

СКОРОСТЬ ДИССИПАЦИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СЛОЕ ВОДЫ ПОД ВЕТРОВЫМИ ВОЛНАМИ ПО ДАННЫМ ЛАБОРАТОРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

© 2019 г. В. Г. Полников^{1,*}, Г. А. Байдаков², Ю. И. Троицкая²

¹Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН

119017, Москва, Пыжевский пер., 3

²Институт прикладной физики РАН

603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

E-mail: *polnikov@mail.ru

Поступила в редакцию 25.04.2019 г.

Принята к печати 29.05.2019 г.

Цель работы заключается в получении оценок и параметризации скорости диссипации кинетической энергии турбулентности (СДТ) ϵ в верхнем слое жидкости, обусловленной наличием ветровых волн на поверхности. Для этого использованы данные лабораторных измерений ветрового волнения и трех компонент течений на шести горизонтах в верхнем слое воды при четырех различных ветрах, выполненных в ветро-волновом канале ИПФ РАН [1, 2]. Установлено, что для большинства горизонтов на частотных спектрах $S_{U_z}(f)$ вертикальной компоненты скорости течения, наведенного ветром и волнами, четко просматриваются участки колмогоровского типа вида $S_{U_z}(f) \propto f^{-5/3}$. С использованием алгоритмов, описанных в [3, 4], этот факт позволяет получить оценки СДТ на соответствующих горизонтах, а затем установить зависимость ϵ от скорости трения u_* , высоты волн на поверхности a_0 , частоты пика спектра ω_p , и глубины горизонта z . Анализ полученных результатов позволяет (для имеющихся данных) предложить параметризацию вида $\epsilon \approx 0.00025 u_*^3 a_0 / z^2$, для которой предложена физическая интерпретация.

Ключевые слова: ветер, волны, течения, интерфейс воздух–вода, турбулентность, скорость диссипации турбулентности.

DOI: <https://doi.org/10.31857/S0002-3515555126-136>

1. ВВЕДЕНИЕ

Динамика движения воздуха и жидкости вблизи их границы раздела (интерфейс) представляет собой одно из важнейших направлений физики взаимодействия атмосферы и океана. Об этом свидетельствует огромное число публикаций, начиная с пионерских работ Доброклонского [5] и Филлипса [6], последующих работ Китайгородского, Ламли и Террея [3, 4, 7], обзорной статьи Меллора и Ямады [8], и нарастающего потока статей в последующем. Такое обилие публикаций обусловлено широчайшим разнообразием процессов вблизи интерфейса воздух–вода, где одновременно присутствуют сдвиговые течения, волны и мелкомасштабная турбулентность в воздухе и воде, приводящая к хаотизации всей динамики интерфейса. Очевидно, что драйвером этой динамики является сдвиговой поток ветра $W(z)$, порождающий поток импульса τ к границе раз-

дела сред, на которой возникают ветровые волны $\eta(x, t)$ и дрейфовые течения $U(z)$, проникающие далеко вглубь жидкости [9].

В данной работе рассматриваются лишь турбулентные характеристики течений $U(z)$, наведенных стационарным ветром и волнами на поверхности воды, в предположении, что характеристики ветра и волнения известны. Конкретно, далее будут обсуждаться оценки скорости диссипации кинетической энергии турбулентности (СДТ) ϵ в верхнем слое жидкости. Работы такого плана также весьма многочисленны (см., например, ставшие классическими работы [3, 4, 10, 11], работы Соловьева [12–14] и ссылки в работах последних лет [15–17]). В связи со сложностью этой задачи, имеющиеся в настоящее время оценки зависимости СДТ от параметров системы: скорости трения в воздухе $u_{*a} = (\tau / \rho_a)^{1/2}$, амплитуды волн на поверхности a_0 , частоты пика спектра ω_p и глубины горизонта наблюдения z , весьма разнообразны и даже несколько противоречивы [17].

В частности, в различных диапазонах глубин, расположенных ниже ложбин волн, наблюдаются самые различные законы спадаения $\varepsilon(z)$: как экспоненциальные [11], так и степенные [4, 14]. Эмпирическая зависимость $\varepsilon(a_0)$ также неоднозначна: от линейной или квадратичной (в зависимости от z), определенной из натурных наблюдений в [4, 14], до кубической, установленной в лотке для монохроматических механических волн [15]. Таким образом, в законе

$$\varepsilon(\alpha_0, z) \propto a_0^n / z^m \quad (1)$$

величины показателей n и m явно требуют своего уточнения по области применимости. Отметим также, что зависимость $\varepsilon(\omega_p)$, которая по физике дела может присутствовать в соотношении вида (1), пока не установлена.

Зависимость СДТ от скорости трения более определена. В работах [4, 11, 14] она близка к формуле для пристеночной турбулентности и записывается в виде

$$\varepsilon(u_{*a}) = C_* u_{*a}^3 / \kappa z, \quad (2)$$

где $\kappa \approx 0.4$ — постоянная фон Кармана, а C_* — безразмерный параметр. Формулой (2) обычно параметризуют эмпирические зависимости $\varepsilon(u_{*a}, z)$, анализируя поведение безразмерной величины C_* с глубиной [4, 11, 14]. Здесь стоит отметить, что формула (2) конкретна по степени u_{*a} , но неявно допускает свое расширение по параметрам a_0 , z и ω_p за счет соответствующей параметризации безразмерной величины C_* . В настоящее время принято считать, что в верхнем слое воды имеет место именно кубическая зависимость $\varepsilon(u_{*a}) \propto u_{*a}^3$, обусловленная скоростью притока энергии от ветра, пропорциональной u_{*a}^3 , но величины ε значительно превышают интенсивность пристеночной турбулентности вида (2) [4, 11, 14].

Отметим, что сами по себе оценки СДТ и определение зависимости ε от параметров системы представляют академический интерес, прежде всего, как измеряемые характеристики турбулентности, позволяющие проверять теоретические построения для динамики верхнего перемешанного слоя [16–18]. В свою очередь, такие построения имеют важное практическое значение для совершенствования решения задач моделирования перемешивания океана, его циркуляции и прогноза погоды. Эти вопросы хорошо описаны, например, в [19, 20]. Тем самым определяется и прикладная значимость обсуждаемых зависимостей.

Цель данной работы заключается в получении оценок СДТ на основе измерений, выпол-

ненных в ветро-волновом канале ИПФ РАН и описанных в [1, 2], и в нахождении зависимостей $\varepsilon(u_{*a}, a_0, z, \omega_p)$, пригодных для проверки теоретических моделей, касающихся динамики верхнего перемешанного слоя моря.

2. ОПИСАНИЕ ДАННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Данные измерений были получены в ветро-волновом канале большого термостратифицированного бассейна ИПФ РАН в результате многочисленных лабораторных экспериментов 2012–2016 гг., направленных, преимущественно, на изучение динамики взаимодействия ветра и взволнованной поверхности при ураганных ветрах [1, 2]. При этом измерения течений под волнами носили вспомогательный характер, а их результаты до настоящего времени тщательно не обрабатывались.

Сам ветро-волновой канал (ВВК) имеет П-образное сечение. Он закрыт сверху, открыт снизу и установлен на вертикальные опоры в самом бассейне (см. детали в [1, 2]). Конструкция ВВК без дна позволяет избежать появления противотечений, что приближает систему к натурной ветро-волновой ситуации, повышая, тем самым, достоверность изучения динамики процессов в интерфейсе воздух–вода. Рабочее сечение воздушного потока составляет 40×40 см, длина 10 м, а его боковые стенки погружены в воду на 30 см. В конце ВВК, на выходе воздушного потока установлен волногаситель — клин из мелкойячейстой сетки. Канал разбит на секторы длиной по 1 м. В данной работе используются данные, полученные в секторе 2, расположенном на расстоянии 2 м от входного потока ветра, и в секторе 7 — на расстоянии 7 м.

На верхней стенке канала сделаны отверстия для введения в ВВК датчиков, в качестве которых использовались термоанемометры, трубки Пито и струнные волнографы. В секторе 2 использован один волнограф, а в секторе 7 — антенна из 4 датчиков, позволяющая восстанавливать трехмерные спектры волн. Снаружи расположена техника оптической велосиметрии [1, 2], позволяющая восстанавливать значения параметров профиля ветра в воздухе $W(z)$: скорость трения u_{*a} , высоту шероховатости z_{0a} и ветер на горизонте 10 м. Дискретность измерений возвышений поверхности $\eta(x, t)$ составляла 200 Гц, что обусловлено задачами изучения брызгообразования, а измерения компонент скорости течений на шести горизонтах в воде (–5, –10, –15, –22, –30 и –38 см) выполнялись акустическими доплеровскими велосиме-

трами (ADV) с дискретностью 20 Гц. Длительность записи волнения и течений, как правило, составляла 10 мин. С использованием поплавков измерялась также скорость поверхностного дрейфа, однако эти данные здесь не рассматриваются.

3. МЕТОД ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Исходным элементом для оценок СДТ ε в верхнем слое моря является одномерный пространственный $S_{U_i}(k)$ или частотный $S_{U_i}(\omega)$ спектр компонент течений U_i ($i = x, y, z$) на фиксированном горизонте (ось z направлена вверх с началом координат на среднем уровне воды). В предположении выполнения условий формирования колмогоровского спектра (локально-изотропная турбулентность, наличие источника, стока и фиксированной скорости диссипации энергии ε [21]), в инерционном интервале (между источником и стоком) в спектре $S(k)$ должен иметь место участок вида

$$S_U(k) = C_{k0} \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (3)$$

где C_{k0} — константа порядка единицы [21]. В частности, именно такие спектры измерялись в экспериментальной работе [15] по изучению турбулентности, наведенной необрушивающимися монохроматическими волнами на поверхности жидкости в лотке.

Однако, построение пространственных спектров весьма затруднительно, даже в лабораторных условиях. Поэтому чаще оценки ε приходится получать из частотных спектров $S_U(\omega)$, следующих из временных рядов измерений скорости течений. Соответствующая технология была обоснована в работе [3], а пример ее применения дан в [4]. Согласно [4], колмогоровский спектр $S_U(\omega)$, соответствующий формуле (3), имеет вид

$$S_U(\omega) = C_{Te} \varepsilon^{2/3} \omega^{-5/3} U^{2/3}, \quad (4)$$

где C_{Te} — новая константа, ω — круговая частота в рад/с, а U — средняя скорость горизонтального переноса на исследуемом горизонте. После серии апробаций, авторы работы [4] рекомендовали формулу¹

$$\varepsilon = C_0 [S(\omega) \omega^{5/3}]^{3/2} / U \quad (5)$$

при значении $C_0 = 2$ и указанном выше смысле значения U . При этом нахождение колмогоров-

ского участка в спектре течений требует сведений и о спектре волнения.

Еще в работе Ефимова и Христофорова [22] показано, что спектр флуктуаций i -той компоненты течений $S_{U_i}(\omega)$ под взволнованной поверхностью включает два слагаемых

$$S_{U_i}(\omega) = \omega^2 S_{\eta_i}(\omega, z) + S_{U_i}(\omega), \quad (6)$$

где первое слагаемое

$$\omega^2 S_{\eta_i}(\omega, z) \equiv \omega^2 \exp[-2\omega^2 |z|/g] \cdot I_i[S_{\eta}(\omega, \theta)] \cdot S_{\eta}(\omega)$$

означает спектр i -той компоненты орбитальных волновых движений, приведенных к горизонту z , при условии что $S_{\eta}(\omega)$ — одномерный спектр возвышений поверхности, $I_i[S_{\eta}(\omega, \theta)]$ — интеграл по углу θ от двумерного спектра волн на поверхности $S_{\eta}(\omega, \theta)$ (зависящий от вида компоненты i -той орбитальной скорости волн), а слагаемое $S_{U_i}(\omega)$ — спектр i -той компоненты турбулентных флуктуаций скорости на том же горизонте. Из (6) следует, что нахождение колмогоровского участка в спектре течений на горизонте z требует фильтрации (вычитания) спектров орбитальных волновых движений, приведенных к данному горизонту. При этом предполагается [4, 11–16, 22], что колмогоровский участок локализован выше частоты пика спектра волн ω_p и обусловлен генерацией турбулентности волновыми движениями.

Идеология обработки данных в нашей работе практически повторяла таковую, описанную в классической работе [4], в которой изучались процессы диссипации турбулентности в слое воды под обрушивающимися волнами в натуральных условиях. Отличие рассматриваемых систем заключается лишь в том, что в работе [4] волны имели более крупные размеры (до 50 см высотой), проявляли меньшую интенсивность обрушений и имели естественный, широко направленный спектр $S_{\eta}(\omega, \theta)$. В нашем случае волны имели высоты порядка 1 см, были более крутыми (табл. 1) и имели узконаправленный спектр $S_{\eta}(\omega, \theta)$. Поэтому условия формирования турбулентности для этих двух ситуаций существенно различаются, как по параметрам волн, так и по отношению скоростей наведенного дрейфа к орбитальным скоростям волн, что и придает дополнительный интерес к обработке имеющихся лабораторных данных.

Изложенные сведения дают основу для получения оценок СДТ, следующих из спектров течений под взволнованной поверхностью моря, при условии обнаружения колмогоровских участков в отфильтрованных спектрах $S_{U_i}(\omega)$.

¹ Эту же формулу использовали и авторы [12–14] при переходе от эмпирических спектров $S_U(\omega)$ к модельным спектрам $S_U(k)$.

Таблица 1. Параметры волн в двух секторах ветро-волнового канала

W_{10} , м/с	u_{*a} , м/с	Сектор	f_p , Гц	ω_p , р/с	k_p , р/м	a_p , см	$k_p a_p$, б/р
12.5	0.41	2	5.56	34.9	124	0.25	0.31
		7	3.12	19.6	39.2	0.79	0.31
15.7	0.51	2	4.9	31.0	96.6	0.35	0.34
		7	2.8	17.6	31.5	1.1	0.35
20.1	0.74	2	4.0	25.1	64.4	0.65	0.42
		7	2.3	14.4	21.3	1.68	0.36
24.9	1.02	2	3.5	22.0	49.3	0.79	0.39
		7	2.0	12.7	16.4	2.26	0.37

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Как отмечено в разделе 2, в нашем распоряжении были данные измерений скорости трения u_{*a} , возвышений волнения $\eta(x, t)$ и трех компонент скорости течений U_i на 6 горизонтах для 5 различных скоростей ветра. В пересчете на высоту 10 м над средней поверхностью воды, скорость W_{10} варьировалась от 12.5 до 34 м/с (столь высокие W_{10} были выбраны специально с целью изучения формирования пограничного слоя при ураганных ветрах [1]). Однако, при значениях ветра W_{10} более 25 м/с поверхность воды становится сильно искаженной обрушениями волн, что принципиально затрудняет сопоставление оценок ϵ с теоретическими моделями перемешивания в верхнем слое. По этой причине, в данной работе мы ограничились только значениями W_{10} менее 25 м/с.

Скорость трения u_{*a} определялась по логарифмическому участку вертикального профиля ветра в дальней части канала, в предположении, что она слабо меняется по длине канала в силу его малости [1]. Такое предположение является существенным, хотя и типичным упрощением ситуации в лотковых измерениях (см., например, [23]). Тем не менее, оно приемлемо для предварительных оценок и параметризации СДТ под взволнованной поверхностью воды.

Для двух секций канала (2 и 7) были оценены статистические характеристики компонент скорости течений — средние значения \bar{U}_i и величины стандартных отклонений σ_i . Они ведут себя известным образом:

а) профили продольной скорости $\bar{U}_x(z)$ быстро изменяются с глубиной у средней поверхности, а вдали от нее спадают по закону, не совпадающему, но близкому к логарифмическому [23]:

$$\bar{U}_x(z) = U_x(0) - u_{*w} \kappa^{-1} \ln(|z/z_{0w}|) + C_u, \quad (7)$$

где u_{*w} и z_{0w} — скорость трения и параметр шероховатости в воде, C_u — так называемая «следо-

вая» константа, характерная для каждого отдельного канала;

б) средние значения компонент $\bar{U}_{y,z}(z)$ пренебрежимо малы;

в) стандартные отклонения продольной компоненты σ_x значительно (в 2–3 раза) превышают величины σ_y и σ_z , близкие между собой, и все три величины медленно убывают с глубиной.

Наличие анизотропии поля скорости воды в системе с движущейся поверхностью является известной особенностью [21, 23, 24], вызванной наличием тангенциального напряжения трения. Несмотря на то, что система отличается от классической модели Колмогорова, как видно из опыта предыдущих исследований, для компонент скорости применимость теории считается допустимой [4, 11, 13, 14], как ее расширение.

С использованием пакета MATLAB методом авторегрессии (Юла–Уокера [25]) вначале были построены одномерные спектры волнения $S_\eta(f)$ ($f = \omega/2\pi$ — циклическая частота в Гц) и определены необходимые параметры волн: их амплитуда на поверхности — a_0 , частота пика спектра — f_p и ω_p , волновое число пика — $k_p = \omega_p^2/g$ (здесь использовано дисперсионное соотношение для гравитационных волн на глубокой воде: $\omega^2 = gk$, где g — ускорение силы тяжести) и средняя крутизна волн — $a_0 k_p$. Примеры спектров приведены на рис. 1, а оценки параметров волнения — в табл. 1. В виду огромной длины ряда (около 1 млн отсчетов) и более 1000 степеней свободы, 95%-доверительные интервалы для спектров $S_\eta(f)$ составляют менее 1%, что обеспечивает высокую точность статистических оценок для волн. Вместе с тем, здесь эти оценки не требуют обсуждения за исключением указания лишь на весьма высокую крутизну волн, свидетельствующую об интенсивности обрушений.

Спектры скорости $S_{U_i}(f)$ течений рассчитывались для каждой из компонент на всех

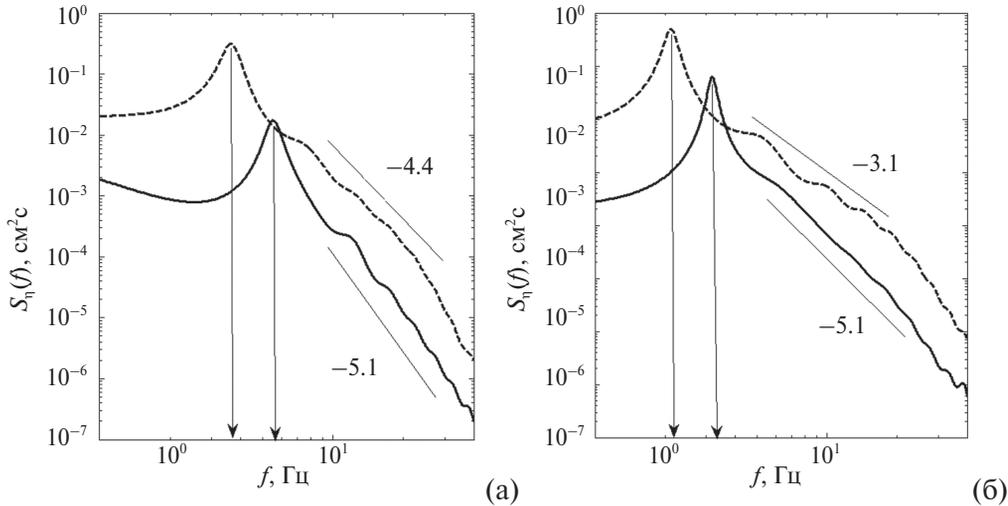


Рис. 1. Спектры возвышений поверхности: (а) — сектор 2; б) — сектор 7. Сплошная линия — ветер $W_{10} = 12.5$ м/с, штрихования — $W_{10} = 24.9$ м/с. Тонкие линии указывают закон спадающего соответствующего участка спектра. Стрелкой показано положение частоты пика f_p .

Таблица 2. Анализ результатов оценок СДТ в секторе 2

Скорость трения u_* , см/с	Част. пика ω_p , р/с	Высота волн a , см	Крутизна $k_p a_0$, б/р	Горизонт z , см	Эмпир. СДТ ϵ , см ² /с ³	Фактор $F = \frac{u_*^3 a_0}{z^2}$, см ² /с ³	Отношение $10^4 \cdot \epsilon/F$, б/р
41	34.9	0.25	0.31	-5	0.16	689	2.3
				$z < -5$	Нет УКТ		
51	31.0	0.35	0.34	-5	0.39	1857	2.1
				-10	0.11	464	2.4
				$z < -10$	Нет УКТ		
74	25.1	0.65	0.42	-5	2.2	10535	2.1
				-10	0.45	2633	1.71
				$z < -10$	Нет УКТ		
102	22.0	0.79	0.39	-5	6.9	33534	2.1
				-10	1.4	8383	1.7
				$z < -10$	Нет УКТ		

6 горизонтах тем же методом. В связи с высокой степенью свободы (более 100), ошибки оценки интенсивности спектров составляли не более 5%. Существенной особенностью системы оказалось, что участки спектров колмогоровского типа (УКТ) с законом спадающего, близким к $-5/3$, наблюдались только в спектре вертикальной компоненты скорости $S_{Uz}(f)$. При этом в секторе 2, где волны слабее, такие участки были зафиксированы лишь для верхних горизонтов ($z > -15$ см), а в секторе 7 — практически на всех горизонтах измерений, что отражено в табл. 2 и 3. Примеры спектров $S_{Uz}(f)$ (для двух горизонтов в двух секторах) приведены на рис. 2 и 3, а объединенные результаты обработки данных волн и течений — в табл. 2 и 3.

Здесь следует отметить, что в силу статистической природы определения среднеквадратичной интенсивности спектров вида (4) на визуально выделенных УКТ, оценки величины ϵ , приведенные в табл. 2 и 3, уже имеют ошибку порядка 30–50%, что типично для такого рода оценок [4, 11, 14, 15] и вполне приемлемо для целей поиска их аналитических параметризаций. В рамках этих ошибок, наши оценки величин СДТ соответствуют таковым, полученным, например, в [4, 11, 15].

Из анализа совокупности всех спектров вертикальной компоненты скорости $S_{Uz}(f)$ (согласно табл. 2 и 3, всего найдено 27 участков из 48 возможных ситуаций в двух секциях, для четырех скоростей ветра, и шести имеющихся горизонтов) можно установить следующее.

Таблица 3. Анализ результатов оценок СДТ в секторе 7

Скорость трения u_* , см/с	Част. пика ω_p , р/с	Высота волн a , см	Крутизна $k_p a_0$, б/р	Горизонт z , см	Эмпир. СДТ ϵ , см ² /с ³	Фактор $F = \frac{u_*^3 a_0}{z^2}$, см ² /с ³	Отношение $10^4 \cdot \epsilon / F$, б/р
41	19.6	0.79	0.31	-5	0.45	2178	2.1
				-10	0.12	544	2.2
				-15	0.055	242	2.3
				-22	0.025	112	2.2
				-30	0.015	60	2.5
				-38	0.01	38	2.6
51	17.6	1.1	0.35	$z < -0.15$	Нет УКТ		
				-0.22	0.092	301	2.9
				-0.30	0.041	162	2.5
				-0.38	0.028	101	2.7
74	14.4	1.68	0.36	-5	6.8	27 231	2.5
				-10	1.9	6807	2.8
				-15	Нет УКТ		
				-22	0.35	1406	2.5
				-30	0.21	756	2.8
				-38	0.15	471	3.2
102	12.7	2.26	0.37	-5	23	95 933	2.4
				-10	4.5	23 983	1.9
				-15	1.9	10 659	1.8
				-22	0.98	4955	2.0
				-30	0.65	2664	2.4
				-38	0.42	1660	2.5

Примечание: УКТ — участок колмогоровского типа.

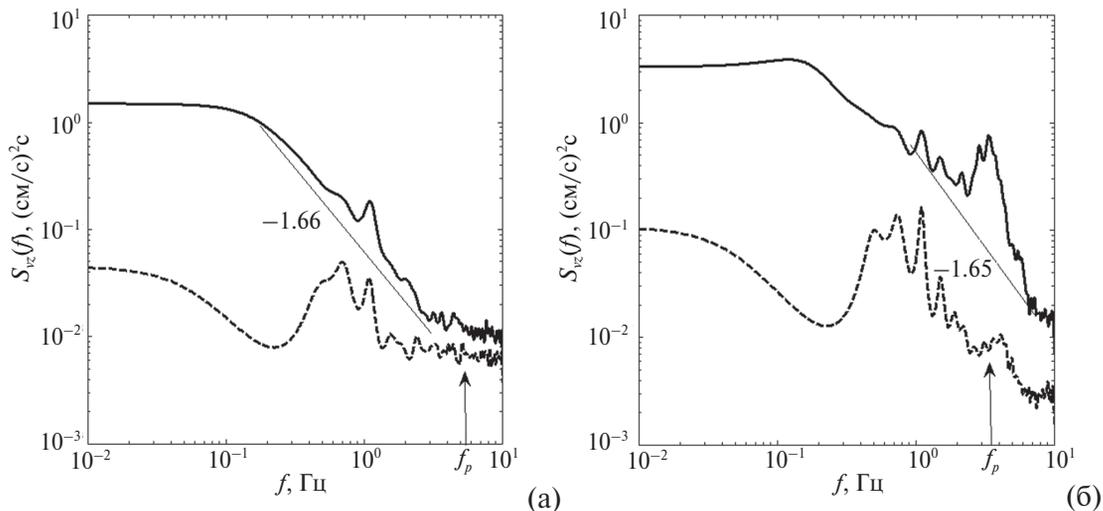


Рис. 2. Спектры вертикальной компоненты течений на двух горизонтах в секторе 2. (а) — ветер $W_{10} = 12.5$ м/с; (б) — $W_{10} = 24.9$ м/с. Сплошная линия — горизонт течений $z = -5$ см, штриховая — $z = -30$ см. Тонкие линии указывают закон спадаения колмогоровского участка спектра. Стрелки указывают положение частоты пика спектра возвышений поверхности.

Во-первых, в секторе 2, где амплитуды ветровых волн малы, УКТ реализуются только на мелких горизонтах ($z > -15$ см). При этом основную часть колмогоровского участка занимают частоты, лежащие ниже частоты пика спектра

волн f_p (рис. 2). Этот факт свидетельствует о существовании механизма генерации энергии турбулентности, не связанного непосредственно с волновыми движениями с энергонесущими частотами порядка f_p , а его источник находится

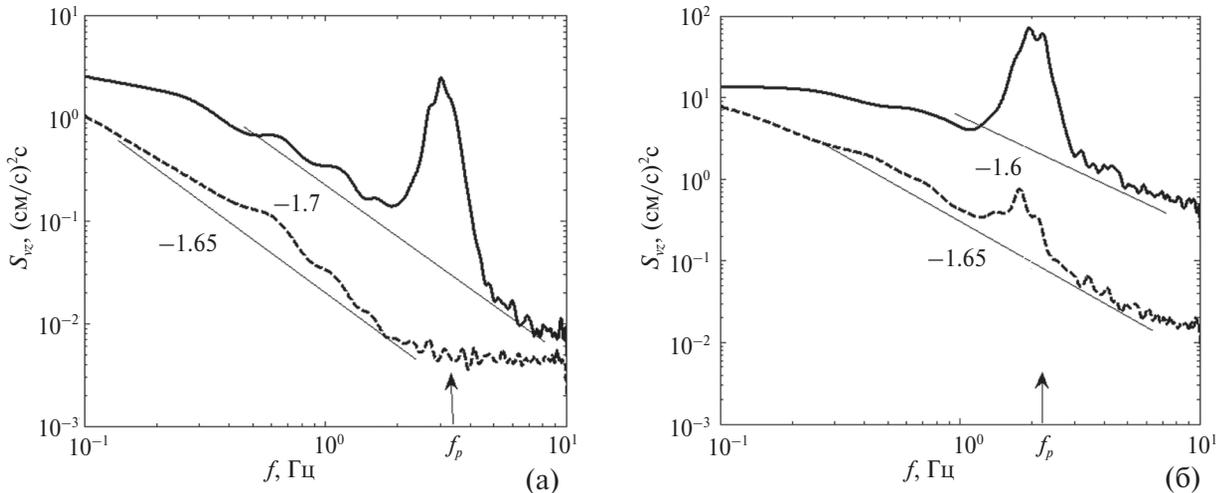


Рис. 3. Спектры вертикальной компоненты течений на двух горизонтах в секторе 7. (а) — ветер $W_{10} = 12.5$ м/с; (б) — $W_{10} = 24.9$ м/с. Сплошная линия — горизонт течений $z = -5.5$ см, штриховая — $z = -30$ см. Тонкие линии указывают закон спадающего колмогоровского участка спектра. Стрелки указывают положение частоты пика спектра возвышений поверхности.

вблизи поверхности, что и объясняет отсутствие УКТ на более глубоких горизонтах в секторе 2 (нижние кривые на рис. 2).

Во-вторых, в секторе 7, где амплитуды волн уже почти в три раза превышают таковые в секторе 2 (табл. 1), в спектрах течений $S_{uz}(f)$ на верхних горизонтах (но не всегда, см. табл. 3) можно выделить «объединенные» УКТ, включающие частоты как выше, так и ниже частоты пика f_p (верхние кривые на рис. 3). При этом диапазон участка выше частоты пика весьма мал (от 2 до $3f_p$), что явно обусловлено малой частотой измерений (20 Гц), ограничивающих частоту Найквиста, и высокими значениями f_p , типичными для лотковых измерений. Нижняя граница УКТ закономерно снижается по мере увеличения глубины горизонта z .

Для определения интенсивности УКТ в спектрах $S_{uz}(f)$ на горизонтах $z \geq -15$ см требуется фильтрация волновых пульсаций, как указано выше при описании формулы (6). На большей глубине процесс фильтрации не требуется, поскольку на глубоких горизонтах энергия наведенной турбулентности, как видно из нижних кривых рис. 3, уже распределяется вниз по частотам без явного проявления волновых гармоник.

Таким образом, по результатам спектрального анализа можно сделать следующие эмпирические выводы.

1) Не смотря на отсутствие изотропии турбулентности, в спектрах вертикальных компонент скорости $S_{uz}(f)$ явно наблюдаются значительные (порядка декады) участки колмогоровского типа (УКТ), имеющие законы спадающие близкие к $-5/3$.

2) Вид спектров $S_{uz}(f)$ свидетельствует о том, что в рассматриваемом случае имеет место формирование турбулентности, наведенной как поверхностными ветровыми волнами, так и другими источниками, расположенными у поверхности жидкости.

3) Нижняя граница УКТ закономерно снижается по мере увеличения глубины горизонта z , обеспечивая при $z < -15$ см диапазон УКТ более одной декады.

С учетом факта существования УКТ, по алгоритму, описанному выше в разделе 3 (формула (5)), удается получить оценки величины ϵ , имеющей смысл скорости диссипации кинетической энергии турбулентности (СДТ). Анализ закономерностей зависимости ϵ от параметров системы $\epsilon(u_{*a}, a_0, z, \omega_p)$, пригодных для проверки теоретических моделей, приводится далее.

5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

5.1. Поиск аналитического вида параметризации СДТ

Как видно из постановки задачи — установление зависимости СДТ от параметров системы: $\epsilon(u_{*a}, a_0, z, \omega_p)$, для ее решения следует, прежде всего, из размерных соображений выписать возможные комбинации определяющих параметров (перечисленных выше в скобках), соответствующих размерности величины $[\epsilon]$, равной $[L^2/T^3]$. Из физических соображений ясно, что величина СДТ должна расти с ростом ветра (точнее — скорости трения u_{*a}), средней амплитуды волн a (на поверхности или приведен-

ной к глубине z по экспоненциальному закону $a(z) \approx a_0 \exp(k_p z)$, а также, возможно, крутизны волн $k_p a_0$ (с той же оговоркой, что и для амплитуды волн), и вертикального градиента средней скорости $\partial \bar{U}_x / \partial z$. В любом из перечисленных вариантов, как и следует ожидать, величина ε уменьшается с ростом глубины. В итоге, приемлемыми для параметризации СДТ являются следующие комбинации:

$$[u_{*a} a \omega_p^2]; \quad (8)$$

таже комбинация (8), умноженная на крутизну волн в некоторой степени β , т.е.

$$[u_{*a} a \omega_p^2 \cdot (a_0 k_p)^\beta]; \quad (9)$$

комбинация (8) с заменой ω_p^2 на $(\partial \bar{U}_x / \partial z)^2$, т.е.

$$[u_{*a} a \cdot (\partial \bar{U}_x / \partial z)^2]; \quad (10)$$

и такой же аналог комбинации (9) вида

$$[u_{*a} a \cdot (\partial \bar{U}_x / \partial z)^2 \cdot (a_0 k_p)^\beta]. \quad (11)$$

В этом направлении и был выполнен анализ результатов оценок СДТ, приведенных в табл. 2 и 3.

5.2. Анализ результатов

Многочисленные прикидки параметризации результатов, представленных в табл. 2 и 3, выполненные методом проб и ошибок, показали следующее.

Во-первых, в силу малости длин волн на поверхности (см. табл. 1), оказалось, что для исследуемых горизонтов фактор $\exp(k_p z)$ слишком быстро меняется по глубине, совершенно не отражая плавную эмпирическую зависимость $\varepsilon(z)$. По этой причине отпадает возможность использования приведенных амплитуд волн $a(z)$, и остается лишь вариант использования средних амплитуд волн на поверхности a_0 .

Во-вторых, в отсутствие приведенных амплитуд волн, единственная возможность описания эмпирической зависимости $\varepsilon(z)$ появляется только для размерных комбинаций (10) и (11), учитывающих вертикальный градиент средней скорости течения.

В-третьих, в виду эмпирического разброса данных измерений средней скорости горизонтальных течений и особенностей системы (сильные обрушения, большая дискретность глубин и малое число рассматриваемых горизонтов), для первоначальной оценки градиента $\partial \bar{U}_x / \partial z$ наиболее целесообразно применить хорошо известную логарифмическую зависимость средних течений, наведенных под взволнованной повер-

хностью ветром и волнами, вида (7). Как показано в [23], эта зависимость хорошо подтверждается в лотках, и имеет четкую физическую интерпретацию как сдвиговое течение Куэтта [21, 24], наведенное в слое жидкости с движущейся верхней границей. Подробнее этот вопрос обсуждается в подразделе 5.3.

В таком случае параметризация $\varepsilon(u_{*a}, a_0, z, \omega_p)$ через комбинацию (10) вида

$$\varepsilon = C_e u_{*a} a_0 (\partial \bar{U}_x / \partial z)^2, \quad (12)$$

где C_e — подгоночная константа, с использованием логарифмического профиля (7), когда $\partial \bar{U}_x / \partial z = u_{*w} / \kappa |z|$, приводит формулу (12) к виду

$$\varepsilon \approx C_e (\rho_a / \rho_w) u_{*a}^3 a_0 / (\kappa z)^2, \quad (13)$$

где ρ_a / ρ_w — отношение плотностей воздуха и воды, появляющееся после перехода от скорости трения в воде u_{*w} к скорости трения в воздухе u_{*a} .

Дополнительной возможностью расширения параметризации $\varepsilon(u_{*a}, a_0, z, \omega_p)$ остается использование фактора степени крутизны волн на поверхности. Тогда

$$\varepsilon \approx C_{e1} (\rho_a / \rho_w) u_{*a}^3 a_0 \cdot (a_0 \omega_p^2 / g)^\beta / (\kappa z)^2, \quad (14)$$

при соответствующем подборе степени β . При такой параметризации, кстати, возникает и дополнительная зависимость ε от амплитуды волн a_0 и частоты пика ω_p . Проработка такой параметризации явно требует большего набора измерений и возможна в дальнейшем².

Анализ результатов показал, что с ошибкой порядка 20%, эмпирические оценки ε из табл. 2 и 3 могут быть параметризованы формулой

$$\varepsilon(u_{*a}, a_0, z) \approx 0.00025 u_{*a}^3 a_0 / z^2, \quad (15)$$

которая повторяет формулу (13) при значении подгоночной константы $C_e \approx 3 \cdot 10^{-2}$.

Для большей убедительности полученной параметризации, в двух правых колонках таблиц приведены величины фактора $F = u_{*a}^3 a_0 / z^2$, и отношение эмпирической величины $10^4 \varepsilon$ к фактору F . Видно, что если бы фактор F дополнительно еще включал степень крутизны, то разброс значений отношения $10^4 \varepsilon$ к фактору F (при различных ветрах) только бы увеличился.

² Отметим здесь, что эксперимент [15], выполненный для случая механических волн на поверхности, в котором получена зависимость $\varepsilon \propto a_0^3$, требует отдельного рассмотрения, по причине отсутствия ветра.

По этой причине, в данной работе конечный результат для параметризации зависимости $\varepsilon(u_{*a}, a_0, z, \omega_p)$ задается соотношением (15). Физическая интерпретация такого результата пока отсутствует. Предварительные соображения в этом направлении приводятся ниже.

5.3. Обсуждение

Прежде всего, отметим, что рассматриваемая турбулентность отличается от классической колмогоровской [21]: а) нет изотропии; б) УКТ наблюдаются только для вертикальной компоненты течений. По-видимому, эти особенности в значительной мере обусловлены спецификой лоткового эксперимента и высокой интенсивностью обрушений. Однако здесь следует отметить, что аналогичная зависимость вида $\varepsilon(u_{*a}, z) \propto u_{*a}^3 a_0 / z^2$, в диапазоне глубин от единиц до десятка высот волн, также была установлена и в работах [4, 11, 13]. Этот факт свидетельствует о разумности полученных нами оценок СДТ, что позволяет выполнять его дальнейшую интерпретацию. Например, представляет интерес найти обоснование более быстрого спада $\varepsilon(z)$ по сравнению с «пристеночной» турбулентностью, для которой, как было уже отмечено, выполняется соотношение $\varepsilon(z) \propto u_*^3 / |z|$ [4, 11, 21].

На наш взгляд, более высокая скорость спада $\varepsilon(u_{*a}, z)$ с глубиной связана с тем, что в рассматриваемой системе турбулентность генерируется как сдвиговым (дрейфовым) течением [21, 24], так и орбитальными волновыми движениями [4, 11, 14, 18]. В порядке развития такой трактовки отметим, что в качестве средней скорости \bar{U} в формуле (12) формально должна выступать сумма трех слагаемых:

$$\bar{U}_x = U_d + U_{St} + \tilde{U}_x, \quad (16)$$

где U_d — скорость ветрового дрейфа; U_{St} — средняя по спектру волн скорость дрейфа Стокса (наведенная незамкнутостью орбит нелинейных волн) [8], и \tilde{U}_x — средняя по принятому масштабу осреднения орбитальная скорость волн. Использование профиля $U_d(z)$ вида (7) для средней горизонтальной скорости \bar{U}_x в (12) обосновано лишь в отсутствии (интенсивных) обрушений, малых амплитудах волн и больших значениях скорости трения u_{*a} , определяющей значение ветрового дрейфа U_d [26]. В таком случае, действительно, влияние профиля $U_d(z)$ на генерацию турбулентности может превышать влияние орбитальной скорости волн \tilde{U}_x и дрейфа Стокса U_{St} (см. детали в [26]), что и реализуется в рассматриваемых экспериментах.

В нашем случае средние дрейфовые течения существенно выше амплитуд орбитальных движений, и, по-видимому, определяют закономерности наведенной турбулентности. Об этом свидетельствует и закономерное снижение нижней границы УКТ по мере увеличения глубины горизонта z , обусловленное увеличением размеров турбулентных вихрей, генерируемых неустойчивостью сдвигового дрейфового течения [21]. Вместе с тем, роль орбитальных движений также может сказываться на генерации турбулентности при условии, что волновое число Рейнольдса Re_w , задаваемое соотношением $Re_w \equiv a(z)^2 \omega_p / \nu_w$ (где ν_w — кинематическая вязкость воды), начинает превышать величину 10^3 [15]. Но по мере увеличения глубины z , эта роль очень быстро снижается, что и приводит к дополнительному увеличению скорости спада $\varepsilon(z)$ по сравнению с «пристеночной» турбулентностью.

Приведенная упрощенная картина осложняется тем, что наличие интенсивных обрушений, имеющих место в нашем случае, заметно искажает логарифмический профиль $\tilde{U}_x(z)$. Как отмечено ранее, при этом нарушается и изотропия наведенной турбулентности, что приводит к указанному выше отличию турбулентности от классической колмогоровской формы. В частности, этим, возможно, определяется и наличие участков колмогоровского типа лишь в спектрах для вертикальной компоненты скорости. В итоге, в рассматриваемой системе ветер—волны—течения формируется такой вариант профиля наведенной средней скорости $\bar{U}_x(z)$ и профиля величины турбулентной вязкости $K_T(z)$, при котором реализуется соотношение (15).

В природных же условиях амплитуды волн, как правило, велики, т.е. амплитуда орбитальной скорости \tilde{U}_x может намного превышать дрейфовые скорости U_d и U_{St} , которые, соответственно, имеют порядок u_{*a} и $\tilde{U}_x \cdot (a_0 k_p)$ [9, 26]. В таком случае в формуле (12), при определенных условиях, значимый вклад может вносить средняя по спектру орбитальная скорость волн \tilde{U}_x , а на больших масштабах осреднения (нивелирующих \tilde{U}_x) — стоксова скорость U_{St} ; обе имеют экспоненциальный характер затухания с глубиной. По этой причине, в природных условиях, согласно (12), экспоненциальный характер затухания может проявляться и в характеристиках турбулентности, наведенной волнами, что и наблюдается в открытом море в виде экспоненциального спада СДТ с глубиной [11, 14, 16]. Как видно из анализа лотковых результатов, приведенных выше, в нашем случае такая ситуация не реализуется.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По данным эксперимента в ветро-волновом канале ИПФ РАН построены спектры ветрового волнения и компонент скорости течений в слое воды под волнами. В частотных спектрах вертикальной компоненты течений $S_{U_z}(f)$ в 27 случаях из 48 обнаружены участки колмогоровского типа вида $S_{U_z}(f) \propto f^{-5/3}$. По алгоритму работ [3, 4], для этих участков спектров получены оценки скорости диссипации кинетической энергии турбулентности (СДТ) ε , и предложено несколько вариантов аналитической параметризации результатов для СДТ через параметры системы: скорость трения в воздухе u_{*a} , высота волн на поверхности a_0 , частота пика спектра ω_p и глубина z . Наиболее приемлемой в данной работе оказалась параметризация вида (15):

$$\varepsilon(u_{*a}, a_0, z) \approx 0.00025 u_{*a}^3 a_0 / z^2 .$$

Разнообразие эмпирических результатов оценок функционального представления $\varepsilon(u_{*a}, a_0, z)$, полученных как в натуральных экспериментах [4, 11, 14, 17], так и в лотках [15, 23], и определенные проблемы с ее интерпретацией, ставят задачу дополнительной экспериментальной проверки концепции, предложенной в данной работе. Целью таких экспериментов является более глубокое выяснения природы турбулентности под взволнованной поверхностью моря.

Источник финансирования. Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ № 18-05-00161. Авторы благодарны коллегам ИПФ РАН, принявшим участие в выполнении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кандауров А.А., Троицкая Ю.И., Сергеев Д.А., Вдовин М.И., Байдаков Г.А.* Среднее поле скорости воздушного потока над поверхностью воды при лабораторном моделировании штормовых и ураганных условий в океане // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 4. С. 455–467. doi: 10.7868/S0002351514040063
2. *Байдаков Г.А.* Экспериментальное исследование взаимодействия ветрового потока и поверхностных волн на коротких разгонах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Н.Н.: ИПФ РАН. 2016. 95 с.
3. *Lumley J.L., Terray E.A.* Kinematics of Turbulence Convected by a Random Wave Field // J. Phys. Oceanogr. 1983. V. 13. P. 2000–2007.
4. *Terray E.A., Donelan M.A., Agrawal Y.C., Drennan W.M., Kahma K.K., Williams III A.J., Hwang P.A., Kitaigorodskii S.A.* Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves // J. Phys. Oceanogr. 1996. V. 26. P. 792–807.
5. *Доброклонский С.В.* Турбулентная вязкость в приповерхностном слое моря // ДАН СССР. 1947. Т. 58. № 7. С. 1345–1349.
6. *Phillips O.M.* A note of the turbulence generated by the gravity waves // J. Geophys. Res. 1961. V. 66. P. 2889–2893.
7. *Kitaigorodskii S.A., Lumley J.L.* Wave-turbulence interaction in the upper ocean. Pt. I. The Energy Balance in the Interacting Fields of Surface Waves and Wind-Induced Three-Dimensional Turbulence // J. Phys. Oceanogr. 1983. V. 13. P. 1977–1987.
8. *Mellor G.L., Yamada T.* Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems // Rev. Geophys. Space Phys. 1982. V. 20. P. 851–875.
9. *Филлипс О.М.* Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеиздат. 1980. 320 с.
10. *Stewart R.W., Grant H.L.* Determination of the rate of dissipation of turbulent energy near the sea surface in the presence of waves // J. Geophys. Res. 1962. V. 67. P. 3177–3180.
11. *Anis A., Moum J.N.* Surface wave–turbulence interactions: Scaling $\varepsilon(z)$ near the sea surface // J. Phys. Oceanogr. 1995. V. 25. P. 2025–2045.
12. *Соловьев А.В.* О диссипации турбулентной энергии в слое ветрового волнения океана // Изв. СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. Т. 22. № 4. С. 380–388.
13. *Soloviev A.V., Vershinsky N.V., Bezverchnii V.A.* Small-scale turbulence in the thin surface layer of the ocean // Deep-Sea Res. 1988. V. 35. P. 1859–1874.
14. *Soloviev A., Lukas R.* Observation of wave-enhanced turbulence in the near-surface layer of the ocean during TOGA COARE // Deep-Sea Research. Pt I. 2003. V. 50. P. 371–395. doi: 10.1016/S0967-0637(03)00004-9
15. *Babanin A.V., Haus B.K.* On the existence of water turbulence induced by non-breaking surface waves // J. Phys. Oceanogr. 2009. V. 39. P. 2675–2679. doi: 10.1175/2009JPO4202.1
16. *Yuan Y., Qiao F., Yin X., Han L.* Analytical estimation of mixing coefficient induced by surface wave-generated turbulence based on the equilibrium solution of the second-order turbulence closure model // Science China: Earth Sciences, 2013. V. 56. P. 71–80. doi: 10.1007/s11430-012-4517-x
17. *Чухарев А.М.* Вклад основных механизмов генерации турбулентности в вертикальный обмен в деятельном слое моря. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Севастополь: МГИ РАН. 2014. 274 с.
18. *Polnikov V.G.* A Model of the Enhanced Vertical Mixing Induced by Wind-Waves. <http://arxiv.org/abs/1904.03609>
19. *Qiao F., Yuan Y., Deng J., Dai D., Song Z.* Wave-turbulence interaction-induced vertical mixing and its effects in ocean and climate models // Phil.

- Trans. R. Soc. 2016. V. A374: 20150201. <http://dx.doi.org/10.1098/rsta.2015.0201>
20. Walsh K., Govekar P., Babanin A.V., Ghantous M., Spence P., Scocimarro F. The effect on simulated ocean climate of a parameterization of unbroken wave-induced mixing incorporated into the k-epsilon mixing scheme // J. Adv. Model. Earth Syst. 2017. V. 9. P. 735–758. doi: 10.1002/2016MS000707
21. Монин А.С., Яглом А.Я. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука. 1967. 720 с.
22. Ефимов В.В., Христофоров Г.Н. Спектры и характеристики статистической взаимосвязи пульсаций скорости в верхнем слое моря и поверхностного волнения // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1971. Т. 7. № 12. С. 1290–1310.
23. Longo S., Chiapponi L., Clavero M., Mäkel T., Liang D. Study of the turbulence over the air-side and water-side boundary layers in experimental laboratory wind-induced surface waves // Coastal engineering. 2012. V. 69. P. 67–81.
24. Mortikov E.V., Glazunov A.V., Lykosov V.N. Numerical study of plane Couette flow: turbulence statistics and the structure of pressure–strain correlations // Russ. J. Numer. Anal. Math. Modelling. 2019. Т. 34. № 2. P. 119–132.
25. Кей С.М., Марпл С.Л. Современные методы спектрального анализа. Обзор // ТИЭЭР. 1981. Т. 69. № 11. С. 5–51.
26. Polnikov V.G. A Semi-Phenomenological Model for Wind-Induced Drift Currents // Boundary-Layer Meteorol. 2019, <https://doi.org/10.1007/s10546-019-00456-1>

The Rate of the Turbulence Dissipation in a Water Layer under Wind Waves Based on the Data of Laboratory Experiment

V. G. Polnikov^{1,*}, G. A. Baidakov², Yu. I. Troitskaya²

¹Obukhov Institute of Atmospheric Physics RAS
Pyzhevskii per. 3, Moscow, 119017, Russia;

²Institute of Applied Physics RAS
ul. Ul'yanova 46, Nizhni Novgorod, 603950, Russia
E-mail: *polnikov@mail.ru

Received: 25.04.2019

Accepted: 29.05.2019

The aim of the work is to obtain estimates and parameterization of the dissipation rate of the turbulence kinetic energy of (TKE-dissipation) ε in the upper water layer, induced by the presence of wind waves at the surface. For this purpose, data from the laboratory measurements of the wind waves and three components of currents at six horizons in the upper water layer and four different winds, performed in the wind-wave channel of IAP RAS [1, 2], were used. It was established that for a majority of horizons, the frequency spectra, $S_{U_z}(f)$, for the vertical component of the flow velocity, U_z , induced by wind and waves, have the Kolmogorov-type ranges of the kind: $S_{U_z}(f) \propto f^{-5/3}$. Using the algorithms described in [3, 4], this fact allows us to obtain estimates of the TKE-dissipation at the corresponding horizons, and then establish the dependence of ε on the friction velocity, u_* , the height of waves at the surface, a_0 , the peak frequency of the spectrum, ω_p , and the depth of the horizon, z . The analysis of the obtained results allows (for the available data) to propose a parameterization of the form $\varepsilon \approx 0.00025 u_*^3 a_0 / z^2$, for which a physical interpretation is proposed.

Keywords: wind, waves, currents, air-water interface, turbulence, turbulence dissipation rate.