

УДК 551.468

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ НАД КРУТЫМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ

© 2010 г. Ю. И. Троицкая, Д. А. Сергеев, О. С. Ермакова, Г. Н. Баландина

Представлено академиком А.В. Гапоновым-Греховым 26.01.2010 г.

Поступило 17.02.2010 г.

Мелкомасштабное взаимодействие океана и атмосферы на границе раздела вода-воздух является одним из наиболее важных факторов, определяющих процессы тепло-массо-энергообмена в пограничных слоях обеих геосфер. Они задают граничные условия в глобальных климатических и синоптических моделях, моделях оперативного прогноза погоды и ветрового волнения. В последнее время в связи с задачей улучшения прогноза волнения активно обсуждаются нелинейные эффекты при взаимодействии атмосферы и океана [1]. Предложено два подхода для описания возбуждения волн конечной амплитуды. Модели, предложенные в работах [2–4], основаны на рассмотрении взаимодействия ветра и волн в квазилинейном приближении в рамках полуэмпирических моделей турбулентности приводного слоя атмосферы. При этом осредненные по турбулентным пульсациям возмущения, индуцированные в воздушном потоке волнами на воде, в воздушном потоке описываются в линейном или стоксовом приближении с учетом нелинейного эффекта деформации профиля средней скорости, вызванной потоком импульса от волн к ветру. Для случая пологих морских волн при умеренных скоростях ветра квазилинейные модели находятся в хорошем согласии с данными измерений [1]. Однако вопрос об их применимости в случае крутых и обрушающихся волн, а также при сильном и штормовом ветре остается открытым. В последнее время для этих условий вновь широко обсуждается альтернативный механизм генерации ветровых волн, связанный с отрывом ветрового потока на гребне поверхностной волны (см. [5]). Заметим, что “отрывной” и “безотрывной” механизмы генерации приводят к различным зависимостям ветрового инкремента от амплитуды волн: безотрывной механизм предсказывает уменьшение инкремента с ростом крутизны волн [4], а механизм [5] — увеличение.

Последние достижения в исследовании структуры воздушного потока над волнами связаны с

применением метода цифровой оптической анемометрии (ЦОА) [6]. Такая техника применялась в работах [7, 8] и показала наличие отрыва воздушного потока от гребней поверхностных волн на мгновенных полях скорости. Следует заметить, что отрыв ветрового потока от гребня поверхностной волны является нестационарным турбулентным процессом с характерным масштабом, малым по сравнению с периодом волны. Можно ожидать, что процессы турбулентного обмена между океаном и атмосферой и генерации волн ветром, которые имеют временные масштабы, значительно превосходящие период волны, обусловлены полями ветрового потока, осредненными по турбулентным пульсациям. Это означает, что для корректной экспериментальной проверки моделей атмосферного пограничного слоя над взволнованной поверхностью воды не достаточно мгновенных реализаций полей скорости над волнами, а требуется наличие статистического ансамбля, по которому может быть произведено осреднение. В данной работе для изучения турбулентного воздушного потока над волнами применяется метод видео-ЦОА, основанный на применении скоростной видеосъемки и позволяющий получать статистические ансамбли реализаций мгновенных векторных полей скорости.

Эксперименты по исследованию турбулентного ветрового потока над взволнованной водной поверхностью проводились в кольцевом ветровом бассейне ИПФ РАН общей длиной 16 м, состоящем из полукруглых секций диаметром 4 м и прямых секций длиной 2 м с поперечным сечением 30 × 59 см. Воздушный поток над водной поверхностью создавался вентилятором со средней скоростью на оси бассейна 4 м/с. Поверхностные волны генерировались с помощью программируемого волнопродуктора, совершавшего колебания на частоте 2.5 Гц с амплитудами 0.65 см, 1.4 см, 2 см. Область наблюдения находилась на расстоянии 3 м от вентилятора. Для проведения измерений мгновенных полей скорости в воздушный поток с помощью специального устройства вместе со сжатым воздухом инжигировались сферические частицы полистирола диаметром 20 мкм. Рабочая область освещалась не-

Таблица 1

Параметр	Номер эксперимента		
	1	2	3
Амплитуда колебаний волнопродуктора, см	0.65	1.4	2
Амплитуда волны, см	0.701	1.601	1.661
Крутизна волны	0.156	0.293	0.255
Волновое число, см ⁻¹	0.223	0.183	0.154
Длина волны, см	28.2	34.3	40.9
Фазовая скорость волн, см/с	70.6	85.8	102.3
Скорость трения ветра, по профилю ветра, см/с	16.5	24.2	19.4
Скорость трения ветра, по аппроксимации турбулентного напряжения, см/с	16.5	22	17.9

прерывным излучением лазера Nd:Yag LCS-318-300, 200 мДж с длиной волны 532 нм, преобразованной системой линз в световой нож толщиной 0.3 см. Изображение освещенных частиц снималось на цифровую CCD видеокамеру со скоростью 1000 кадров в секунду. Размеры рабочей области составляли 1280 × 500 пикселей (27.4 × 10.7 см²). По видеофильмам с помощью алгоритма ЦОА восстанавливались векторные поля скорости воздушного потока в криволинейной области выше взволнованной поверхности воды с разрешением 0.7 × 1.4 см (32 × 64 пиксела) в горизонтальном направлении. При заданных значениях параметров ветра и волн было получено 30 видеофильмов длительностью от 200 до 600 мс.

Полученные ансамбли реализаций представляли собой временные ряды векторных полей скорости и формы поверхности, зарегистрированные при фиксированной горизонтальной координате x , которые совмещались по фазе волны, а затем подвергались статистической обработке. Такое условное осреднение эквивалентно осреднению по ансамблю реализаций в случае, когда масштаб турбулентных флуктуаций меньше длины волны.

Аэродинамические поля удобно выражать в криволинейных координатах, сопровождающих волну. В настоящей работе использовались координаты, предложенные в [9]:

$$y^* = y - \eta(x, t), \quad x^* = x, \quad t^* = t, \quad (1)$$

где $\eta(x, t)$ – возвышение поверхности.

Поскольку гармоническая волна конечной амплитуды может быть аппроксимирована с высокой точностью волной Стокса, то возвышение и уклон поверхности при фиксированном x представлялись в виде разложения

$$\eta = \eta_0 + A \left(\cos(2\pi ft) + \frac{S}{2} \cos(4\pi ft) + \frac{3}{8} S^2 \cos(6\pi ft) \right), \quad (2)$$

$$\eta_x = -S \sin(2\pi ft) - S^2 \sin(4\pi ft) - \frac{9}{8} S^3 \sin(6\pi ft).$$

Здесь η_0 – уровень невозмущенной поверхности. С помощью аппроксимации (2) можно независимо определить амплитуду волны A и уклон волны

S , а также волновое число $k = \frac{S}{A}$ и фазовую скорость поверхностных волн $c = \frac{2\pi f}{k}$, где f – частота

колебаний волнопродуктора (см. табл. 1). Заметим, что k и c зависят от амплитуды волн.

Две компоненты скорости воздушного потока были измерены с помощью метода ЦОА в точках с фиксированными координатами x . Пример реализации векторного поля скорости эксперимента, в котором волнопродуктор генерировал крутые волны с длиной волны $\lambda \approx 34$ см и крутизной $S \approx 0.3$, показан на рис. 1а. Видны сложные структуры (неоднородности, вихри при отрыве потока) и зоны конвергенции, а на отдельных кадрах видеофильма был виден отрыв потока. При этом векторное поле скорости воздушного потока, осредненное по статистическому ансамблю (рис. 1б), оказывается гладким по сравнению с мгновенным полем (рис. 1а). Осреднение по периоду волны полученных векторных полей, выраженных в криволинейных координатах (1), дает вертикальные профили средней скорости $U(y^*)$ и турбулентных напряжений $\langle u'v' \rangle$ (рис. 2). Видно, что на высоте $y^* > 1.5$ см над поверхностью профили $U(y^*)$ хорошо описываются логарифмической функцией, характерной для турбулентного пограничного слоя

$$U(y^*) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{y^*}{y_0},$$

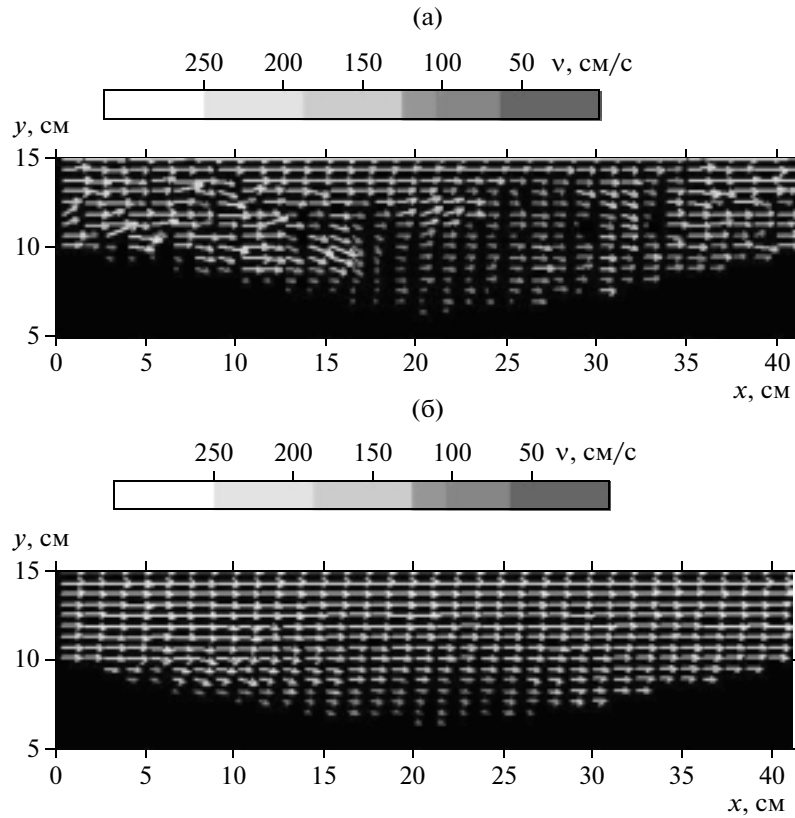


Рис. 1. Иллюстрация отрыва пограничного слоя на мгновенном поле скорости (а) и осредненное по турбулентным пульсациям поле скорости (б); $x = \lambda - ct$, c , λ – фазовая скорость и длина волн.

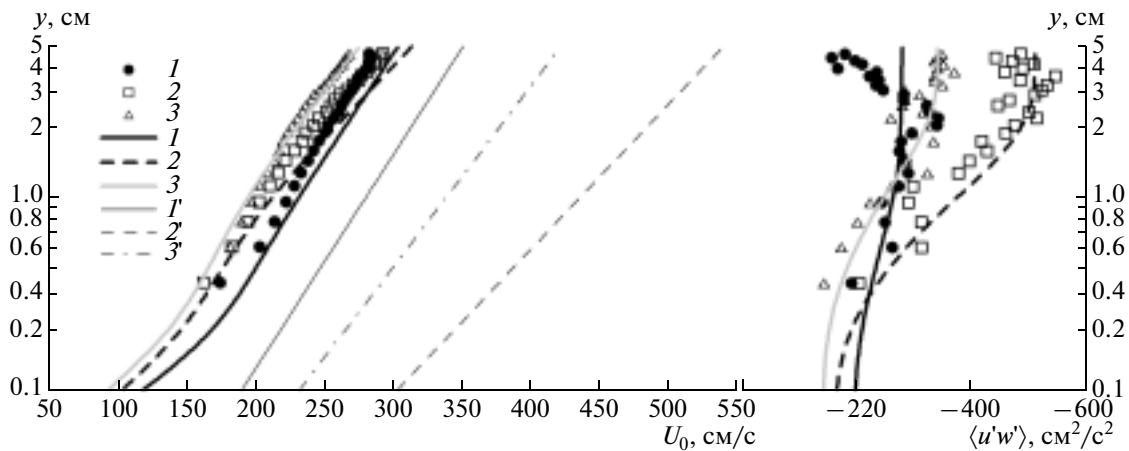


Рис. 2. Сравнение теории и эксперимента – профили средней скорости U_0 и турбулентных напряжений $\langle u'w' \rangle$. Точки – результаты экспериментов; 1 – 1-го, 2 – 2-го, 3 – 3-го; кривые: 1) $u_* = 16.5$ см/с, $ka = 0.156$; 2) $u_* = 22$ см/с, $ka = 0.293$; 3) $u_* = 18$ см/с, $ka = 0.255$; 1'–3' – кривые гладкого обтекания. $u_x = 16.5$ (1'), 22 (2'), 18 см/с (3').

где u^* – скорость трения. Вблизи поверхности воды отклонения профиля ветра от логарифмического обусловлены наличием в этой области волнового потока импульса, наиболее заметного для волн больших амплитуд в экспериментах 2 и 3. Из рис. 2 видно, что в той области, где профиль

скорости подчиняется логарифмическому закону, средние турбулентные напряжения стремятся к постоянным величинам при удалении от поверхности, что согласуется с экспериментальными данными [9]. Значения скорости трения u_* , рассчитанные путем аппроксимации профиля ско-

рости $U(y^*)$ и из определения касательных турбулентных напряжений $u_*^* = \sqrt{-\langle u'v' \rangle}$, приведены в табл. 1.

Проведено сравнение экспериментальных данных с предсказаниями квазилинейной модели турбулентного пограничного слоя над волнами [4]. Модель основана на решении системы уравнений Рейнольдса, замыкаемых с помощью градиентной аппроксимации, в которой коэффициент турбулентной вязкости считается заданной функцией координат, учитывающей вязкий подслой логарифмического пограничного слоя вблизи водной поверхности. Для описания взаимодействия ветра и волн используется квазилинейное приближение, при этом волновые возмущения в воздушном потоке рассматриваются в линейном приближении, что предполагает безотрывное обтекание поверхности воды, а в уравнении для средних компонент скорости учитываются нелинейные слагаемые – волновые напряжения. Основные физические предположения модели (гипотеза замыкания турбулентного переноса и квазилинейное приближение) проверялись на основе сопоставления с экспериментальными данными. Параметры ветра и волн, полученные из экспериментальных данных, использовались как исходные величины при проведении расчетов в рамках теоретической модели (табл. 1). Профили средней скорости и касательного турбулентного напряжения изображены на рис. 2. Видно хорошее согласие экспериментальных данных и предсказаний теории [4]. Следует заметить, что квазилинейная модель хорошо воспроизводит значительное снижение скорости воздушного потока по сравнению со случаем гладкого обтекания плоской поверхности, вызванное потоком импульса от ветра к волнам (см. рис. 2).

Используя статистический ансамбль реализаций турбулентного воздушного потока над гармонической волной с частотой ω , волновым числом k и амплитудой a , можно найти поток энергии от ветра к волне и сделать оценки ее инкремента, который определяется из уравнения баланса энергии: $\frac{dE}{dt} = \Pi|_{u_*^*=0}$, где $E = \frac{\rho_w \omega^2 a^2}{2k}$ – плотность энергии поверхностных волн. Наибольший вклад в поток энергии дает компонента нормального напряжения P_a в фазе с уклоном поверхности [1]. Тогда инкремент:

$$\text{Im} \omega = \frac{1}{2} \frac{u_*^2}{c^2} \omega \beta \frac{\rho_a}{\rho_w}, \quad (3)$$

где $\beta = \frac{2 \langle P_a \eta_x \rangle}{u_*^2 (ka)^2}$. Согласно натурным и лабораторным данным $\beta = 32 \pm 16$ [10].

Волновые возмущения давления, осредненные по турбулентным флуктуациям, могут быть восстановлены по измеренным полям скорости из уравнений Рейнольдса. Выражения для пульсаций давления, индуцированных в воздухе волнами, определяются из уравнения для осредненной по турбулентным флуктуациям y -компоненты импульса в координатах (1) (см. [9]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial t^*} - \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y^*} \frac{\partial \eta}{\partial t^*} + \langle u \rangle \left(\frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x^*} - \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y^*} \frac{\partial \eta}{\partial x^*} \right) + \\ + \langle v \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y^*} + \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial y^*} = \\ = \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial x^*} - \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y^*} \frac{\partial \eta}{\partial x^*} + \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial y^*}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\langle u \rangle$, $\langle v \rangle$ – это x - и y -компоненты скорости, осредненные по турбулентным пульсациям, $\langle p \rangle$ и $\sigma_{ij} = \langle u_i' u_j' \rangle$ – это нормированные давление и турбулентные напряжения. Осредненные по ансамблю поля могут быть представлены в виде суммы средних полей и волновых возмущений q_- , индуцированных в воздушном потоке волной на поверхности воды: $\langle q \rangle = Q(y^*) + q_-(x^*, y^*, t^*)$. В линейном приближении для гармонической волны $q_-(x^*, y^*, t^*) = \hat{q}(y^*) e^{-i(\omega t^* - kx^*)}$ уравнение (4) может быть преобразовано к виду

$$ik(U-c)\hat{v} + \frac{\partial(\hat{p} - \hat{\sigma}_{22})}{\partial y^*} = ik\hat{\sigma}_{12} - \frac{\partial \Sigma_{12}}{\partial y^*} ik\hat{\eta}, \quad (5)$$

и величина $P_a = \hat{p} - \hat{\sigma}_{22}$, входящая в (3), может быть найдена с помощью интегрирования уравнения (5) по координате y^* :

$$\begin{aligned} P_a|_{y^*}^H = ik \int_{y^*}^H (\hat{\sigma}_{12} - (U-c)\hat{v}) dy + \\ + (\Sigma_{12}(y^*) - \Sigma_{12}(H)) ik\hat{\eta}. \end{aligned} \quad (6)$$

Данный метод расчета волновых возмущений давления по полям скорости является обобщением интегральных соотношений, предложенных в [11] для ламинарного потока. Он обеспечивает достаточную точность для исследования зависимости инкремента волн от их амплитуды.

На рис. 3 представлены экспериментальные и теоретические зависимости параметра взаимодействия ветра и волн β от крутизны поверхностных волн. Теоретические кривые рассчитаны в рамках квазилинейной модели для заданных значений скорости трения ветра u_* и фазовой скорости волны c как функции крутизны волн. Они согласуются с экспериментальными данными, в пределах 30% погрешности. Необходимо отметить, что все полученные данные находятся внутри доверительного интервала аппроксимации [10]. Зависимости параметра β от крутизны волн являются слабо убывающими, что является кос-

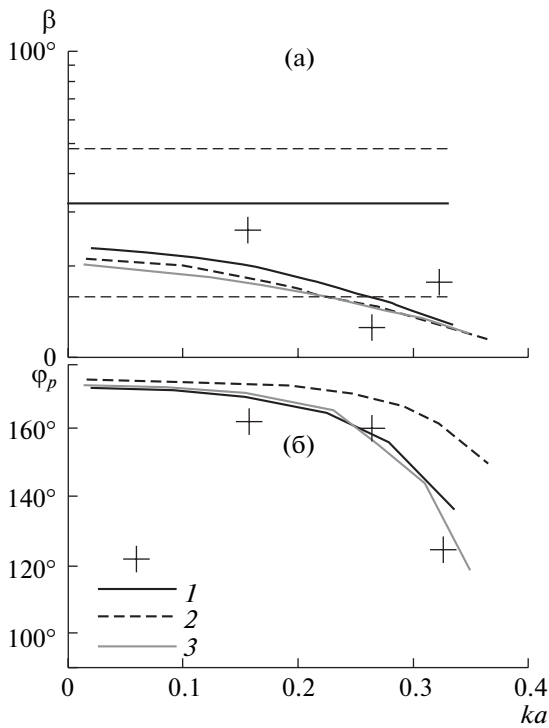


Рис. 3. Сравнение теории и эксперимента: зависимость β и фазового сдвига волновых возмущений давления от крутизны волны. Черные кресты – эксперимент; кривые: 1) $u^* = 16.5$ см/с, $c = 70.6$ см/с; 2) $u^* = 23$ см/с, $c = 85/8$ см/с; 3) $u^* = 18$ см/с, $c = 102.3$ см/с.

венным доказательством безотрывного характера обтекания волн средним потоком. На рис. 3 изображены зависимости сдвига фазы давления от уклона волн. Теория удовлетворительно согласуется с экспериментом, при этом отклонения фазового сдвига от π увеличиваются с ростом крутизны волн.

Итак, безотрывная квазилинейная теория применима для описания осредненных аэродинамических полей в ветровом потоке над волнами даже в случае, когда отрыв потока от гребней волн наблюдается на мгновенных полях скорости.

Этот факт можно объяснить двумя причинами: сильной нестационарностью процесса отрыва и малым масштабом неоднородностей потока в области отрыва. При этих условиях мелкомасштабные вихри, генерируемые в области отрыва, действуют на средний поток и волновые возмущения как сильная вихревая вязкость. Таким образом, можно ожидать, что сильнонелинейные эффекты, такие как отрыв воздушного пограничного слоя, не должны наблюдаться на аэродинамических полях, осредненных по турбулентным флуктуациям, волновые возмущения потока могут быть описаны в квазилинейном приближении и безотрывная квазилинейная модель может быть использована для описания ветрового потока над волнами.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проекты 09–05–00779а, 07–05–00565а, 07–05–12011, 08–05–97011, 08–05–97013, 10–05–00339-а) и Гранта Президента МК 1982.2009.5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Donelan M.A., Babanin A.V., Young I.R. et al. // J. Phys. Oceanogr. 2006. V. 36. P. 1672–1689.
2. Janssen P.A.E.M. // J. Phys. Oceanogr. 1991. V. 21. P. 1631–1642.
3. Jenkins A.D. // J. Phys. Oceanogr. 1992. V. 22. P. 843–858.
4. Реутов В.П., Троицкая Ю.И. // Изв. РАН. ФАО. 1995. Т. 31. № 6. С. 825–834.
5. Jeffreys H. // Proc. Roy. Soc. 1924. 107A. P. 189–206.
6. Adrian R. J. // Annu. Rev. Fluid Mech. 1991. V. 23. P. 261–304.
7. Reul N., Branger H., Giovanangeli J.-P. // Phys. Fluids. 1999. V. 11. P. 1959–1961.
8. Veron F., Saxena G., Misra S. K. // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34. L19603.
9. Hsu C.T., Hsu E.Y., Street R.L. // J. Fluid Mech. 1981. V. 105. P. 87–117.
10. Plant W. J. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 1961–1967.
11. Benjamin Brooke T. // J. Fluid. Mech. 1959. V. 6. P. 161–205.