

ПРЯМОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО УСТОЙЧИВО СТРАТИФИЦИРОВАННОГО ВОЗДУШНОГО ПОТОКА НАД ВЗВОЛНОВАННОЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

О. А. Дружинин¹, Ю. И. Троицкая¹, С. С. Зилитинкевич²

¹ Институт прикладной физики Российской академии наук (ИПФ РАН)

² Финский метеорологический институт, Хельсинки, Финляндия

Параметризация потоков импульса и тепла в турбулентном, устойчиво стратифицированном пограничном слое над взволнованной водной поверхностью необходима для крупномасштабных численных климатических моделей и прогноза погоды. При этом связь между крупномасштабными полями скорости и температуры и турбулентными потоками на границе раздела океан-атмосфера даётся относительно простыми функциями, включающими так называемые «балковые» коэффициенты. Значения этих коэффициентов в различных моделях климата меняются в довольно широких пределах, и их конкретизация является довольно сложной задачей натурального и численного эксперимента. Мы используем прямое численное моделирование как инструмент для детального исследования пограничного слоя на границе раздела океан-атмосфера, чтобы далее уточнять и верифицировать параметризацию, используемую в крупномасштабных климатических моделях. Особое внимание уделяется эффектам, обусловленным устойчивой стратификацией воздушного потока.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 14-05-00367, 13-05-91175).

Ключевые слова: численное моделирование, турбулентный ветер, двухмерные волны на воде.

ВВЕДЕНИЕ

Детальное понимание механизма взаимодействия поверхностных волн с ветром важно для корректной параметризации турбулентных потоков импульса и тепла, определяющих процессы обмена между атмосферой и океаном. В современных моделях прогноза погоды при параметризации процессов обмена используются так называемые балк-формулы, основывающиеся на обобщении известных лабораторных и натуральных данных. Коэффициенты обмена, содержащиеся в балк-формулах, зависят от деталей процесса взаимодействия ветра с волнами, которые и по сей день остаются до конца не выясненными [Fairall et al., 2003]. Особый интерес представляет влияние стратификации воздуха на ветро-волновое взаимодействие.

Экспериментальные измерения в пограничном слое над взволнованной водной поверхностью сложны, особенно в тонком слое вблизи водной поверхности, содержащем вязкий подслои и буферную зону, и в подошвах волн. Типичная ширина этого слоя порядка миллиметра и обычно мала по сравнению с амплитудой поверхностных волн. Контактные измерения, в том числе датчиками, отслеживающими волновую поверхность (wave-following probes),

Дружинин Олег Александрович — ведущий научный сотрудник, доктор физико-математических наук, druzhinin@hydro.appl.sci-nnov.ru

Троицкая Юлия Игоревна — заведующая отделением, доктор физико-математических наук, yuliya@hydro.appl.sci-nnov.ru

Зилитинкевич Сергей Сергеевич — заведующий лабораторией, доктор физико-математических наук, sergej.zilitinkevich@fmi.fi

не позволяют детально исследовать свойства воздушного потока в этой области [Donelan et al., 2005; Hsu, Hsu, 1983; Hsu et al., 1981]. Методы оптической анемометрии (PIV) [Adrian, 1991] дают возможность измерять среднюю скорость ветра на расстоянии порядка 1 мм от водной поверхности, достаточном для исследования буферной зоны и прилегающей области вязкого подслоя для ветров с динамической скоростью (трения) менее 10 см/с [Reul et al., 1999; Veron et al., 2007; Troitskaya et al., 2011]. Наличие стратификации воздуха и необходимость одновременного измерения профилей температуры и скорости значительно усложняют задачу эксперимента. С другой стороны, детальное понимание свойств воздушного потока вблизи водной поверхности чрезвычайно важно для моделирования взаимодействия волн с ветром.

Численный эксперимент представляет собой альтернативу лабораторному и натурному экспериментам. Ранние попытки численного моделирования процесса взаимодействия турбулентного ветра с поверхностными волнами основывались на осреднённых по ансамблю стационарных двумерных уравнениях Навье-Стокса (RANS) [Al-Zanadi, Hui, 1984; Chalikov, 1986; Gent, Taylor, 1976]. При этом неизвестные турбулентные напряжения Рейнольдса выражаются через градиенты среднего поля скорости с использованием коэффициента турбулентной вязкости. Несмотря на привлекательность RANS-моделей и их способность при определённых условиях качественно предсказывать структуру среднего поля скорости ветра над волнами, эти модели имеют ряд недостатков. Пожалуй, наиболее существенным недостатком является неспособность предсказывать свойства воздушного потока вблизи водной поверхности, в вязком подслое и буферной зоне.

В современных численных исследованиях используются вихреразрешающие (Large Eddy Simulations, LES) модели (см., напр., [Sullivan et al., 2008]). В этих моделях рассматриваются трёхмерные нестационарные уравнения Навье-Стокса с разрешением, позволяющим отслеживать динамику крупномасштабных вихревых структур в воздушном потоке над водной поверхностью. Однако и эти модели не позволяют исследовать свойства потока вблизи водной поверхности, поскольку первый узел сетки в вертикальном направлении обычно находится в логарифмическом слое.

По-видимому, единственным методом, способным обеспечить полное детальное разрешение течения в погранслое над водной поверхностью является прямое численное моделирование (Direct Numerical Simulation, DNS). Впервые этот метод был использован в работе [Sullivan et al., 2000] для исследования воздушного нестратифицированного по плотности потока с балочным (основанным на балочной скорости потока, длине поверхностной волны и кинематической вязкости воздуха) числом Рейнольдса $Re = 8800$ и крутизной волны $ka = 0,1$ (где k и a — волновое число и амплитуда волны). Позднее в работе [Yang, Shen, 2010] используется DNS для исследования воздушного потока над волнами с крутизной до $ka = 0,25$ и числом Рейнольдса $Re \approx 10\ 000$. Метод DNS даёт полное разрешение течения вплоть до масштаба вязкой диссипации. Недостаток этого подхода — ограничение сверху по числу Рейнольдса (порядка 10^5). В работе [Druzhinin et al., 2012] метод DNS использовался для численного моделирования нестратифицированного потока с числом Рейнольдса $Re = 15\ 000$ и максимальной крутизной волн $ka = 0,2$. Таким образом, число Рейнольдса здесь почти вдвое больше Re в работе [Sullivan et al., 2000] ($Re = 8800$) и на 50 % больше $Re = 9943$ в работе

[Yang, Shen, 2010], в то время как крутизна близка к максимальной крутизне $ka = 0,25$, задаваемой в работе [Yang, Shen, 2010].

В данной статье рассматривается устойчиво стратифицированный воздушный поток с балковым числом Рейнольдса в интервале от $Re = 15\ 000$ до $Re = 80\ 000$ и максимальной крутизной волны $ka = 0,2$ при различных числах Ричардсона (основанного на балковой разности температур на поверхности воды и воздуха, балковой скорости потока и длине волны). Насколько нам известно, до сих пор прямое численное моделирование воздушного потока над волнами при условиях устойчивой стратификации не проводилось.

1. ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Проводится прямое численное моделирование (DNS) устойчиво стратифицированного турбулентного течения Куэтта над взволнованной водной поверхностью. Схема численного эксперимента аналогична схеме, рассматриваемой в работе [Druzhinin et al., 2012], где проводилось DNS турбулентного нестратифицированного погранслоя (рис. 1). Рассматривается декартова система координат с осью x , ориентированной в направлении среднего воздушного потока, осью z , направленной вертикально вверх (против ускорения свободного падения g), и осью y в поперечном направлении, параллельном фронту волны. Рассматривается двухмерная поверхностная волна с амплитудой a , длиной λ и фазовой скоростью c , периодическая в направлении x . В данной работе рассматривается крутизна волны от нуля до максимального значения $ka = 2\pi a/\lambda = 0,2$. DNS проводится в системе отсчёта, движущейся с фазовой скоростью волны, т.е. горизонтальная координата x в этой системе отсчёта связана с координатой в лабораторной системе отсчёта x' соотношением $x = x' - ct$. Таким образом, в движущейся системе отсчёта нижняя граница области счёта, совпадающая с волной, стационарна. На этой границе ставится условие прилипания, т.е. x - и z -компоненты скорости воздушного потока здесь совпадают с орбитальными скоростями частиц жидкости в волне и не зависят от времени. Рассматривается область счёта с размерами $L_x = 6\lambda$, $L_y = 4\lambda$ и $L_z = \lambda$ в x -, y - и z -направлениях. Течение предполагается периодическим в направлениях x и y .

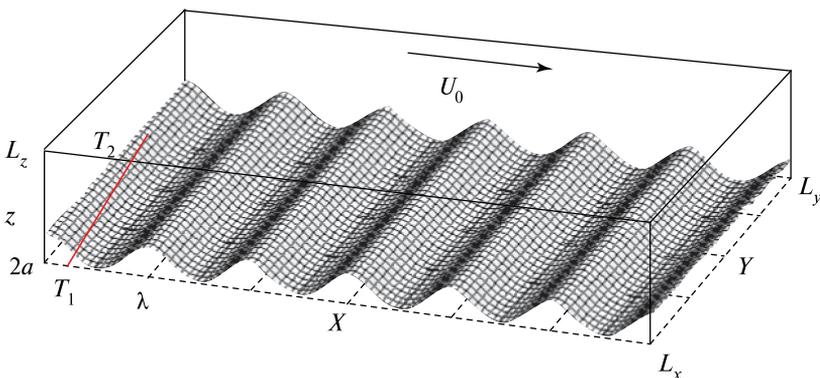


Рис. 1. Схема численного эксперимента

Ставится условие прилипания на верхней (плоской) границе, которая движется с балковой скоростью U_0 в направлении x . Благодаря этому условию создаётся внешний источник потока импульса за счёт действия вязкого напряжения сдвига, который компенсирует вязкую диссипацию кинетической энергии турбулентности и обеспечивает стационарность течения. Для того чтобы обеспечить устойчивую стратификацию воздушного потока, задаются граничные условия для температуры в виде $T = T_1$ на нижней границе (совпадающей с поверхностной волной) и $T = T_2$ на верхней (плоской) границе при $z = L_z$, где $T_1 < T_2$.

Численное моделирование основано на интегрировании полных трёхмерных уравнений Навье–Стокса для несжимаемой жидкости, записанных в приближении Буссинеска. Уравнения записываются в безразмерных переменных в виде [Монин, Яглом, 1992]:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial(U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \delta_{iz} \text{Ri} \tilde{T} f(t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \frac{\partial(U_j \tilde{T})}{\partial x_j} + U_z = \frac{1}{\text{PrRe}} \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (3)$$

где U_i ($i = x, y, z$) — компоненты скорости; P — давление; \tilde{T} — отклонение температуры от исходного линейного профиля $(1+z)$. Таким образом, безразмерная температура равна $T = 1 + z + \tilde{T}$. Переменные в уравнениях (1)–(3) нормированы на длину волны λ , балковую скорость U_0 и разность температур $(T_2 - T_1)$, давление нормировано на ρU_0^2 (где ρ — плотность воздуха). Балковые числа Рейнольдса и Ричардсона записываются в виде

$$\text{Re} = \frac{U_0 \lambda}{\nu}, \quad (4)$$

$$\text{Ri} = g \frac{T_2 - T_1}{T_1} \frac{\lambda}{U_0^2}, \quad (5)$$

где ν — кинематическая вязкость воздуха; g — ускорение свободного падения. Число Прандтля $\text{Pr} = \nu/\kappa$ (где κ — теплопроводность) полагается равным $\text{Pr} = 0,7$. Фактор f в силе Архимеда (последнем слагаемом) в правой части соотношения (1) определяется как

$$f(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{100}\right), \quad (6)$$

где t — безразмерное время. Этот фактор «включает» силу Архимеда и связанный с ней стабилизирующий эффект стратификации таким образом, что до момента времени $t < 100$ успевает развиваться турбулентное нестратифицированное течение Куэтта.

Для того чтобы избежать эффектов, связанных с сильной геометрической нелинейностью при интегрировании (1)–(3) из-за волнообразной ниж-

ней границы (см. рис. 1), используется конформное преобразование координат, переводящее плоскость (x, z) в декартовых координатах в плоскость (ξ, η) в криволинейных координатах, а именно:

$$x = \xi - a \exp(-k\eta) \sin k\xi, \quad (7)$$

$$z = \eta + a \exp(-k\eta) \cos k\xi. \quad (8)$$

При этом преобразовании волновая граница $z_b(x) = a \cos k\xi(x)$ переходит в плоскую границу $\eta = 0$. В дополнение используется также отображение по вертикальной координате η , обеспечивающее достаточное разрешение больших градиентов полей скорости и температуры благодаря сгущению узлов сетки вблизи нижней и верхней границ [Druzhinin et al., 2012].

Уравнения (1)–(3) дискретизируются в прямоугольной области с размерами $0 < \xi < 6$, $0 < y < 4$ и $0 < \eta < 1$ при помощи метода конечных разностей второго порядка на разнесённой сетке, состоящей из $360 \times 240 \times 180$ узлов. Интегрирование по времени осуществляется с использованием метода Адамса-Башфорфа второго порядка точности в две стадии на каждом временном шаге n .

На нижней и верхней границах накладываются условия прилипания (Дирихле) для скорости воздушного потока и нулевое условие для отклонений температуры. Таким образом, скорость воздушного потока на нижней границе совпадает со скоростью частиц в поверхностной волне, а на верхней границе — со скоростью $(1 - c)$ в направлении движения границы. На боковых границах, при $x = 0, 6$ и $y = 0, 4$, на все поля накладываются периодические граничные условия.

Течение инициируется как слабо возмущённое ламинарное течение Куэтта, $U_i = z\delta_{ix} + u_{if}$ ($i = x, y, z$) где u_{if} — бездивергентное изотропное, однородное случайное поле с широким спектром и амплитудой порядка 0,05. Начальное отклонение температуры полагается равным нулю. Интегрирование во времени сначала проводится без набора статистики до окончания переходных процессов, связанных с выбором начального условия. По достижении статистически стационарного режима течения проводится расчёт осреднённых по времени и координате y полей. Для усреднения по времени берутся поля скорости и температуры в дискретные моменты t_k , $k = 1, \dots, 1000$ с интервалом $t_{k+1} - t_k = 0,2$. Помимо осреднения по y и t рассчитываются также фазовые (оконные) средние по длине волны.

Таким образом, для данного поля $f(x, y, z, t)$ определяются фазовое среднее и дисперсия:

$$\langle f \rangle(x, z) = \frac{1}{6N_t N_y} \sum_{j=1}^{N_y} \sum_{k=1}^{N_t} \sum_{n=0}^5 f(x + n\lambda, y_j, z, t_k), \quad (9)$$

$$\langle f^2 \rangle(x, z) = \frac{1}{6N_t N_y} \sum_{j=1}^{N_y} \sum_{k=1}^{N_t} \sum_{n=0}^5 f^2(x + n\lambda, y_j, z, t_k), \quad (10)$$

где $N_y = 240$, $N_t = 500$ и $0 < x < 1$. Далее флуктуация поля f определяется как:

$$f'(x, z) = \left(\langle f^2 \rangle(x, z) - \langle f \rangle^2(x, z) \right)^{1/2}. \quad (11)$$

(В случае расчёта потока, например $\langle U_x U_z \rangle$, в соотношение (10) подставляется произведение $(U_x U_z)$ вместо f^2 , и в (11) — разность $\{\langle U_x U_z \rangle - \langle U_x \rangle \langle U_z \rangle\}$.)

Средний вертикальный профиль поля f , $[f](z)$, рассчитывается осреднением фазового среднего по продольной координате:

$$[f](z) = \frac{1}{N_x} \sum_{i=1}^{N_x/6} \langle f \rangle(x_i, z). \quad (12)$$

Таким образом, вертикальные турбулентные потоки импульса и тепла, $\tau_m(z)$ и $\tau_h(z)$, определяются в виде

$$\tau_m(z) = \left[\langle U_x U_z \rangle - \langle U_x \rangle \langle U_z \rangle \right], \quad (13)$$

$$\tau_h(z) = \left[\langle U_x \tilde{T} \rangle - \langle U_x \rangle \langle \tilde{T} \rangle \right]. \quad (14)$$

Динамическая скорость и температура, u_* и T_* , определяются из асимптотических значений потоков импульса и тепла на достаточно большом расстоянии от поверхности в виде

$$u_* = \sqrt{\tau_m}, \quad T_* = \tau_h / u_*. \quad (15)$$

Численный алгоритм верифицировался путём сравнения результатов DNS для устойчиво стратифицированного турбулентного погранслоя над плоской поверхностью при различных балковых числах Ричардсона и числах Рейнольдса до $Re = 80\,000$. Результаты DNS сравнивались с предсказанием теории подобия Монино-Обухова, при этом проверялся баланс бюджета потоков импульса и тепла и кинетической и потенциальной энергии. Результаты также сравнивались с результатами предыдущих исследований с применением DNS [Flores, Riley, 2011].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование устойчиво стратифицированного погранслоя (УСПС) над взволнованной водной поверхностью проводилось для крутизны волны в интервале $0 < ka < 0,2$, отношения фазовой скорости к динамической скорости (возраста волны) в интервале $0 < c/u_* < 10$, и балковых числах Рейнольдса и Ричардсона в интервалах $15\,000 < Re < 80\,000$ и $0 < Ri < 0,3$. Результаты DNS показывают, что режим течения коренным образом зависит от чисел Re , Ri и крутизны волны ka . Для заданных Re и ka существует пороговое число Ричардсона, Ri_c , такое, что при $Ri < Ri_c$ устанавливается стационарный турбулентный режим, а при $Ri > Ri_c$ турбулентные флуктуации затухают благодаря стабилизирующему эффекту стратификации и вязкой диссипации.

На рис. 2 можно проследить поведение амплитуд флуктуаций скорости и температуры по результатам DNS УСПС для балкового числа Рейнольдса $Re = 15\,000$ при изменении числа Ричардсона при фиксированной крутизне волны $ka = 0,2$, а также при изменении ka при фиксированном Ri . На рис. 2 видно, что турбулентный режим подавляется при достаточно больших Ri и малых ka .

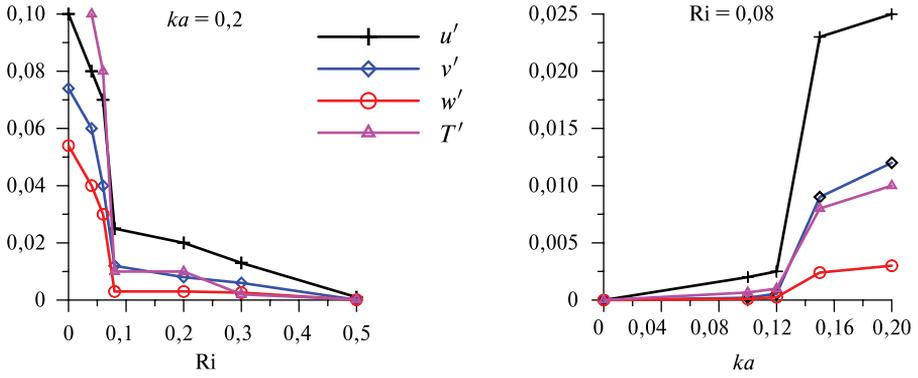


Рис. 2. Зависимость амплитуды флуктуации скорости и температуры в устойчиво стратифицированном погранслое от числа Ричардсона Ri при фиксированной крутизне волны ($ka = 0,2$) (слева) и от крутизны волны при фиксированном $Ri (= 0,08)$. Балковое число Рейнольдса $Re = 15\ 000$

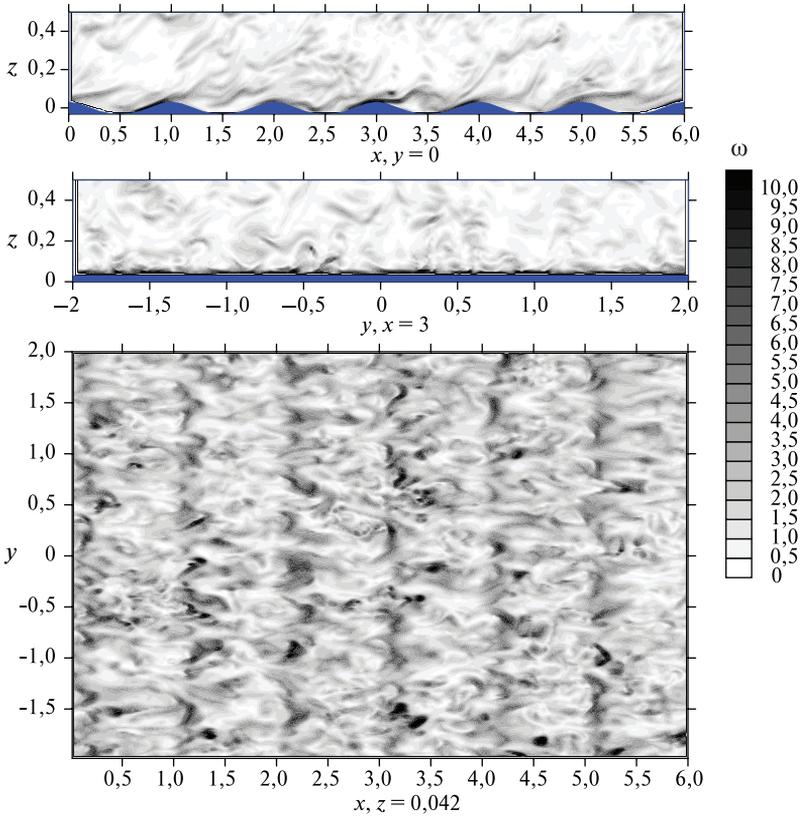


Рис. 3. Распределение модуля завихрённости в центральных плоскостях (x, z) и (y, z) (вверху и в середине) и в плоскости (x, y) при $z = 0,042$ ($u_* z / \nu \approx 18$, внизу) в DNS УСПС над поверхностной волной с крутизной $ka = 0,2$ и фазовой скоростью $c = 0,05$ ($c/u_* \approx 2$) в момент времени $t = 1000$; балковые числа $Re = 15\ 000$ и $Ri = 0,04$. Турбулентный режим

Необходимо отметить, что эффект подавления турбулентности в устойчиво-стратифицированном погранслое уже наблюдался в численном и лабораторном моделировании [Flores, Riley, 2011] для случая плоской поверхности. Эти результаты показывают, что подавление турбулентности не происходит, и погранслоем остаётся турбулентным при условии, что число Рейнольдса, базирующееся на масштабе Обухова (L), (где $\kappa = 0,4$ — постоянная Кармана), динамической скорости (u_*) и кинематической вязкости ($\nu = \text{Re}^{-1}$) должно быть достаточно большим.

$$L = \frac{u_*^2}{\kappa \text{Ri} T_*}. \quad (16)$$

$$\text{Re}_L = \frac{Lu_*}{\nu} = \frac{\text{Re} u_*^3}{\kappa \text{Ri} T_*} > 100. \quad (17)$$

Результаты нашего исследования подтверждают критерий (17) для случая плоской границы и волновой границы. На рис. 3 показано поле модуля завихрённости в стационарном турбулентном УСПС над поверхностной волной с фазовой скоростью волной с крутизной $ka = 0,2$ и фазовой скоростью $c = 0,05$ ($c/u_* \approx 2$) в момент времени $t = 1000$; балковые числа $\text{Re} = 15\,000$ и $\text{Ri} = 0,04$. Для рассматриваемых параметров DNS оценка (17) даёт $\text{Re}_L \approx 460$, и наблюдается стационарный турбулентный режим. На рис. 4 приведены вертикальные профили турбулентных потоков импульса и тепла, τ_m и τ_h , для тех же параметров потока и поверхностной волны с различной крутизной ($ka = 0; 0,1$ и $0,2$). На рис. 4 видно, что с ростом амплитуды волны турбулентные потоки растут.

При достаточно больших числах Ричардсона, когда критерий (17) не выполняется, флуктуации скорости и температуры в УСПС подавляются стратификацией и диссипацией. Результаты DNS, однако, показывают, что в рассматриваемом случае погранслоя над водной поверхностью флуктуации скорости и температуры остаются конечными вблизи волновой поверхности, даже при достаточно сильной стратификации (при $\text{Ri} > \text{Ri}_c$ и невыполнении условия (17)). Мы предлагаем называть этот режим течения в устойчиво стратифицированном погранслое «режимом волновой накачки».

На рис. 5 приведено мгновенное распределение модуля завихрённости в DNS УСПС над поверхностной волной с теми же параметрами фазовой скорости и крутизны ($ka = 0,2$, $c = 0,05$) и балковым числом Рейнольдса $\text{Re} = 15\,000$, но при числе Ричардсона $\text{Ri} = 0,08$. Показаны центральные плоскости (x, z) и (y, z) и плоскость (x, y) при $z = 0,12$ в момент времени $t = 1000$. В этом случае реализуется режим волновой накачки: течение реламинаризируется в области, достаточно далёкой от поверхностной волны, и остаётся квазитурбулентным вблизи волновой поверхности. На рис. 5 видно, что под действием ненулевых возмущений скорости, обусловленных граничным условием на поверхности волны, развиваются двухмерные волновые возмущения в воздушном потоке. Эти возмущения «подпитывают» развитие вторичной неустойчивости, приводящей к формированию поперечных структур. Таким образом, динамика УСПС в режиме волновой накачки является результатом нелинейных волновых взаимодействий.

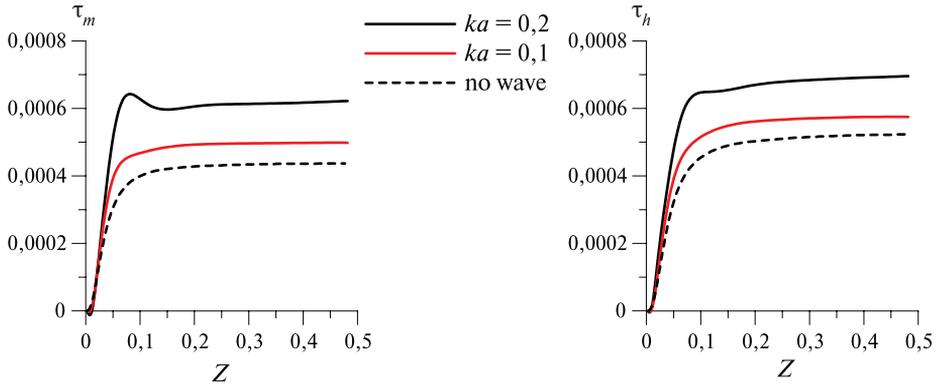


Рис. 4. Вертикальные профили турбулентных потоков импульса τ_m (слева) и тепла τ_h (справа) в DNS УСРС над поверхностной волной с фазовой скоростью $c = 0,05$, балковыми числами $Re = 15\,000$ и $Ri = 0,04$ при различной крутизне волн ($ka = 0; 0,1$ и $0,2$)

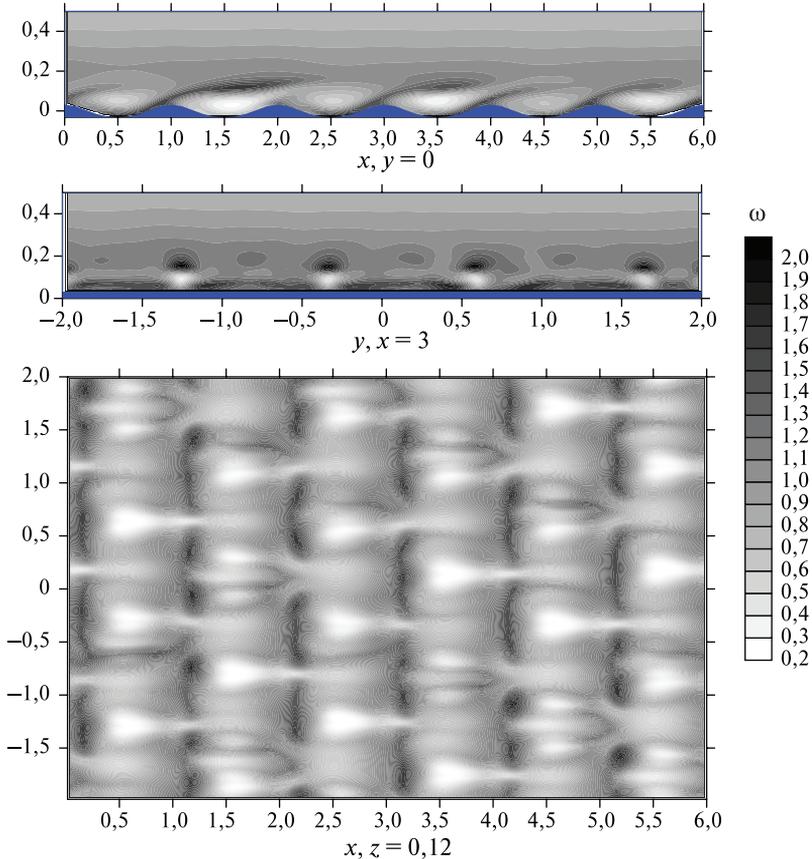


Рис. 5. Мгновенное поле модуля завихрённости в режиме волновой накачки устойчиво-стратифицированного погранслоя. Показаны центральные плоскости (x, z) и (y, z) (вверху и посередине) и плоскость (x, y) при $z = 0,12$ (внизу) в момент времени $t = 1000$ при $Re = 15\,000$, $Ri = 0,08$. Крутизна волны $ka = 0,2$, фазовая скорость $c = 0,05$. Режим волновой накачки

Амплитуды двумерных возмущений, подпитываемые поверхностной волной за счёт граничного условия (прилипания) на водной поверхности, могут быть вычислены аналитически с использованием теоретической модели УСПС над взволнованной водной поверхностью, приведённой в статье [Troitskaya et al., 2013a, b]. Модель базируется на системе уравнений (1)–(3) осреднённых по координате y и переписанных в криволинейных координатах (7), (8). Соответствующая двумерная система уравнений переписывается в переменных «завихрённость – функция тока» (χ - ψ) в виде [Troitskaya et al., 2013a, b]:

$$ik(\psi_{0\eta}\chi_1 - \psi_1\chi_{0\eta}) - ikRiT_1 + ikaRi \frac{dT_0}{d\eta} e^{-k\eta} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{d^2\chi_1}{d\eta^2} - k^2\chi_1 \right), \quad (18)$$

$$\psi_{1\eta\eta} - k^2\psi_1 = \chi_1 - 2ka e^{-k\eta}\chi_0, \quad (19)$$

$$ik(\psi_{0\eta}T_1 - \psi_1T_{0\eta}) = \frac{1}{\text{Re Pr}} \left(\frac{d^2T_1}{d\eta^2} - k^2T_1 \right). \quad (20)$$

Здесь завихрённость χ , функция тока ψ , и температура T представлены в виде суммы средних полей и возмущений в виде:

$$\chi = \chi_0(\eta) + \text{Re} \left(\chi_1(\eta) e^{ik\xi} \right); \quad \chi_0(\eta) = U_{0\eta}(\eta), \quad (21)$$

$$\psi = \psi_0(\eta) + \text{Re} \left(\psi_1(\eta) e^{ik\xi} \right); \quad \psi_0(\eta) = \int (U_0(\eta) - c) d\eta, \quad (22)$$

$$T = T_0(\eta) + \text{Re} \left(T_1(\eta) e^{ik\xi} \right). \quad (23)$$

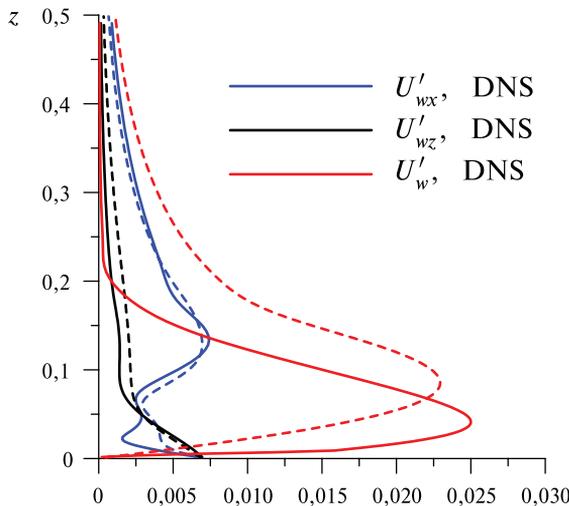


Рис. 6. Возмущения полей скорости и температуры, индуцированные поверхностной волной в устойчиво стратифицированном погранслое в режиме волновой накачки. Результаты DNS (сплошные линии) сравниваются с предсказанием теоретической модели (штриховые линии)

Система (21)–(23) решается численно с граничными условиями в виде:

$$\psi_1|_{\eta=0} = 0, \quad \frac{\partial \psi_1}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} = 2cka, \quad T_1|_{\eta=0} = 0. \quad (24)$$

Численное решение модельных уравнений (21)–(23) для вертикальных профилей возмущений скорости и температуры сравнивается с результатами DNS УСПС на рис. 6 для значений параметров $Re = 15\,000$, $Ri = 0,08$, $ka = 0,2$, $c = 0,05$. Профили возмущений средних полей, индуцированных поверхностной волной в DNS, рассчитываются как

$$U'_{iw} = [\langle U_i \rangle^2] - [\langle U_i \rangle]^2, \quad T'_w = [\langle T \rangle^2] - [\langle T \rangle]^2, \quad (25)$$

где $i = x, z$. На рис. 6 видно хорошее согласие предсказаний модели (21)–(23) с результатами DNS. Наблюдающиеся различия, по-видимому, вызваны эффектами, связанными с развитием вторичных неустойчивостей течения, обуславливающих неоднородность возмущений по фронту волны, в y -направлении, которые модель (21)–(23) не учитывает.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено прямое численное моделирование (DNS) устойчиво стратифицированного пограничного слоя (УСПС) над взволнованной водной поверхностью. Результаты показывают, что режим течения коренным образом зависит от балковых чисел Рейнольдса (Re) и Ричардсона (Ri) и от крутизны поверхностной волны (ka). Для заданного Re существует пороговое число Ричардсона, Ri_c , такое, что при $Ri < Ri_c$ устанавливается стационарный турбулентный режим, а при $Ri > Ri_c$ турбулентные флуктуации затухают в области, достаточно далёкой от водной поверхности, благодаря стабилизирующему эффекту стратификации и вязкой диссипации. Однако вблизи поверхности амплитуды флуктуаций скорости и температуры остаются конечными (ненулевыми). Мы называем этот режим течения в УСПС «режимом волновой накачки». Как в случае стационарного турбулентного режима, так и в случае режима волновой накачки потоки импульса и тепла и амплитуды флуктуаций скорости и температуры растут с ростом крутизны волны ka . Результаты DNS хорошо согласуются с предсказанием теоретической модели течения УСПС, где решения для возмущений полей скорости и температуры в режиме волновой накачки находятся как решение двумерной линеаризованной системы с неоднородным граничным условием, обусловленным наличием поверхностной волны.

ЛИТЕРАТУРА

- [Монин, Яглом, 1992] Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Т. 1. СПб.: Гидрометеиздат, 1992.
- [Adrian, 1991] Adrian R. J. Particle Imaging techniques for experimental fluid dynamics // Annual Review of Fluid Mechanics. 1991. V. 23. P. 261–304.

- [Al-Zanaidi, Hui, 1984] *Al-Zanaidi M. A., Hui W. H.* Turbulent airflow over water waves — a numerical study // *J. Fluid Mechanics*. 1984. V. 148. P. 225–246.
- [Chalikov, 1986] *Chalikov D. V.* Numerical simulation of the boundary layer above water waves // *Boundary Layer Meteorology*. 1986. V. 34. P. 63–98.
- [Donelan et al., 2005] *Donelan M. A., Babanin A. V., Young I. R.* et al. Wave follower field measurements of the wind input spectral function. Pt. I: Measurements and calibrations // *J. Atmospheric and Oceanic Technology*. 2005. V. 22. P. 799–813.
- [Druzhinin et al., 2012] *Druzhinin O. A., Troitskaya Yu. I., Zilitinkevich S. S.* Direct numerical simulation of a turbulent wind over a wavy water surface // *J. Geophysical Research*. 2012. V. 117. C00J05. doi: 10.1029/2011JC007789.
- [Fairall et al., 2003] *Fairall C. W., Bradley E. F., Hare J. E.* Bulk parameterization of air-sea fluxes: updates and verification for the COARE algorithm // *J. Climate*. 2003. V. 16. P. 571–591.
- [Flores, Riley, 2011] *Flores O., Riley J. J.* Analysis of turbulence collapse in the stably stratified surface layer using direct numerical simulation // *Boundary-Layer Meteorology*. 2011. V. 139. P. 241–259. doi: 10.1007/s10546-011-9588-2.
- [Gent, Taylor, 1976] *Gent P. R., Taylor P. A.* A numerical model of the air flow above water waves // *J. Fluid Mechanics*. 1976. V. 77. P. 105–128.
- [Hsu, Hsu, 1983] *Hsu C. T., Hsu E. Y.* On the structure of turbulent flow over a progressive water wave: theory and experiment in a transformed wave-following coordinate system. Pt. 2 // *J. Fluid Mechanics*. 1983. V. 131. P. 123–153.
- [Hsu et al., 1981] *Hsu C. T., Hsu E. Y., Street R. L.* On the structure of turbulent flow over a progressive water wave: theory and experiment in a transformed, wave-following coordinate system // *J. Fluid Mechanics*. 1981. V. 105. P. 87–117.
- [Reul et al., 1999] *Reul N., Branger H., Giovanangeli J.-P.* Air flow separation over unsteady breaking waves // *Physics of Fluids*. 1999. V. 11. P. 1959–1961.
- [Sullivan et al., 2000] *Sullivan P. P., McWilliams J. C., Moeng C.-H.* Simulation of turbulent flow over idealized water waves // *J. Fluid Mechanics*. 2000. V. 404. P. 47–85.
- [Sullivan et al., 2008] *Sullivan P. P., Edson J., Hristov T., McWilliams J. C.* Large-eddy simulations and observations of atmospheric marine boundary layers above nonequilibrium surface waves // *J. Atmospheric Sciences (JAS)*. 2008. V. 65. P. 1225–1245.
- [Troitskaya et al., 2011] *Troitskaya Yu., Sergeev D., Ermakova O., Balandina G.* Statistical Parameters of the Air Turbulent Boundary Layer over Steep Water Waves Measured by the PIV Technique // *J. Physical Oceanography*. 2011. V. 41. P. 1421–1454.
- [Troitskaya et al., 2013a] *Troitskaya Yu. I., Ezhova E. V., Zilitinkevich S. S.* Momentum and buoyancy transfer in atmospheric turbulent boundary layer over wavy water surface. Pt. 1: Harmonic wave // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2013. V. 20. doi: 10.5194/npg-20-1-2013.
- [Troitskaya et al., 2013b] *Troitskaya Yu. I., Ezhova E. V., Sergeev D. A., Kandaurov A. A., Baidakov G. A., Vdovin M. I., Zilitinkevich S. S.* Momentum and buoyancy transfer in atmospheric turbulent boundary layer over wavy water surface. Pt. 2. Wind wave spectra // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2013. V. 20. doi: 10.5194/npg-20-1-2013.
- [Veron et al., 2007] *Veron F., Saxena G., Misra S. K.* Measurements of the viscous tangential stress in the airflow above wind waves // *Geophysical Research Letters*. 2007. V. 34. L19603. doi: 10.1029/2007GL031242.
- [Yang, Shen, 2010] *Yang D., Shen L.* Direct-simulation-based study of turbulent flow over various waving boundaries // *J. Fluid Mechanics*. 2010. V. 650. P. 131–180.

DIRECT NUMERICAL SIMULATION STUDY OF A TURBULENT STABLY STRATIFIED AIR FLOW ABOVE THE WAVY WATER SURFACE.

O. A. Druzhinin¹, Yu. I. Troitskaya¹, S. S. Zilitinkevich²

¹ Institute of Applied Physics Russian Academy of Sciences (IAP)

² Finnish Meteorological Institute (FMI), Helsinki, Finland

Parameterization of turbulent momentum and heat fluxes in a turbulent stably stratified boundary layer over a wavy water surface is important for large-scale climate modeling and weather forecast. The relation between mean large-scale velocity and temperature fields and turbulent fluxes at the ocean-atmosphere interface includes the so-called bulk coefficients. These coefficients vary in a wide range in different models, and their evaluation constituted a complicated task for field and laboratory experiments and numerical simulation. We employ direct numerical simulation (DNS) as an instrument to study in detail the dynamics of the ocean-atmosphere boundary layer in order to further develop and verify parameterization procedure for large-scale climate modeling. Especially we are interested in the effects caused by the stable stratification of the air flow.

Keywords: numerical simulation, turbulent wind, two-dimensional water waves.

Druzhinin Oleg Aleksandrovich — leading researcher, doctor of physical and mathematical sciences, druzhinin@hydro.appl.sci-nnov.ru

Troitskaya Yuliya Igorevna — head of the department, doctor of physical and mathematical sciences, yuliya@hydro.appl.sci-nnov.ru

Zilitinkevich Sergei Sergeevich — head of the laboratory, doctor of physical and mathematical sciences, sergej.zilitinkevich@fmi.fi