

Экспериментальные и экспедиционные исследования

УДК 551.508.55

Ю.П. Соловьев, В.А. Иванов

Предварительные результаты измерений атмосферной турбулентности над морем

Цель работы состояла в экспериментальной проверке применимости теории подобия для волнового пограничного слоя и оценке волновых возмущений скорости в зависимости от различных условий стратификации атмосферы и характера волнения. Измерения проводились на стационарной платформе, расположенной в прибрежной части Черного моря. Методика основана на одновременных измерениях профиля и пульсаций скорости ветра на 5-6 уровнях в слое 1,3 – 21 м, возвышения поверхности моря, направлений волн и ветра, средних градиентов температуры и влажности воздуха.

Структура пограничного слоя в районе измерений зависит от направления ветра. При слабом и умеренном ветре (< 9 м/с) со стороны открытого моря сохраняется приблизительный баланс между продукцией и диссипацией энергии турбулентности при неустойчивой и нейтральной стратификации. В среднем оценки скорости трения по профилям на 10% больше диссипативных оценок в основном за счет дефицита диссипации вблизи поверхности. При направлении ветра с берега структура пограничного слоя резко изменяется и определяется не локальными параметрами, а сильными турбулентными вихрями, образовавшимися над сушей. Интенсивность низкочастотных турбулентных флуктуаций и градиент скорости ветра вблизи поверхности в прибрежной зоне в среднем в 1,5 – 2 раза больше по сравнению с открытым морем.

Введение. Одной из основных целей исследований атмосферного пограничного слоя (АПС) является параметризация турбулентных вертикальных потоков импульса, тепла и вещества по легко измеряемым средним величинам метеорологических параметров, которая необходима для создания моделей климата, формирования структуры верхнего слоя океана, ветрового волнения и решения многих прикладных задач. Среди них можно выделить задачи изучения процессов переноса загрязнений и газообмена в прибрежных районах, антропогенная нагрузка на которые существенно возросла в связи с активным освоением шельфа. В результате теоретических и экспериментальных исследований над сушей в 60 – 70-х годах проблема параметризации в основном была решена на основе теории подобия Монина – Обухова (М – О) [1]. Результаты параллельных исследований над морской поверхностью оказались менее успешными – расхождение данных в разных экспериментах достигало 200 – 300% и лишь отчасти объяснялось крайне трудными условиями измерений над морем и различием применяемых методик [2]. Основное отличие морской поверхности от суши состоит в передаче импульса течениям и ветровым волнам, что совместно с изменением характеристик шероховатости поверхности оказывает обратное влияние на структуру турбулентности в

© Ю.П. Соловьев, В.А. Иванов, 2007

нижней части АПС [2 – 4]. Результаты теоретических и экспериментальных исследований последних 10 – 15 лет [5 – 10] определенно указывают на существование волнового пограничного слоя (ВПС), для описания которого в рамках теории подобия необходимы дополнительные параметры. Однако, несмотря на значение этих результатов, определенных зависимостей и количественных оценок получено не было, и их скорее можно рассматривать как обозначение направлений исследований.

Цель данной работы состоит в экспериментальной проверке применимости теории подобия в ВПС на основании измерений профилей средней скорости, пульсаций скорости ветра на 5-6 уровнях и синхронных измерений высоты и направлений поверхностных волн и основных метеорологических параметров. Основным интерес представляют оценки:

- продукции механической энергии турбулентности сдвигом скорости ветра и диссипации энергии в зависимости от условий стратификации атмосферы и характера волнения;
- влияния поверхностных волн на АПС, в том числе индуцированных волнами пульсаций скорости, их связи с поверхностью и изменения с высотой;
- влияния неоднородности поля ветра на структуру турбулентности в прибрежной части моря.

Теория подобия. В настоящее время теория М – О, совместно с гипотезами Колмогорова, является рабочей теорией при изучении атмосферной турбулентности и всесторонне изложена в литературе [1, 2, 11, 12]. Ниже приведем основные положения, которые будут использованы в дальнейшем. В нижней части АПС (высота примерно до 50 – 60 м) в предположении стационарности и горизонтальной однородности уравнение баланса турбулентной энергии имеет вид

$$-uw \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{g}{\rho} \overline{\rho'w} = \varepsilon + \sum D_i, \quad \overline{\rho'w} = -\frac{\rho}{T_v} \overline{T'_v w} \approx -\rho \left(\frac{1}{T} \overline{T'w} + 0,61 \overline{q'w} \right). \quad (1)$$

Здесь U, u, w, ρ, ρ' – средняя скорость и пульсационные компоненты горизонтальной и вертикальной скорости воздушного потока и плотности воздуха соответственно; z – вертикальная координата (направлена вверх от поверхности); g – ускорение силы тяжести; ε – скорость диссипации энергии турбулентности под влиянием молекулярной вязкости; D_i – вертикальный перенос энергии пульсациями скорости и давления; черта сверху означает осреднение. Обычно величины D_i предполагаются малыми по сравнению с другими членами в (1). Продукция энергии за счет градиента плотности определяется вертикальными потоками тепла и водяного пара (T_v – потенциальная виртуальная температура, К; T – потенциальная температура воздуха; q – удельная концентрация водяного пара).

Величину ε можно определить из спектра скорости на основании гипотезы Колмогорова о существовании инерционного интервала в спектре скорости изотропной турбулентности. С учетом гипотезы Тейлора частотный спектр продольной компоненты скорости определяется с точностью до константы A_u :

$$S_u(f) = A_u \varepsilon^{2/3} f^{-5/3} (2\pi/U)^{-2/3}. \quad (2)$$

Величина A_u в (2) по данным специально проведенных для ее оценки экспериментов изменяется в пределах 0,50 – 0,57 [13] и в среднем равна 0,53.

В теории подобия все статистические характеристики турбулентности определяются масштабами скорости u_* , температуры T_* , влажности q_* , шероховатости поверхности z_0 , стратификации L и набором универсальных функций $\phi_i(z/L)$. Для определения величины L необходимы прямые измерения потоков импульса, тепла и водяного пара:

$$L = -\frac{T_v u_*^3}{g \kappa T'_v w} \quad (3)$$

($\kappa = 0,40$ – постоянная Кармана). В стратифицированной атмосфере напряжения, градиент и профиль скорости определяются следующими соотношениями:

$$-\overline{uw} = u_*^2, \quad \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z} \phi_M(\zeta), \quad \zeta = \frac{z}{L}, \quad (4)$$

$$U(z) - U_0 = \frac{u_*}{\kappa} \left[\ln \frac{z}{z_0} - \Psi_M(\zeta) \right], \quad \Psi_M(\zeta) = \int_{\zeta_0}^{\zeta} \frac{1 - \phi_M(\zeta)}{\zeta} d\zeta, \quad (5)$$

где U_0 – скорость поверхности, $\zeta_0 \leq 10^{-5}$ в реальных условиях или можно использовать аппроксимацию $\Psi_M(\zeta)$, предложенную в [14]. Аналогичные (4), (5) соотношения можно записать для температуры и водяного пара.

Коэффициент сопротивления поверхности может быть определен как:

$$C_D(z) = \left(\frac{u_*}{U(z)} \right)^2, \quad C_D(z) = \kappa^2 \left(\ln \frac{z}{z_0} - \Psi_M(\zeta) \right)^{-2}. \quad (6)$$

Уравнение баланса (1) можно представить в безразмерном виде:

$$\frac{\varepsilon \kappa z}{u_*^3} = \phi_\varepsilon(\zeta) = \phi_M(\zeta) - \zeta - \sum \phi_{D_i}(\zeta). \quad (7)$$

Эмпирические параметризации функций $\phi(\zeta)$ для скорости ветра и температуры в общепринятой в настоящее время формулировке имеют вид

$$\phi_M(\zeta) = 1 + \gamma_1 \zeta, \quad \phi_H(\zeta) = \phi_M(\zeta), \quad \zeta \geq 0, \quad (8 \text{ а})$$

$$\phi_M(\zeta) = (1 - \gamma_2 \zeta)^{-1/4}, \quad \phi_H(\zeta) = \phi_M^2(\zeta), \quad \zeta \geq 0, \quad (8 \text{ б})$$

где величины $\gamma_1 = 5 - 7$ и $\gamma_2 = 15 - 16$ имеют небольшой разброс по данным разных источников [15, 16].

Из теории подобия также следует, что безразмерные дисперсии всех компонент скорости ветра зависят только от стратификации, что подтверждено экспериментально [11, 17]. Например, для продольной компоненты скорости

$$\frac{\sigma_u}{u_*} \approx 2,5 \cdot \phi_u(\zeta). \quad (9)$$

При нейтральной стратификации $\phi_\varepsilon(0) = \phi_M(0) = 1$ и все соотношения соответствуют обычному логарифмическому пограничному слою. С ростом неустойчивости в пределе устанавливается режим свободной конвекции, при котором функция $\phi_M(\zeta) \sim \zeta^{-1/3}$ и профили температуры и скорости ветра изменяются с высотой, как $z^{-1/3}$:

$$U(z) - U(z_0) \sim u_* \left(\frac{-L\kappa}{z} \right)^{1/3}, \quad z > -L. \quad (10)$$

Нетрудно показать, что при свободной конвекции $\phi_\varepsilon(\zeta) \approx -\zeta$ и $\varepsilon \approx u_*^3 / \kappa L$, т.е. уровень спектра скорости $S_U(f) \sim z^{-2/9}$ мало изменяется с высотой вследствие конвективного перемешивания.

Связь между вертикальными потоками тепла и влаги и средними градиентами устанавливается введением аналогичных C_D безразмерных коэффициентов

$$\overline{T'w'} = C_{H10} U_{10} (T_0 - T_{10}), \quad \overline{q'w'} = C_{E10} U_{10} (q_0 - q_{10}). \quad (11)$$

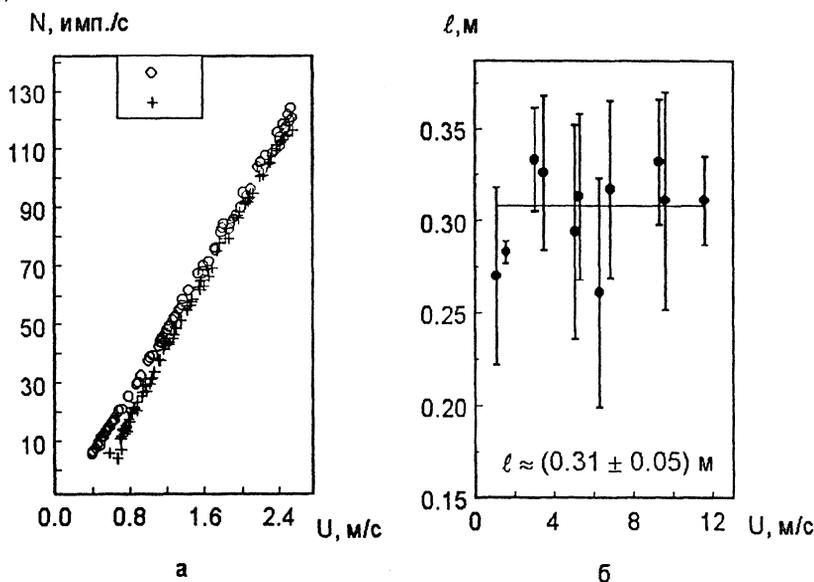
Здесь нижние индексы указывают высоту измерений, т.е. на поверхности и стандартной высоте 10 м. Поскольку прямые измерения потоков проводятся далеко не всегда, соотношения (11) используются для оценки величины L по опубликованным данным. Определенных зависимостей C_H и C_E от скорости ветра и волнения пока не установлено, и мы будем использовать средние значения $C_H = 1,1 \cdot 10^{-3}$ при неустойчивой и $C_H = 0,83 \cdot 10^{-3}$ при устойчивой стратификации [17] и $C_E = C_H$ из соображения подобия. Предельная концентрация водяного пара на поверхности зависит от солености [12] – над океаном принимается $0,98 q_0$ и $0,99 q_0$ для Черного моря по сравнению с пресной водой.

Характеристики чашечного анемометра. Конструкция и принцип работы анемометра описаны в [18]. Единственное изменение связано с установкой на оси анемометра легкого диска с прозрачными сегментами, что позволило увеличить число импульсов за один оборот оси до $n = 18$ и понизить

уровень шума, дисперсия которого определяется интервалом осреднения Δt и коэффициентом чувствительности B (имп./с·м/с) [18]

$$\sigma_z^2 = 0,165(B \Delta t)^{-2}. \quad (12)$$

Характеристики анемометра детально изучены по данным измерений в аэродинамической трубе, в натуральных условиях и по модельным расчетам. Особое внимание уделено нелинейности характеристик каждого анемометра вблизи скорости порога трогания, которая изменялась в пределах 0,3 – 0,5 м/с, что позволяет улучшить точность измерений при слабом ветре. Пример характеристик чувствительности 2 анемометров показан на рис. 1, а. При скорости ветра $U > 2,5$ м/с характеристики мало отличаются. Средняя величина пути синхронизации анемометра l , определенная по данным более 150 измерений (рис. 1, б), согласуется с полученной ранее оценкой $l \approx 0,32$ м [18].



Р и с. 1. Характеристики чувствительности двух анемометров при небольшой скорости воздушного потока (а) и путь синхронизации (б) по данным измерений в аэродинамической трубе (вертикальные отрезки соответствуют среднеквадратичным отклонениям для средних величин)

Спектр измеренных пульсаций скорости ветра можно представить в виде

$$S^*(f) = S(f) (|H_1(f)| |H_2(f)|)^2 H_3(f) + S_z(f), \quad (13)$$

где $S(f)$ – истинный спектр; $|H_1(f)|$ и $|H_2(f)|$ – модули частотных характеристик, полученные в результате временного осреднения и с учетом инерционности анемометра; $H_3(f)$ – влияние «aliasing» вследствие периодичности преобразования Фурье дискретного процесса; $S_z(f)$ – спектр шума. Вид частотных характеристик определяется преобразованием Фурье прямоуголь-

ной и экспоненциальной функций и учетом ближайшей гармоники для спектра $S(f) \sim f^{-5/3}$ [19]:

$$|H_1(f)| = \frac{\sin(\pi f \Delta t)}{\pi f \Delta t}, \quad (14)$$

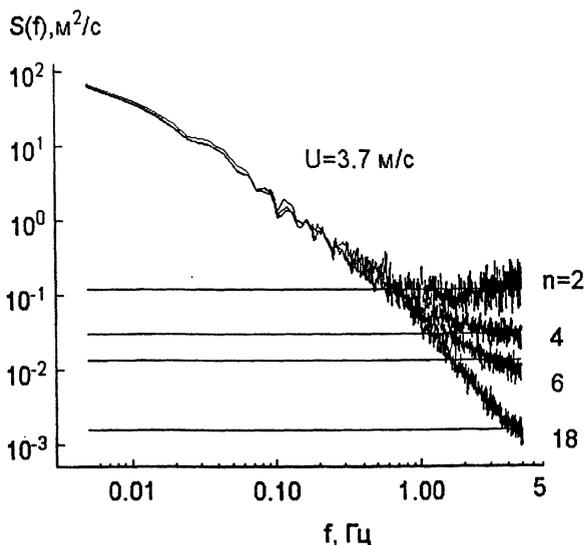
$$|H_2(f)| = \left\{ 1 + [2\pi f (l/U)]^2 \right\}^{-1/2}, \quad \varphi(f) = -\arctg[2\pi f (l/U)], \quad (15)$$

$$H_3(f) \approx 1 + \left(\frac{1}{f \Delta t} - 1 \right)^{-5/3}. \quad (16)$$

С целью оценки $S_Z(f)$ были проведены синхронные измерения скорости ветра 4 анемометрами ($n = 2, 4, 6, 18$) на высоте 8 м над землей в диапазоне скорости ветра 3 – 7 м/с. Пример спектров для одной из записей с частотой опроса 10 Гц показан на рис. 2. Там же показаны спектры «белого шума» $S_{ZZ}(f) = 2 \Delta t \sigma_Z^2$, вычисленные по соотношению (12). Видно, что в области высоких частот уровень спектров определяется шумом и в среднем согласуется с предсказанными по (12) величинами, хотя форма $S_Z(f)$ изменяется в зависимости от n , т.е. искажения процесса для модельных [18] и реальных реализаций были, вероятно, разными. Анализ данных показал, что для фиксированного n спектры шума действительно могут быть аппроксимированы безразмерной функцией в области частот $f \geq f_N / 2$ (f_N – частота Найквиста):

$$S'_Z(f') = \frac{S_Z(f) f_N}{\sigma_Z^2} = a'(f')^b, \quad f' = f / f_N, \quad (17)$$

коэффициенты которой $a' \approx 0,68$ и $b \approx -0,6$ были определены методом наименьших квадратов для $n = 6; 18$.



Р и с. 2. Спектры флуктуаций скорости ветра на высоте 8 м над сушей по данным измерений анемометрами с разным числом импульсов за оборот оси n и спектры шума согласно формуле (12) (сплошные линии)

Динамический диапазон анемометра зависит от средней скорости ветра и интенсивности флуктуаций, в среднем равен примерно 1 Гц при слабом ветре ($U \sim 2$ м/с) и возрастает до 4 – 5 Гц при $U \sim 10$ м/с. Завышение средней скорости вследствие инерционности анемометра не превышает 1% [18].

Интерпретация измерений модуля скорости ветра. Измерения скорости ветра с помощью чашечного анемометра в фиксированной точке соответствуют модулю горизонтальных компонент

$$V = \sqrt{(U + u)^2 + v^2}, \quad \varphi = \arctg\left(\frac{v}{U + u}\right), \quad (18)$$

где U и u – средняя и пульсационная скорости в направлении ветра, v – поперечная компонента скорости, φ – фаза в интервале $0 - 2\pi$. Поскольку модуль горизонтальной скорости есть результат нелинейного преобразования (18), интерпретация данных измерений требует предварительного обсуждения.

Предположим, что u и v имеют нормальное распределение и равные дисперсии σ^2 . Тогда, как показано в [20], функция распределения V имеет вид обобщенного распределения Релея – Райса, которое стремится к нормальному при $\sigma/U \ll 1$ и к распределению Релея при $\sigma/U \gg 1$. Для типичных условий атмосферной турбулентности величина $\sigma/U \sim 0,1$ и все статистические моменты V можно определить разложением (18) в ряд Тейлора:

$$V \approx U \left(1 + \frac{u}{U} + \frac{v^2}{2U^2} - \frac{uv^2}{2U^3} + \frac{u^2v^2}{2U^4} - \frac{v^4}{8U^4} \right). \quad (19)$$

Учитывая, что для нормального распределения нечетные моменты равны нулю, $\overline{v^4} = 3\overline{v^2}^2$ и $\overline{u^2v^2} = \overline{u^2} \overline{v^2}$, после осреднения (19) получим

$$\overline{V} \approx U \left[1 + \frac{\overline{u^2}}{2U^2} \left(1 + \frac{\overline{u^2}}{U^2} - \frac{3\overline{v^2}}{4U^2} \right) \right], \quad (20)$$

$$\sigma_V^2 = \overline{V^2} - \overline{V}^2 \approx \overline{u^2} - \frac{\overline{v^2}}{U^2} \left(\overline{u^2} - \frac{\overline{v^2}}{2} \right). \quad (21)$$

Ковариационную $B_V(\tau)$ и корреляционную $R_V(\tau)$ функции модуля скорости определим разложением в ряд Тейлора произведения $V(t) \cdot V(t + \tau)$ и последующим осреднением по времени. Опуская выкладки, запишем окончательное выражение

$$R_V(\tau) = B_V(\tau) - B_V(\infty) \approx R_u(\tau) \left(1 - \frac{\overline{v^2}}{U^2} \right) + \frac{1}{4U^2} R_{v^2}(\tau). \quad (22)$$

С учетом $R_{v_2}(\tau) = 2R_v^2(\tau)$ спектр $S_v(f)$ можно приближенно оценить для корреляционных функций горизонтальных компонент вида $R_{u_i}(\tau) = u_i^2 e^{-\beta\tau}$, принимая для упрощения $\overline{u^2} = \overline{v^2}$. После преобразования Фурье (22) получим

$$S_v(f) \approx S_u(f) \left[1 - \frac{\overline{v^2}}{U^2} \left(1 - \frac{\beta^2 + (2\pi f)^2}{4\beta^2 + (2\pi f)^2} \right) \right]. \quad (23)$$

Величина β определяется интегральным масштабом корреляции [11]

$$I = \int_0^{\infty} (\overline{u^2})^{-1} R_u(\tau) d\tau, \text{ т.е. } \beta = I^{-1} \text{ и, по нашим данным, приблизительно равна}$$

$0,05 - 0,07 \text{ с}^{-1}$. Дисперсию поперечной компоненты можно оценить по флуктуациям направления скорости ветра $\text{tg } \varphi = v/(U + u)$, и при малых v/U следует, что $\sigma_\varphi^2 \approx \overline{v^2}/U^2$ и $\overline{V} \approx U(1 + \sigma_\varphi^2/2U^2)$ согласно (20). По экспериментальным оценкам величина σ_φ при устойчивом ветре не превышает 10° ($0,17$ рад). В случае генерации волновых флуктуаций скорости (например, под влиянием зыби) соотношения (19) – (23) значительно усложняются, однако согласно численным расчетам $S_v(f) \approx S_u(f) + \tilde{S}_u(f)$ с точностью до членов $\overline{v^2}/U^2$. Таким образом, погрешность оценки спектра продольной компоненты скорости ветра по данным измерений чашечным анемометром не превышает 3% и согласуется с точностью применения гипотезы Тейлора в области инерционного интервала [21]. В дальнейшем данные измерений будут рассматриваться как средние величины (с учетом $U \approx \overline{V}/1,02$) и флуктуации продольной компоненты скорости ветра.

Район измерений, регистрация и обработка данных. Измерения проводились в течение 2002 – 2003 гг. на стационарной платформе, расположенной в прибрежной части Черного моря у пос. Кацивели (рис. 3). Платформа представляет собой свайную прямоугольную конструкцию размером 20×20 м и оборудована для проведения океанографических исследований. Глубина моря в этой точке – 30 м, высота верхней палубы – 12 м над поверхностью, высота палубных надстроек – 3 м, диаметр опор – 0,4 м. Высота рельефа суши над уровнем моря увеличивается приблизительно



Р и с. 3. Схема береговой линии в районе измерений и положение платформы

от 20 м на берегу до 500 – 800 м на расстоянии примерно 5 км. Преобладающие направления ветра в этом районе относятся к сектору $340 - 0 - 250^\circ$, поэтому измерения проводились на морской стороне платформы, ориентированной в направлении $55 - 235^\circ$ относительно севера. Разгоны ветровых волн для ветра со стороны берега ($340 - 0 - 55^\circ$) изменяются от 0,6 до 2 км.

Искажения средних и пульсационных характеристик являются основной проблемой при измерениях с массивных стационарных платформ. Точность измерений средней скорости ветра должна быть около 1 %, что составляет 0,05 м/с при $U = 5$ м/с. Для величины градиента скорости 0,5 – 0,6 м/с это приводит к ошибке $\sim 10\%$ в определении u_* по 2 анемометрам. С целью оценки искажений были проведены специальные измерения (в общей сложности в течение более 30 ч) в разных точках платформы на высоте 4 – 6 м и 16 – 19 м с помощью установленных на одном уровне анемометров. Анализ данных показал, что отклонения средней скорости достигают 10 % и зависят только от позиции датчика. Наилучшие результаты были получены на «выстреле» длиной 9 м на восточном углу платформы (рис. 3), где разброс оценок средней скорости и спектральных величин u_* не превышал 2 и 3 % соответственно. В этой точке на мачте, элементы которой не превышали 0,05 м в диаметре, были установлены 6 анемометров в диапазоне высот 1,3 – 8 м, которые изменялись в пределах 0,5 м в зависимости от высоты волн. Высота анемометров относительно среднего уровня поверхности определялась с помощью струнного волнографа, который был закреплен на мачте точно под анемометрами для изучения связи флуктуаций скорости с волнением. Дополнительный анемометр и небольшая флюгарка для измерений направления ветра были установлены на восточном (ближайшем к мачте) углу платформы на высоте 20,85 м. Величины средней скорости и спектра в этой точке согласуются с данными измерений на мачте для $U < 10$ м/с. Искажения воздушного потока наблюдаются при ветре западного направления $\sim 220 - 240^\circ$ (вдоль платформы) на высоте верхнего анемометра, где в результате отрыва потока над платформой сильно искажена высокочастотная область спектра.

Направление и угловые спектры поверхностных волн определялись по данным измерений решеткой из 6 волнографов, которые проводились одновременно сотрудниками ОДМИ МГИ НАН Украины. В ряде случаев частотный спектр направлений ветровых волн и зыби оценивался по данным измерений возвышения поверхности и двух горизонтальных компонент скорости орбитального движения на глубине около 1 м. Для оценки потоков тепла и влаги использовались соотношения (11) и данные ежечасных измерений температуры воды на глубине ~ 1 м, температуры сухого и смоченного термометров на высоте 10 – 12 м.

Продолжительность реализаций при вычислении профилей и спектров скорости ветра и волнения составляла обычно 40 – 70 мин с дискретностью 0,1–0,2 с. При слабой нестационарности использовались части реализации продолжительностью не менее 15 – 20 мин. Исходный профиль продольной компоненты скорости аппроксимировался линейно-логарифмической зависимостью $U(z_i) = a + b \ln(z_i)$, коэффициенты которой определялись методом наименьших квадратов для вычисления U_{10} и потоков тепла и влаги согласно (11). Затем с

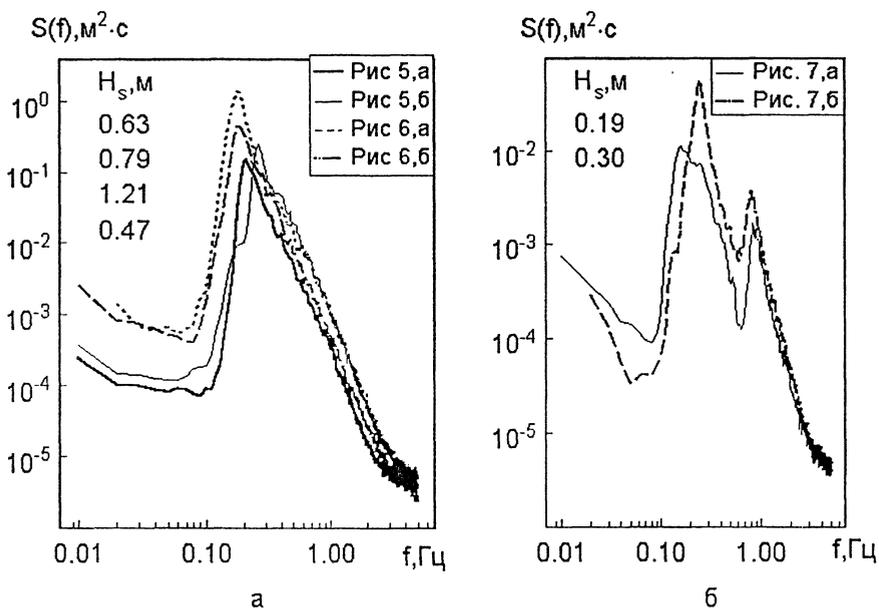
учетом соотношений (3) – (5), (8) и $u_* = bk$ итерациями рассчитывались согласованные величины L , u_* и профиль скорости при нейтральной стратификации $U_n(z_i)$. Определенная таким способом величина u_* соответствует среднему градиенту скорости на средней высоте $\ln(z_i)$, которая при измерениях в слое 1,3 – 8 м равна 3,2 м. Типичная среднеквадратичная ошибка определения u_* составляет 5 – 8 %, что соответствует доверительным интервалам 0,84 – 1,16 с вероятностью 90 %. Наибольший вклад в погрешность оценок u_* вносят верхний и нижний анемометры, и величина погрешности растет с уменьшением диапазона высот и числа анемометров. Величины z_0 и $C_D(z)$ можно вычислить разными способами, например, при экстраполяции профиля на высоту 1 м $z_0 = \exp(-a/b)$ и по соотношениям (6). Согласованность этих оценок может служить критерием соответствия профиля скорости $U_n(z)$ логарифмическому. Влияние стратификации существенно в условиях умеренного и слабого ветров, когда даже при разности температур воздуха и воды, равной $\sim 1^\circ$, возможны сильные искажения профиля, поскольку $L \sim u_*^3$.

При вычислении частотных и взаимных спектров использовался традиционный метод преобразования Фурье корреляционной функции с окном Тьюки и шагом по частоте 0,005 Гц. Фильтрация данных применялась только для устранения небольшого линейного тренда с целью сохранения дисперсии процесса. В отличие от профиля по спектрам скорости можно оценить диссипацию и скорость трения на каждой высоте. Способ определения u_* состоит в вычислении средней величины $S(f)f^{5/3}$ в интервале частот, где этот параметр не имеет заметного тренда, и использовании соотношений (2), (7), (8). При оценках частотных и взаимных спектров проводилась коррекция с учетом характеристик анемометра (12) – (17).

Предварительные результаты. В общей сложности проведено более 150 ч измерений при скоростях ветра 1,5 – 20 м/с. Основной объем данных относится к слабым и умеренным скоростям ветра $U_{10} \leq 9$ м/с при неустойчивой и близкой к нейтральной стратификации $-3 < \zeta < 0,2$. В 80 % случаев наблюдались волны зыби как попутного, так и встречного направления относительно ветра. Ниже будут показаны основные характеристики турбулентности в ВПС для условий открытого моря (морской ветер) и в прибрежной зоне (береговой ветер).

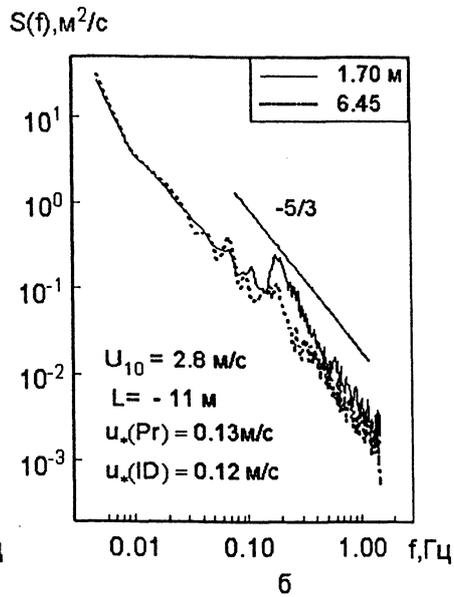
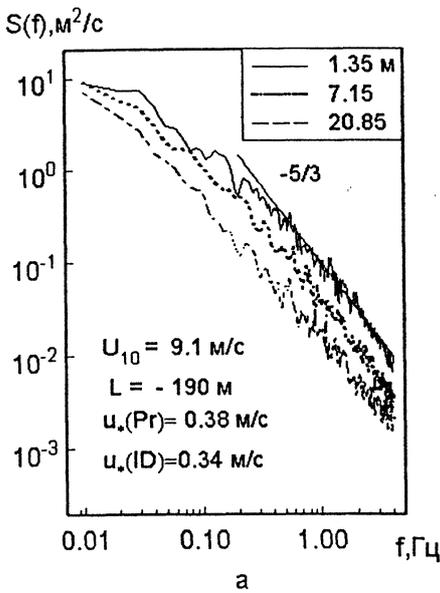
Типичные для этого района спектры возвышения поверхности моря показаны на рис. 4. Зыбь с периодами 4 – 7 с и высотой 0,2 – 1,5 м приходит со стороны открытого моря. Степень развития ветровых волн характеризуется отношением $U_{10}/C_m \approx 1-1,5$ (C_m – фазовая скорость на частоте максимума спектра) для морского ветра и $\approx 3-5$ для берегового ветра. Спектры скорости для морского ветра (рис. 5, 6) согласуются с гипотезой о существовании инерционного интервала (2) – в области высоких частот выполняется зависимость $f^{-5/3}$, уровень спектров уменьшается с высотой, нижняя граница инерционного интервала смещается в сторону низких частот как при увеличении

высоты, так и при уменьшении скорости ветра. Приведенные на этих рисунках величины U_{10} , L и u_* (Pr) определены по профилю скорости, а u_* (ID) равна средней величине, вычисленной по спектрам на каждой высоте диссипативным методом. Нижняя граница инерционного интервала в спектрах скорости $f_1 \approx 0,2(U/z)$ [22]. На нижнем уровне измерений $z = 1,35$ м при скоростях ветра 1,5 и 10 м/с величина f_1 равна соответственно 0,2 и 1,5 Гц, что согласуется с динамическим диапазоном анемометра. При слабом ветре инерционный интервал спектра вблизи поверхности может быть полностью искажен волновыми флуктуациями (рис. 6, б), поэтому необходимо использовать данные измерений на больших высотах.

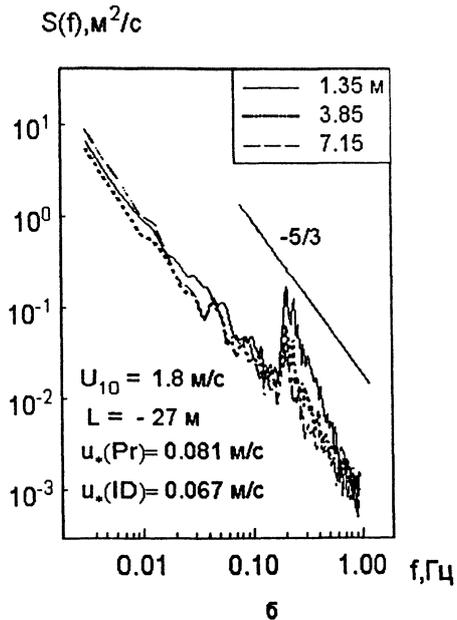
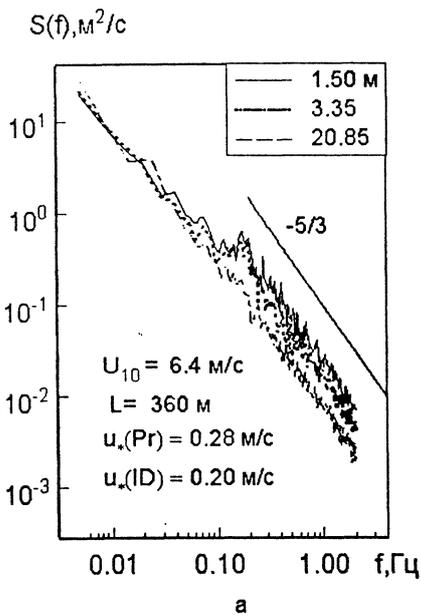


Р и с. 4. Частотные спектры ветровых волн и зыби для морского (а) и берегового (б) ветров (в легенде указаны значительные высоты волн $H_s = 4\sigma_n$ и номера нижеследующих рисунков, на которых показаны соответствующие спектры скорости ветра)

Пики в спектрах скорости ветра на частотах доминирующих волн проявляются только в присутствии зыби, и флуктуации скорости когерентны с возвышением поверхности. При распространении зыби вдоль направления ветра (угол менее 80°) волновые флуктуации находятся в противофазе с возвышением поверхности и в фазе с ним при встречном направлении (на рисунках не показаны). Амплитуда волновых флуктуаций зависит от высоты, крутизны зыби, скорости ветра и угла между направлениями зыби и ветра. По имеющимся данным, волновые флуктуации на частотах зыби, движущейся под углом 90° к направлению ветра, в спектрах скорости не выделяются.

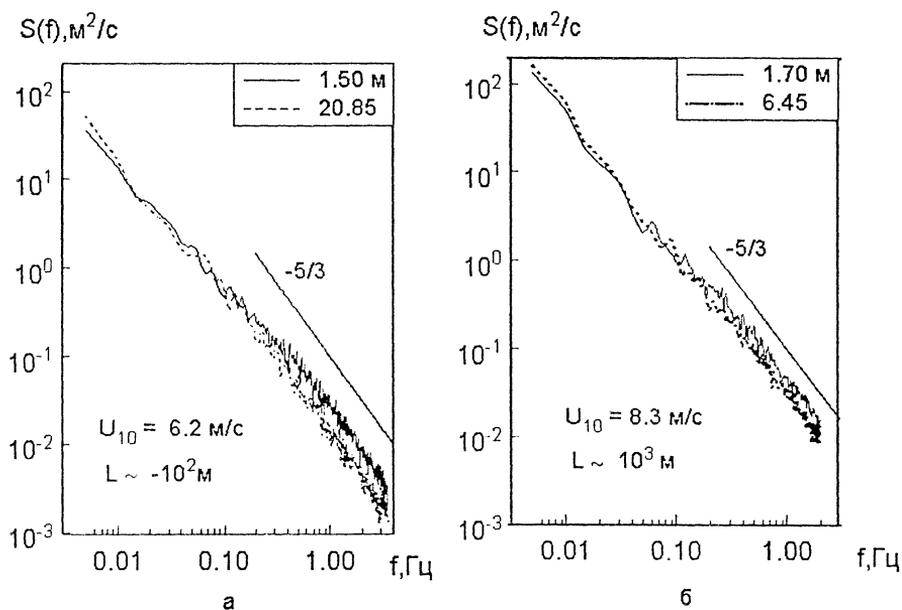


Р и с. 5. Спектры флуктуаций скорости морского ветра над ветровыми волнами (а) и зыбью совпадающего с ветром направления (б) (в легенде указаны высоты установки анемометров и оценки параметров пограничного слоя)



Р и с. 6. Спектры флуктуаций скорости морского ветра над зыбью, распространяющейся под углами 110° (а) и 140° (б) относительно направления ветра (обозначения те же, что на рис. 5)

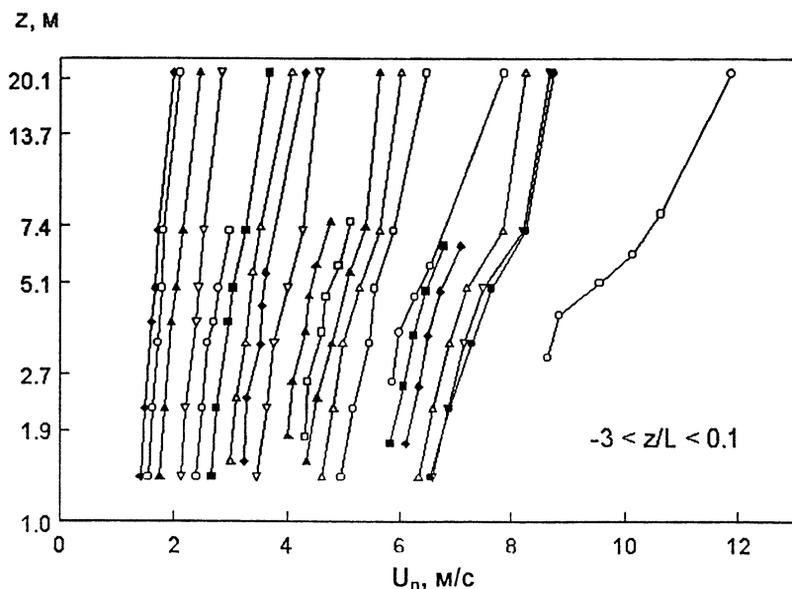
Влияние стратификации проявляется в усилении низкочастотных флуктуаций с ростом неустойчивости (рис. 5), поскольку конвективные вихри имеют бóльшие размеры по сравнению с механическими. Спектры скорости берегового ветра (рис. 7) согласуются по уровню инерционного интервала со спектрами морского ветра вблизи поверхности, однако почти не изменяются с высотой. Такое поведение и высокий уровень спектров в низкочастотном диапазоне характерны для сильной неустойчивости, близкой к свободной конвекции, хотя стратификация во время измерений была близка к нейтральной. Как будет видно ниже (рис. 11), величину L нельзя определить по профилю скорости, и указанные на рис. 7 величины приблизительно оценены по разности температур воздуха и воды и по U_{10} .



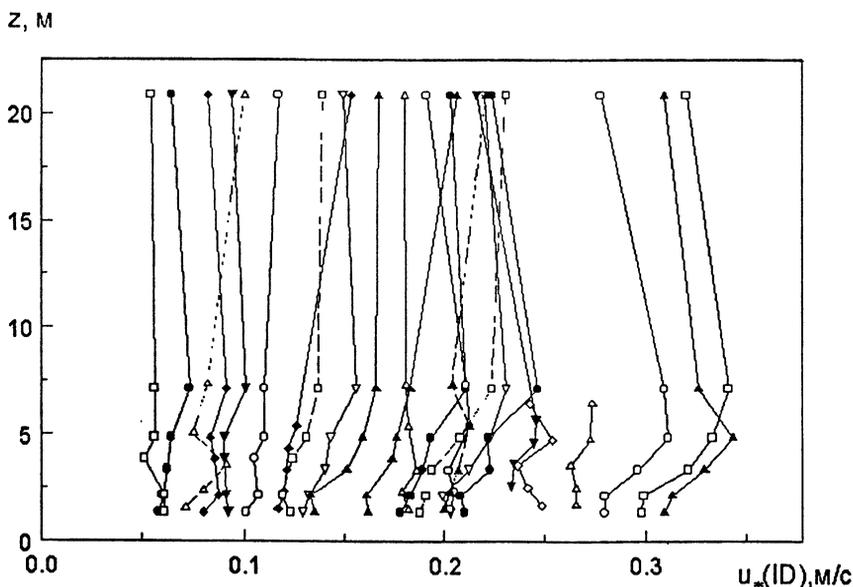
Р и с. 7. Спектры флуктуаций скорости берегового ветра направлений 14° (а) и 350° (б) (обозначения те же, что на рис. 5, 6)

Примеры профилей средней скорости и скорости трения u_* (ID) для морского ветра после коррекции с учетом стратификации согласно (7), (8 б) показаны соответственно на рис. 8 и 9. Искажения профиля $U(z)$ вследствие изменения высоты анемометров до поверхности моря не превышают $0,01 \text{ м/с}$ для наших условий [2, 3]. При слабом ветре ($U_{10} < 4 \text{ м/с}$) профили скорости близки к логарифмическим и $u_* \approx \text{const}$, как и следует из теории подобия. Для этого диапазона характерны большие величины ζ и амплитуд волновых флуктуаций. С усилением скорости ветра разброс оценок на рис. 8, 9 заметно больше и возрастает с высотой, причем отклонения ($\sim 20\%$) наблюдаются даже при последовательных измерениях в одинаковых условиях. По этой причине на рис. 10 приведены средние профильные и диссипативные оценки u_* , определенные на всех уровнях измерений. Профильные оценки приблизительно на $10 - 15\%$ больше u_* (ID), что связано в основном с уменьшением скорости диссипации вблизи поверхности моря. Одной

из причин может быть поток энергии к ветровым волнам [23], в результате чего должен наблюдаться согласованный рост градиента скорости и диссипации с увеличением высоты. Другой причиной дефицита диссипации может быть вертикальный перенос турбулентной энергии от поверхности при почти нейтральной стратификации [13], поскольку величины ζ минимальны вблизи поверхности.

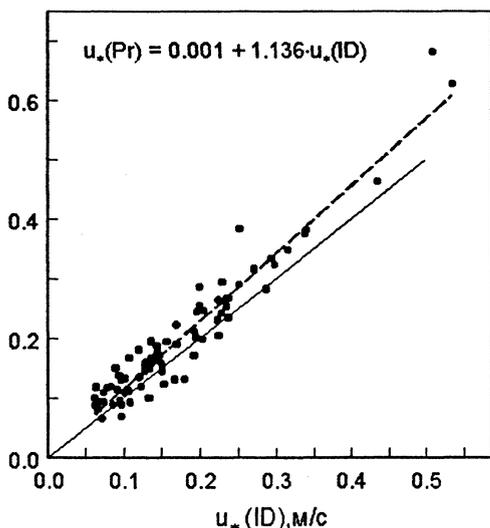


Р и с. 8. Примеры профилей средней скорости морского ветра, приведенные к нейтральной стратификации (ось z имеет масштаб $\ln(z)$)



Р и с. 9. Примеры профилей скорости трения u_* (ID) для морского ветра, определенные диссипативным методом (обозначения измерений не совпадают с рис. 8)

$u_*(Pr), \text{м/с}$

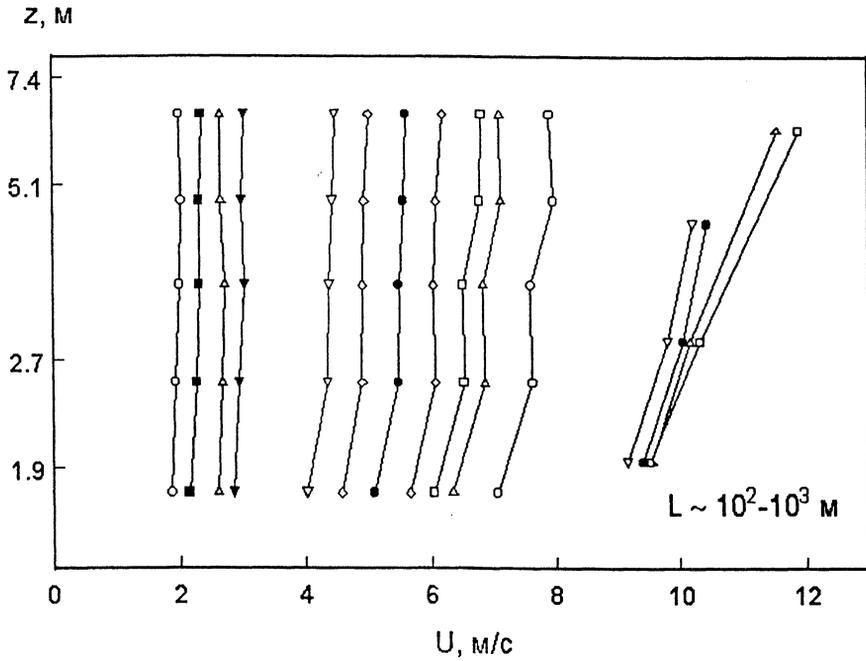


Р и с. 10. Сравнение средних диссипативных $u_*(ID)$ и профильных $u_*(Pr)$ оценок скорости трения (штриховой линией показана линейная регрессия, сплошная линия соответствует равенству этих величин)

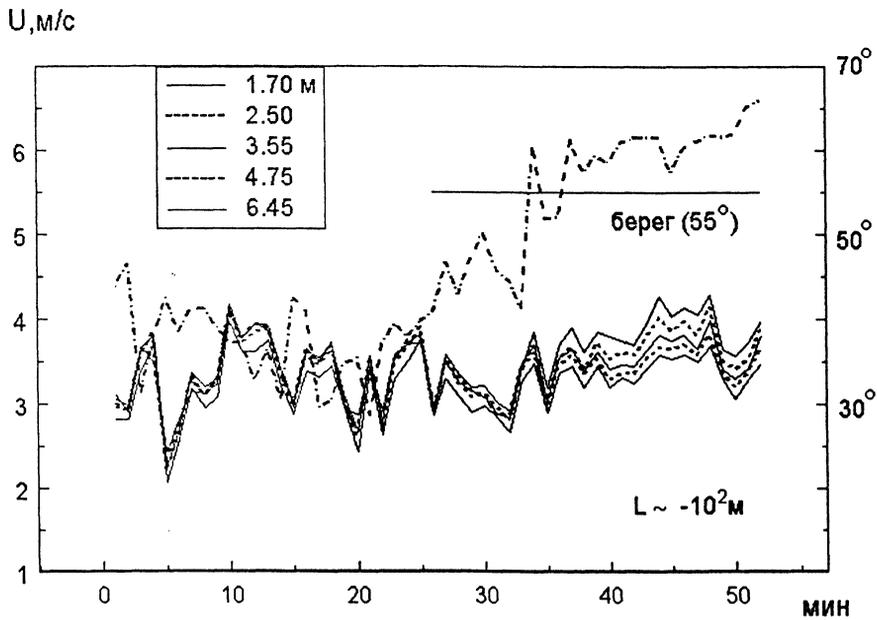
поверхности изменяется от ~ 1 м до $10^{-3} - 10^{-5}$ м, и, очевидно, роль конвективных вихрей выполняют мощные механические вихри, образовавшиеся над сушей. Пример трансформации структуры турбулентности при пересечении направлением ветра береговой линии показан на рис. 12 и 13. Логарифмический профиль скорости восстанавливается примерно в течение 10 – 15 мин (рис. 13, а), а слой постоянных напряжений – через 40 – 60 мин после перехода. Если принять, что вихри переносятся со скоростью ветра, то при $U \approx 3,5$ м/с (рис. 13) логарифмический профиль и слой постоянных потоков восстанавливаются на расстоянии приблизительно 2 км и 8 – 10 км соответственно. Турбулентная структура при ветре вдоль берега ($\sim 50 - 65^\circ$) имеет промежуточные параметры.

Важной характеристикой скорости ветра является его порывистость, которая согласно соотношению (6) усиливается или ослабевает в зависимости от стратификации. Величины σ/U для ветра со стороны моря и берега при нейтральной стратификации и устойчивого направления ($\sigma_\varphi \leq 10^\circ$) приведены на рис. 14, поскольку оценки u_* не всегда возможны. Величины σ/U для морского ветра изменяются от 0,12 вблизи поверхности до 0,07 на верхних уровнях и в среднем согласуются с соотношением (6) и результатами работы [17]. Порывистость берегового ветра в 1,5 – 2 раза больше во всем слое, и основной вклад в увеличение дисперсии вносят флуктуации скорости в направлении ветра с периодами 1 – 10 мин.

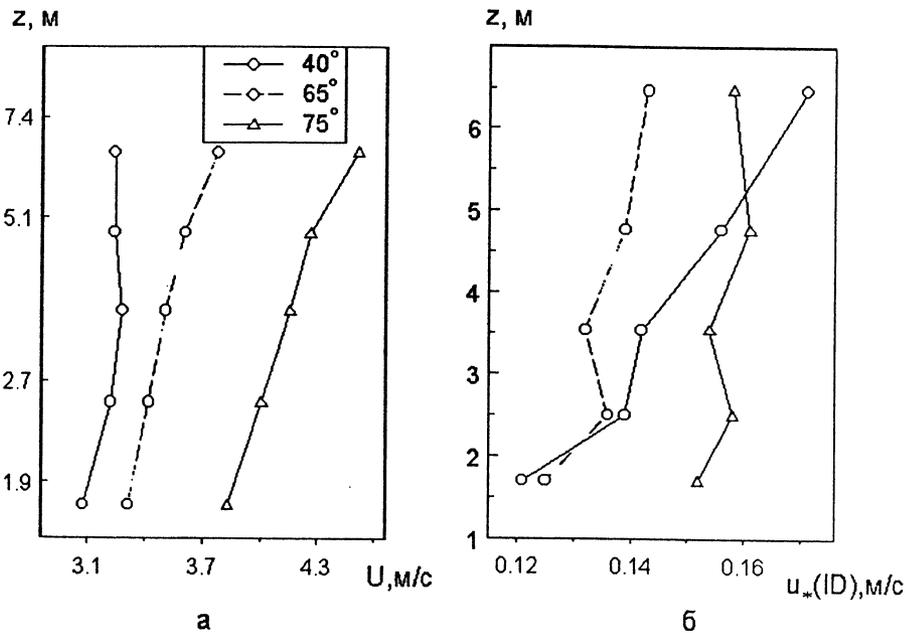
Профили скорости берегового ветра (рис. 11) для наглядности показаны в слое 1,7 – 6,45 м. Измерения при сильном ветре проводились в 2002 г., когда регистрировались только 3 из 4 установленных анемометров. При слабом и умеренном ветрах градиент скорости на высоте более 3 м от поверхности очень мал и соответствует, как и спектры на рис. 7, режиму свободной конвекции при $L \approx -3$ м в выражении (10), хотя локальная стратификация была близка к нейтральной. С усилением ветра градиент скорости возрастает, однако его величина в 1,5 – 2 раза меньше по сравнению с градиентом скорости морского ветра. Вблизи поверхности сдвиг скорости примерно в 2 раза больше, чем при тех же скоростях морского ветра. При переходе от суши к морю шероховатость



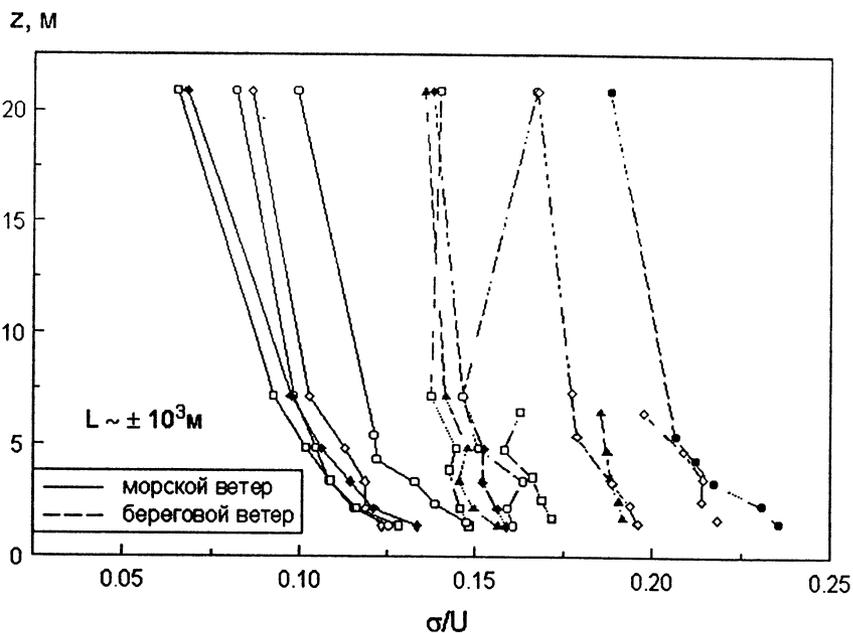
Р и с. 11. Профили скорости берегового ветра



Р и с. 12. Скорость ветра на пяти уровнях от поверхности моря и направление ветра (штрих-пунктирная линия) на высоте 21 м до и после перехода от суши к морю (время осреднения данных – 1 мин)



Р и с. 13. Профили скорости ветра для данных на рис. 12 и последующей записи при направлении ветра 75° (а) и оценки скорости трения диссипативным методом (б)



Р и с. 14. Отношение среднеквадратичной величины флуктуаций σ к средней скорости морского и берегового ветров

Заключение. Предложенная методика измерений не является принципиально новой и в той или иной форме применялась в более ранних исследованиях атмосферной турбулентности над водной поверхностью. Использование простых и надежных чашечных анемометров после детального изучения реальных характеристик каждого датчика позволяет проводить измерения в самых сложных условиях непосредственно вблизи вершин волн. Измерение средних и пульсационных характеристик скорости ветра в одном месте позволяет избежать предположения о статистической однородности турбулентности и свести к минимуму искажения от платформы. Данные измерений профилей средней скорости и диссипации дают достаточно полную информацию о вертикальной структуре волнового пограничного слоя, однако являются косвенными при оценке напряжений по сравнению с прямыми измерениями потоков импульса и тепла акустическими анемометрами. К числу недостатков относится также использование ряда эмпирических констант и соотношений типа (8), (11). Например, большая часть превышения градиентных оценок скорости трения над диссипативными (рис. 10), кроме физических причин, может быть связана с величиной эмпирической константы Кармана, которая в данной работе считалась равной 0,40. Если, по данным работы [15], принять $\kappa = 0,35$, то расхождение уменьшится на 10 %, однако рост диссипативных оценок с высотой и величина параметра шероховатости сохраняются.

Измерения акустическими анемометрами проводятся, как правило, на 1-2 уровнях, и при интерпретации данных предполагается выполнение положений теории подобия, т.е. логарифмический профиль, коррекция с учетом стратификации (8) и постоянство потоков по высоте, что нарушается в условиях, аналогичных ветру с берега. Кроме того, основной вклад в напряжения дают низкочастотные анизотропные флуктуации, которые могут быть не связаны с локальными условиями и изменяются случайным образом. Поэтому оба метода имеют недостатки и дополняют друг друга.

Анализ данных показал, что волновые возмущения в спектрах скорости ветра проявляются только в присутствии зыби и имеют турбулентный характер при ветровом волнении. Полученные данные позволяют количественно оценить амплитуды волновых флуктуаций в зависимости от характеристик ветра и зыби.

Структура пограничного слоя в районе измерений существенно зависит от направления ветра. При направлении ветра с берега структура пограничного слоя резко изменяется и определяется не локальными параметрами, а сильными турбулентными вихрями, образовавшимися над сушей. Амплитуда низкочастотных пульсаций и градиент скорости ветра вблизи поверхности в среднем в 1,5 – 2 раза больше обычных величин, т.е. процессы турбулентного обмена в прибрежной зоне должны быть намного интенсивнее, чем в открытом море. Количественно эти оценки применимы для района измерений и зависят, вероятно, от локальной топографии. Однако аналогич-

ISSN 0233-7584. Мор. гидрофиз. журн., 2007, № 3

ные эффекты могут наблюдаться и в других районах при сильном изменении характеристик подстилающей поверхности.

Объем имеющихся данных при чисто ветровом волнении и сильном ветре пока недостаточен для параметризации коэффициента сопротивления. С этой целью были проведены дополнительные измерения осенью 2005 г. Более детальный анализ результатов будет опубликован в отдельных статьях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. – М.: Наука, 1965. – 639 с.
2. Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. – Л.: Гидрометеоздат, 1970. – 284 с.
3. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. – Л.: Гидрометеоздат, 1980. – 319 с.
4. Ефимов В.В. Динамика волновых процессов в пограничных слоях атмосферы и океана. – Киев: Наук. думка, 1981. – 255 с.
5. Donelan M.A., Dobson F.W., Smith S.D. et al. On the dependence of sea surface roughness on wave development // J. Phys. Oceanogr. – 1993. – 23. – P. 2143 – 2149.
6. Kudryavtsev V.N., Makin V.K. The impact of air-flow separation on the drag of the sea surface // Bound.-Layer Meteorol. – 2001. – 98. – P. 155 – 171.
7. Geernaert G.L., Hanson F., Courtney M. et al. Directional attributes of the ocean surface wind stress vector // J. Geophys. Res. – 1993. – 98, № C9. – P. 16571 – 16582.
8. Rieder K.F., Smith J.A., Weller R.A. Observed directional characteristics of the wind, wind stress, and surface waves on the open ocean // Ibid. – 1994. – 99, № C11. – P. 22589 – 22596.
9. Drennan W.M., Graber H.C., Donelan M.A. Evidence for the effects of swell and unsteady winds on marine wind stress // J. Phys. Oceanogr. – 1993. – 29. – P. 1853 – 1864.
10. Grachev A.A., Fairall C.W., Hare J.A. et al. Wind stress vector over ocean waves // Ibid. – 2003. – 33. – P. 2408 – 2429.
11. Ламли Д.Л., Пановский Г.А. Структура атмосферной турбулентности. – М.: Мир, 1966. – 264 с.
12. Краус Е.Б. Взаимодействие атмосферы и океана. – Л.: Гидрометеоздат, 1976. – 295 с.
13. Edson J.B., Fairall C.W. Similarity relationships in the marine atmospheric surface layer for terms in the TKE and scalar variance budgets // J. Atmos. Sci. – 1998. – 55. – P. 2311 – 2328.
14. Paulson C.A. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer // J. Appl. Meteor. – 1970. – 9. – P. 857 – 861.
15. Businger J.A., Wyngaard J.C., Izumi Y. et al. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer // J. Atmos. Sci. – 1971. – 28. – P. 181 – 189.
16. Dyer A.J. A review of flux-profile relationships // Bound.-Layer Meteorol. – 1974. – 7. – P. 363 – 372.
17. Smith S.D. Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds // J. Phys. Oceanogr. – 1980. – 10. – P. 709 – 726.
18. Соловьев Ю.П., Коровушкин А.И., Толокнов Ю.Н. Характеристики чашечного анемометра и методика измерений скорости ветра // Морской гидрофизический журнал. – 2004. – № 3. – С. 53 – 66.
19. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. Вып. 1. – М.: Мир, 1971. – 316 с.
20. Левин Б.П. Теоретические основы статистической радиотехники. Кн.1. – М.: Сов. радио, 1974. – 549 с.
21. Wyngaard J.C., Clifford S.F. Taylor's hypothesis and high frequency turbulence spectra // J. Atmos. Sci. – 1977. – 34. – P. 922 – 929.

22. *Miyake M., Stewart R.W., Burling R.W.* Spectra and cospectra of turbulence over water // *Quart. J. R. Met. Soc.* – 1970. – 96. – P. 138 – 143.
23. *Janssen P.* On the effect of ocean waves on the kinetic energy balance and consequences for the inertial dissipation technique // *J. Phys. Oceanogr.* – 1999. – 29. – P. 530 – 534.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь

Материал поступил
в редакцию 06.12.05
После доработки 11.01.06

ABSTRACT The paper treats the experimental verification of applicability of the similarity theory to the wave boundary layer and to the estimations of the wave-induced current fluctuations depending on various conditions of the atmospheric stratification. The measurements are done on the stationary platform placed in the coastal zone of the Black Sea. The method is based on simultaneous measurements of the wind speed profile fluctuations on 5-6 levels in the 1.3 – 21 m layer, the sea surface elevation, wind and wave directions, mean gradients of the air temperature and humidity.

The boundary layer structure in the region significantly depends on the wind direction. At light and moderate wind (< 9 m/s) from the open sea, production and dissipation of the turbulence energy are approximately balanced at unstable and neutral stratification. On the average the values of friction velocity obtained from the wind profiles exceed the inertial-dissipation ones by 10 % mainly due to the dissipation deficit near the surface. It does not depend on local stratification, but is strongly conditioned by the turbulent eddies formed above the land. Intensity of low frequency turbulent fluctuations and the wind speed gradient near the surface in the coastal zone are on the average by 1.5 – 2 times higher than those in the open sea.