rh(H)$, $\Omega_n = 0.855$: а — $\Delta\Theta = -1$ (unstable stratification), б — $\Delta\Theta = 1$ (stable stratification).

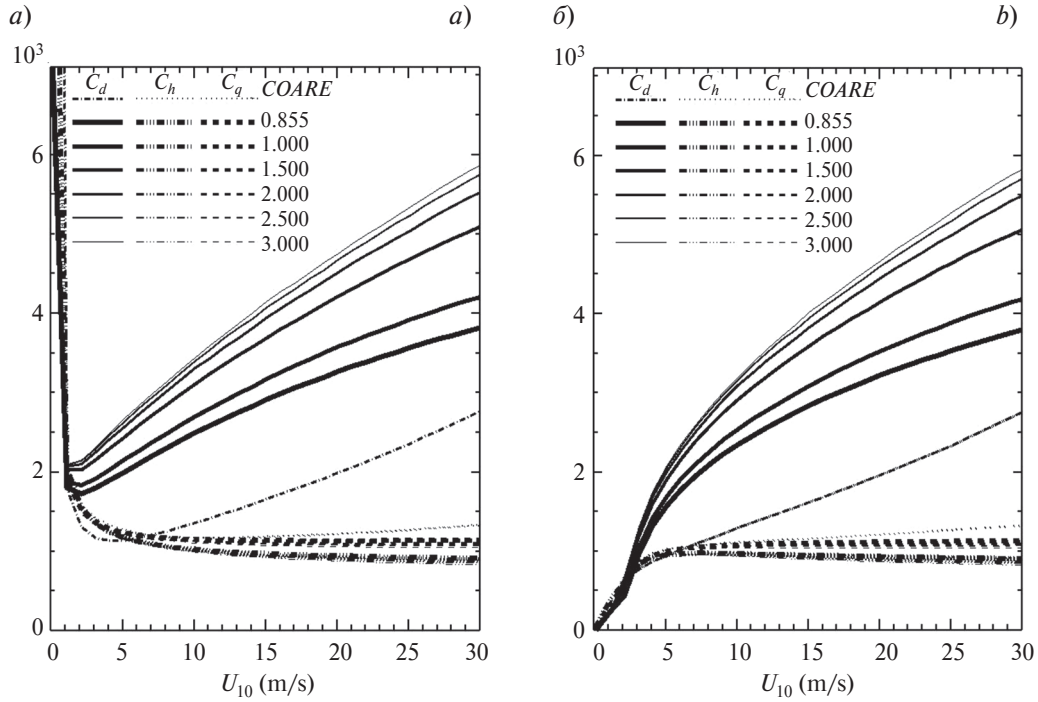


Рис. 2. Зависимость коэффициентов обмена от $u(H)$ при разных значениях Ω_n , $rh(H) = 0.8$: $a - \Delta\Theta = -1$ (неустойчивая стратификация), $b - \Delta\Theta = 1$ (устойчивая стратификация).

Fig. 2. Dependence of exchange coefficients on $u(H)$ under differ values of Ω_n , $rh(H) = 0.8$: $a - \Delta\Theta = -1$ (unstable stratification), $b -$ right panel $\Delta\Theta = 1$ (stable stratification).

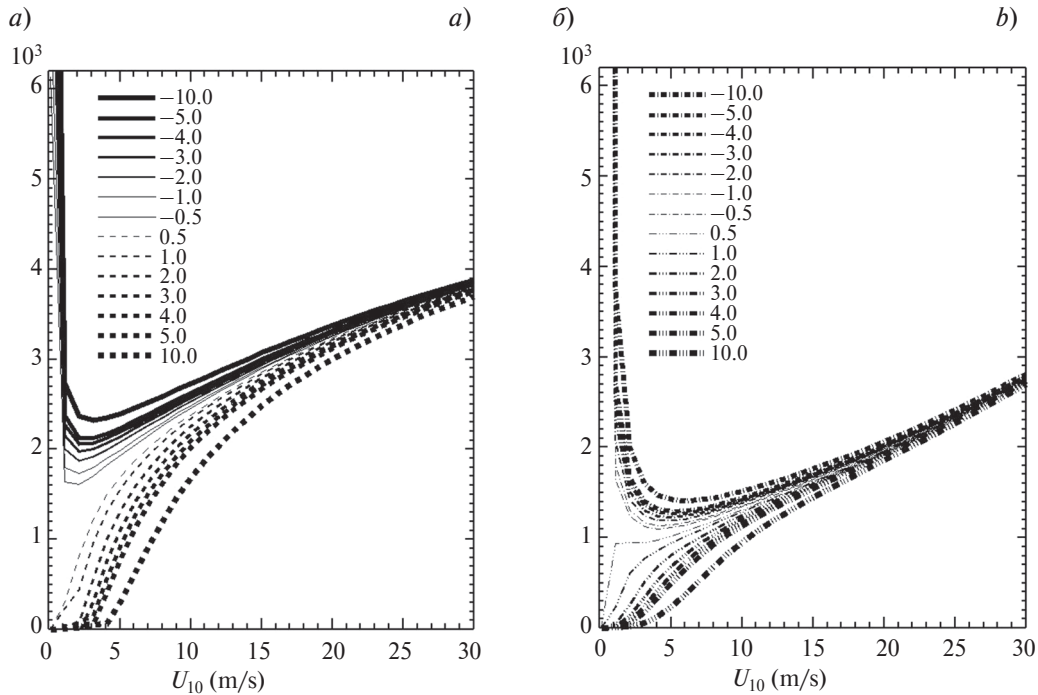


Рис. 3. Зависимость коэффициента сопротивления от $u(H)$ при разных значениях $\Delta\Theta$, $\Omega_n = 0.855$, $rh(H) = 0.8$: $a -$ коэффициент сопротивления, рассчитанный моделью ВПС; $b -$ коэффициент сопротивления, рассчитанный процедурой COARE.

Fig. 3. Dependence of drag coefficients on $u(H)$ under differ values of $\Delta\Theta$, $\Omega_n = 0.855$, $rh(H) = 0.8$: $a -$ drag coefficients calculated by the WBL model; $b -$ drag coefficients calculated by the COARE algorithm.

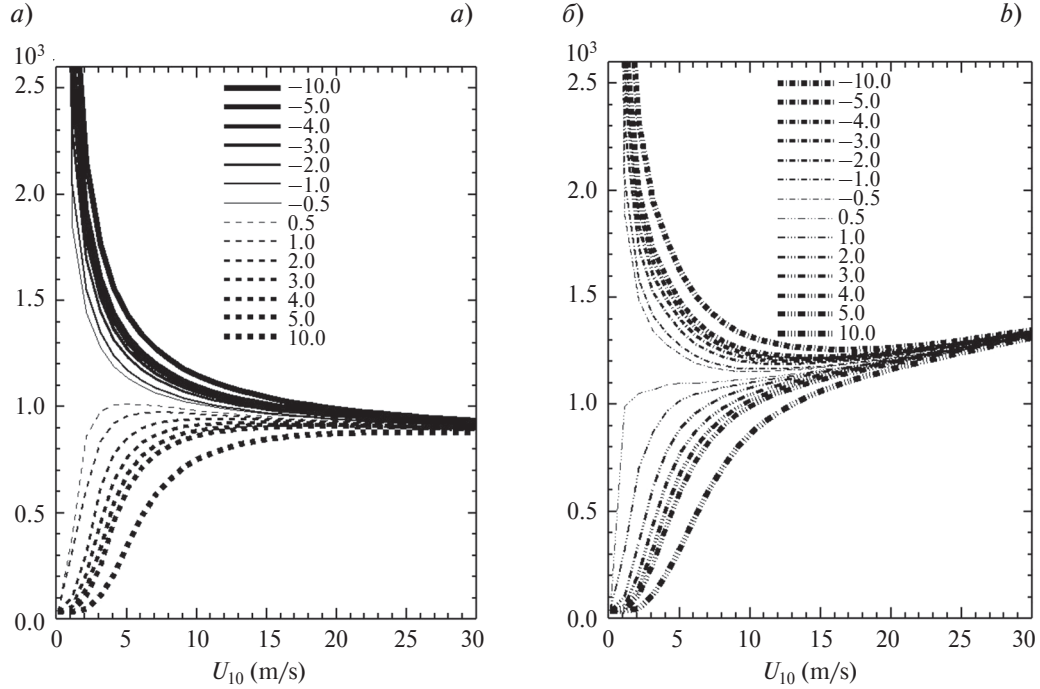


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплообмена от $u(H)$ при разных значениях $\Delta\Theta$, $\Omega_n = 0.855$, $rh(H) = 0.8$: *a* — коэффициент теплообмена, рассчитанный моделью ВПС; *б* — коэффициент теплообмена, рассчитанный процедурой COARE.

Fig. 4. Dependence of coefficients of heat exchange on $u(H)$ under differ values of $\Delta\Theta$, $\Omega_n = 0.855$, $rh(H) = 0.8$: *a* — coefficients of heat exchange calculated by the WBL model; *b* — coefficients of heat exchange calculated by the COARE algorithm.

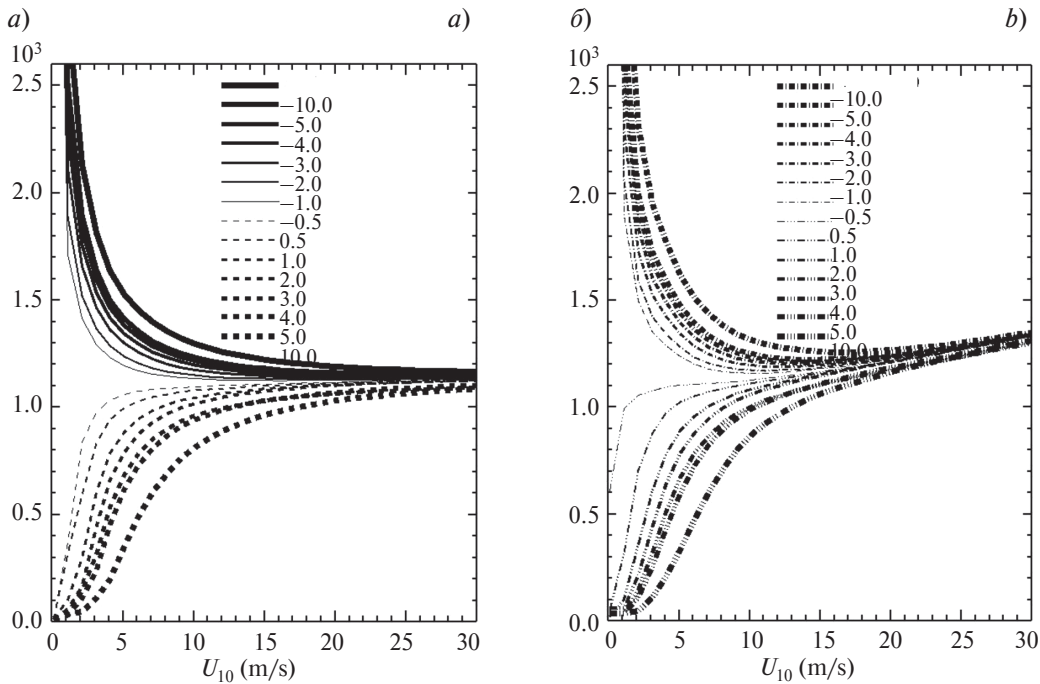


Рис. 5. Зависимость коэффициента влагообмена от $u(H)$ при разных значениях $\Delta\Theta$, $\Omega_n = 0.855$, $rh(H) = 0.8$: *a* — коэффициент влагообмена, рассчитанный моделью ВПС; *б* — коэффициент влагообмена, рассчитанный процедурой COARE.

Fig. 5. Dependence of coefficients of vapor exchange on $u(H)$ under differ values of $\Delta\Theta$, $\Omega_n = 0.855$, $rh(H) = 0.8$: *a* — coefficients of heat exchange calculated by the WBL model; *b* — coefficients of vapor exchange calculated by the COARE algorithm.

процедурой, не зависят от Ω_n . Зависимость C_h и C_q от Ω_n также несущественна. По рис. 2 видно, что значения коэффициентов тепло- и влагообмена для различных возрастов волн при одних и тех же скоростях ветра практически совпадают.

Коэффициент сопротивления, рассчитанный моделью, существенно зависит от обратного возраста волны. При больших скоростях ветра значения C_d соответствующие минимальному и максимальному Ω_n отличаются почти в 1.5 раза. Данный эффект имеет следующее физическое объяснение: в развивающемся волнении высокочастотные волны имеют большую амплитуду, чем в развитом волновом поле, и, следовательно, создается большее сопротивление воздушному потоку.

На рис. 3–5 представлены зависимости коэффициентов сопротивления, теплообмена и влагообмена от скорости ветра при разных $\Delta\Theta$. На качественное поведение зависимости коэффициентов от скорости ветра влияет только тип стратификации (устойчивость или неустойчивость). Наибольшая разница между коэффициентами для разных $\Delta\Theta$ наблюдается в области малых значений скорости ветра. При больших скоростях ветра влияние стратификации практически исчезают, значения коэффициентов обмена при разных DQ и при одинаковых скоростях ветра имеют очень близкие значения. Значения C_d , $C_{d\ COARE}$, $C_{h\ COARE}$ и $C_{q\ COARE}$ растут с увеличением скорости ветра на верхней границе ВПС, C_h уменьшается (за исключением экстремально устойчивого случая при $\Delta\Theta = 10$), а C_d стремится к постоянному значению (примерно 0.0011).

9. Заключение

Предложенная в работе одномерная модель позволяет воспроизводить обмен импульсом, теплом и влагой в волновом пограничном слое атмосферы. Данная модель, с одной стороны, имеет достаточное разрешение для расчета потоков субстанций на границе вязкого подслоя, с другой стороны — достаточно вычислительно эффективна и позволяет проводить массовые расчеты. Одномерная модель использует параметризацию волнового потока импульса, полученную на основе расчетов двумерной модели пограничного слоя над волнами [7]. Таким образом, обе модели дополняют друг друга, и позволяют решать большой перечень задач.

Была проведена серия экспериментов, в которых входные в модель параметры менялись в широком диапазоне, оценено качественное влияние этих параметров на интенсивность турбулентного обмена различных субстанций. Показано, что значение влажности воздуха не оказывает значимого влияния на турбулентный обмен в ВПС. Степень развития волн оказывает существенное влияние на коэффициент сопротивления, коэффициенты тепло- и влагообмена практически не зависят от возраста волн. Перепад температур над поверхностью моря и на высоте 10 м оказывает существенное влияние на коэффициенты обмена при скоростях ветра до 20 м/с. Турбулентный обмен в устойчивой среде более чувствителен к значению перепада температур, чем в неустойчивой.

Сравнение коэффициентов обмена, рассчитанных моделью, с потоками, рассчитанными по широко используемой в настоящее время процедуре COARE, показало, что коэффициент сопротивления, рассчитанный в модели ВПС, больше, чем коэффициент сопротивления, рассчитанный COARE, что объясняется разными способами учета волнового влияния на обмен в ВПС. Наибольшее влияние на обмен импульсом оказывает скорость ветра и степень развития волн. Влияние стратификации ощутимо на сравнительно небольших скоростях ветра.

Значения коэффициентов тепло- и влагообмена, рассчитанных моделью, примерно в 1.5 раза меньше, чем значения коэффициентов, рассчитанных с помощью процедуры COARE. Форма волнового спектра практически не оказала влияния на тепло и влагообмен в ВПС. Основное влияние на коэффициенты оказывает скорость ветра и стратификация при небольших скоростях. Данные результаты могут быть положены в основу для разработки новых или уточнения существующих методов расчета потока на поверхности океана.

10. Финансирование

Результаты исследований выполнены в рамках гос. задания (№ 0128–2021–0014).

Литература

1. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика: механика турбулентности. Ч. 1. М.: Наука, 1965. 639 с.
2. Brunke M.A., Fairall C.W., Zeng X., Eymard L., Curry J.A. Which bulk aerodynamic algorithms are least problematic in computing ocean surface turbulent flux // J. Climate. 2003. V. 16. P. 619–635. doi: 10.1175/1520–0442(2003)016<0619: WBAAAL>2.0.CO;2
3. Fairall C.W., White A.B., Edson J.B., Hare J.E. Integrated shipboard measurements of the marine boundary layer // J. Atmos. Oceanic Technol. 1997. V. 14, P. 338–359. doi: 10.1175/1520–0426(1997)014<0338: ISMOTM>2.0.CO;2

4. Finkelstein P.L., Sims P.F. Sampling error in eddy correlation flux measurements // J. Geophys. Res. Atmos. 2001. V. 106, P. 3503–3509. doi: 10.1029/2000JD900731
5. Чаликов Д.В., Булгаков К.Ю. Структура приводного слоя атмосферы // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2019. Т. 12, № 2. С. 50–65. doi: 10.7868/S2073667319020072
6. Chalikov D., Babanin A.V. Parameterization of wave boundary layer // Atmosphere. 2019. V. 10, Iss. 11. doi: 10.3390/atmos10110686
7. Chalikov D., Rainchik S. Coupled numerical modelling of wind and waves and the theory of the wave boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 2010. V. 138, Iss. 1. P. 1–41. doi: 10.1007/s10546-010-9543-7
8. Höglström U. Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: A re-evaluation // Boundary-Layer Meteorol. 1988. V. 42, Iss. 1. P. 55–78. doi: 0.1007/BF00119875
9. Businger J.A. A note on the Businger-Dyer profiles // Boundary-Layer Meteorol. 1988. V. 42. P. 145–151. doi: 10.1007/BF00119880
10. Grashev A.A., Andreas E.L., Fairall C.W., Guest P.S., Person P.O.G. SHEBA flux-profile relationships in the stable atmosphere boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 2007. V. 124. P. 315–333. doi: 10.1029/2000JC000411
11. Malin M.R. On the calculation of heat transfer rates in fully turbulent wall flows // Appl. Math. Modeling. 1987. V. 11. P. 281–284. doi: 10.1016/0307-904X(87)90143-0
12. Launder B.E., Spalding D.B. The numerical computation of turbulent flow // Comp. Methods. Appl. Mech. Eng. 1974. V. 3. P. 269–289. doi: 10.1016/0045-7825(74)90029-2
13. Brutsaert W. A theory for local evaporation (or heat transfer) from rough and smooth surface at ground level // Water Resour. Res. 1975. V. 11, № 4. P. 543–550. doi: 10.1029/WR011i004p00543
14. Back A.L. New equation of computing vapor pressure and enhancement factor // J. Appl. Meteor. 1981. V. 20. P. 1527–1532. doi: 10.1175/1520-0450(1981)020<1527: NEFCVP>2.0.CO;2
15. Miles J.W. On the generation of surface waves by shearflows // J. Fluid. Mech. 1957. V. 3, Iss. 2. P. 185–204. doi: 10.1017/S0022112057000567
16. Hasselmann K., Barnett R.P., Bouws E. et al. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint Sea Wave Project (JONSWAP). Deutsches Hydrogr. Inst., 1973. 95 p.
17. Бабанин А.В., Соловьев Ю.П. Параметризация ширины углового распределение энергии ветровых волн при ограниченных разгонах // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1987. Т. 23, № 8. С. 868–876.
18. Pierson W.J., Moscovitz L. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii // J. Geophys. Res. 1964. V. 69, Iss. 24. P. 5181–5190. doi: 10.1029/JZ069i024p05181
19. Donelan M.A. Air-sea interaction // The Sea. 1990. V. 9. P. 239–292. doi: 10.5772/15385
20. Fairall C.W., Bradley E.F., Hare J.E., Grachev A.A., Edson J.B. Bulk parameterization of air-sea fluxes: updates and verification for COARE Algorithm // J. Climate. 2003. V. 16. P. 571–591. doi: 10.1175/1520-0442(2003)016<0571: BPOASF>2.0.CO;2

References

1. Monin A.S., Yaglom A.M. Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence. Cambridge, M.I.T. Press, 1971. 770 p.
2. Brunke M.A., Fairall C.W., Zeng X., Eymard L., Curry J.A. Which bulk aerodynamic algorithms are least problematic in computing ocean surface turbulent flux. J. Climate. 2003, 16, 619–635. doi: 10.1175/1520-0442(2003)016<0619: WBAAAL>2.0.CO;2
3. Fairall C.W., White A.B., Edson J.B., Hare J.E. Integrated shipboard measurements of the marine boundary layer. J. Atmos. Oceanic Technol. 1997, 14, 338–359. doi: 10.1175/1520-0426(1997)014<0338: ISMOTM>2.0.CO;2
4. Finkelstein P.L., Sims P.F. Sampling error in eddy correlation flux measurements. J. Geophys. Res. Atmos. 2001, 106, 3503–3509. doi: 10.1029/2000JD900731
5. Chalikov D.V., Bulgakov K. Yu. The structure of surface layer above sea. Fundam. Prikl. Gidrofiz. 2019, 12, 2, 50–65 (in Russian). doi: 10.7868/S20736673190200726
6. Chalikov D., Babanin A.V. Parameterization of wave boundary layer. Atmosphere. 2019, 10, 11. doi: 10.3390/atmos10110686
7. Chalikov D., Rainchik S. Coupled numerical modelling of wind and waves and the theory of the wave boundary layer. Boundary-Layer Meteorol. 2010, 138, 1, 1–41. doi: 10.1007/s10546-010-9543-7
8. Höglström U. Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer: A re-evaluation. Boundary-Layer Meteorol. 1988, 42, 1, 55–78. doi: 0.1007/BF00119875
9. Businger J.A. A note on the Businger-Dyer profiles. Boundary-Layer Meteorol. 1988, 42, 145–151. doi: 10.1007/BF00119880

10. Grashev A.A., Andreas E.L., Fairall C.W., Guest P.S., Person P.O.G. SHEBA flux-profile relationships in the stable atmosphere boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.* 2007, 124, 315–333. doi: 10.1029/2000JC000411
11. Malin M.R. On the calculation of heat transfer rates in fully turbulent wall flows. *Appl. Math. Modeling.* 1987, 11, 281–284. doi: 10.1016/0307-904X(87)90143-0
12. Launder B.E., Spalding D.B. The numerical computation of turbulent flow. *Comp. Methods. Appl. Mech. Eng.* 1974, 3, 269–289. doi: 10.1016/0045-7825(74)90029-2
13. Brutsaert W. A theory for local evaporation (or heat transfer) from rough and smooth surface at ground level. *Water Resour. Res.* 1975, 11, 4, 543–550. doi: 10.1029/WR011i004p00543
14. Back A.L. New equation of computing vapor pressure and enhancement factor. *J. Appl. Meteor.* 1981, 20, 1527–1532. doi: 10.1175/1520-0450(1981)020<1527: NEFCVP>2.0.CO;2
15. Miles J.W. On the generation of surface waves by shearflows. *J. Fluid Mech.* 1957, 3, 2, 185–204. doi: 10.1017/S0022112057000567
16. Hasselmann K., Barnett R.P., Bouws E. et al. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint Sea Wave Project (JONSWAP). *Deutsches Hydrogr. Inst.*, 1973. 95 p.
17. Babanin A.V., Soloviev Yu.P. Parameterization of width of directional energy distributions of wind-generated waves at limited fetches. *Izv. Atmos. Ocean. Phys.* 1987, 23, 645–651.
18. Pierson W.J., Moscowitz L. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii. *J. Geophys. Res.* 1964, 69, 24, 5181–5190. doi: 10.1029/JZ069i024p05181
19. Donelan M.A. Air-sea interaction. *The Sea.* 1990, 9, 239–292. doi: 10.5772/15385
20. Fairall C.W., Bradley E.F., Hare J.E., Grachev A.A., Edson J.B. Bulk parameterization of air-sea fluxes: updates and verification for COARE Algorithm. *J. Climate.* 2003, 16, 571–591. doi: 10.1175/1520-0442(2003)016<0571: BPOASF>2.0.CO;2