

УДК 532.517.4 : 551.465

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИИ ВЕТРОВЫХ ВОЛН ТУРБУЛЕНТНЫМ ВЕТРОМ

НИКОЛАЕВА Ю. И., ЦИМРИНГ Л. Ш.

На основании полуэмпирических уравнений для одноточечной функции распределения скоростей в воздушном потоке исследуется линейная стадия генерации волн на водной поверхности турбулентным ветром. Показано, что задание статистики турбулентных пульсаций в каждой точке потока дает возможность объяснить экспериментально наблюдаемое превышение инкремента волн в области развитого ветрового волнения над значениями, даваемыми квазиламинарной теорией Майлса.

К настоящему времени проведено большое число экспериментов, как натуральных (см., например, [1]), так и лабораторных [2], в которых исследовался процесс генерации ветровых волн. Эти эксперименты показали, что после начала процесса быстро наступает стадия экспоненциального роста ветровых компонент, однако показатель экспоненты сильно (особенно в натуральных условиях) отличается от значения, предсказываемого квазиламинарной моделью Майлса [3]. В этой модели предполагается, что воздушный поток ламинарен, хотя профиль средней скорости ветра определяется процессами турбулентного перемешивания. Физический механизм неустойчивости Майлса связан с резонансом между волной и воздушным потоком в слое совпадения, где фазовая скорость волны равна скорости ветра [4]. Инкремент неустойчивости определяется кривизной профиля скорости в слое совпадения.

Основным недостатком квазиламинарной модели является пренебрежение волновыми возмущениями турбулентных напряжений Рейнольдса в воздухе. Различные способы учета турбулентности воздушного потока были рассмотрены в работах [5—7]. Так в [5] предложена модель, описывающая взаимодействие волн с крупномасштабными турбулентными пульсациями, которые рассматривались как смена отдельных реализаций случайного поля скорости. Получаемый таким образом случайный инкремент Майлса усреднялся по ансамблю этих реализаций, причем оказалось, что значения среднего инкремента длинных волн существенно превосходят майлсовские. На наш взгляд, основным недостатком этой модели является выбор специального вида реализаций поля скорости ветра (постоянство по координате случайной составляющей скорости).

Другой подход к проблеме генерации ветрового волнения развивается в работах [6, 7], где численно исследуются возмущения в воздушном потоке над заданным профилем волны. Расчеты проводились в рамках нелинейной системы уравнений Рейнольдса, замыкаемой в соответствии с колмогоровскими гипотезами. Результаты расчетов свидетельствуют о том, что на начальной стадии амплитуды волн нарастают по экспоненциальному закону, причем показатель роста также несколько превосходит майлсовское значение. Используемая в работах [6, 7] полуэмпирическая схема замыкания уравнений Рейнольдса, строго говоря,

справедлива лишь в том случае, когда характерные масштабы процесса (в данном случае длина поверхностной волны) велики по сравнению с внешним масштабом турбулентности. Это означает, что период рассматриваемого процесса T должен быть велик по сравнению с характерным временем турбулентного перемешивания τ .

При взаимодействии волн на воде с ветром реализуется, по-видимому, противоположный случай. Приведем некоторые оценки. Время τ определяется наиболее энергонесущими компонентами турбулентных пульсаций в приводном пограничном слое — порывами ветра, существование которых обусловлено мезомасштабными флуктуациями в атмосферного диапазона ~ 1 с. Следовательно, $\tau \gg T$. В такой ситуации альтернативой уравнениям Рейнольдса, замкнутым в соответствии с колмогоровскими гипотезами, могут служить уравнения для конечномерных функций распределения мгновенной скорости в турбулентном потоке [8]. Заметим, что этот подход аналогичен тому, который используется в кинетической теории газов [11]. Если интервал между соударениями частиц (аналог τ) мал по сравнению с временным масштабом задачи, то, для описания процессов переноса используются представления о вязкости, теплопроводности и т. п. При обратной ситуации решаются кинетические уравнения, в которых член, описывающий столкновения частиц (интеграл столкновений), считается малым. Приближение, в котором интегралом столкновений пренебрегается, называется бесстолкновительным.

Функции распределения в турбулентной жидкости удовлетворяют бесконечной цепочке зацепляющихся уравнений, первое из которых (для одноточечной функции распределения) имеет вид [8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \left\{ \frac{1}{4\pi} \int \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} (\mathbf{v}_1, \nabla_1)^2 [f_2 - \right. \\ \left. - f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) f(\mathbf{v}_1, \mathbf{r}_1, t)] d\mathbf{v}_1 d\mathbf{r}_1 + \right. \\ \left. + \lim_{\mathbf{r}_1 \rightarrow \mathbf{r}} \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_1} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_1} \int \mathbf{v}_1 [f_2 - f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) f(\mathbf{v}_1, \mathbf{r}_1, t)] d\mathbf{v}_1 \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ — одноточечная функция распределения, имеющая смысл плотности вероятности скорости \mathbf{v} в точке \mathbf{r} в момент t ; $\langle p \rangle$ — среднее давление в этой точке, f_2 — двухточечная функция распределения. Левая часть уравнения (1) описывает изменение скорости жидкости в данной точке за счет переноса и градиента среднего давления, правая часть учитывает действие пульсационной составляющей давления I_p и вязкости I_v . Слагаемые $I_p, I_v \sim f/\tau$, где τ — характерное время существенного изменения скорости в данной точке за счет пульсаций давления и вязкости, которое определяется внешними энергонесущими масштабами турбулентного течения.

Если характерное время рассматриваемого процесса мало по сравнению с τ , то правой частью уравнения (1) можно пренебречь. В результате использования бесстолкновительного приближения получается замкнутое кинетическое уравнение для одноточечной функции распределения скоростей турбулентного потока. Как следует из приведенных выше оценок, бесстолкновительное приближение применимо к задаче о генерации волн на воде ветром.

В квазиламинарной модели Майлса [3] волновые возмущения в воздушном потоке описываются уравнением Рэлея. Наличие турбулентных пульсаций в воздушном потоке приводит к тому, что уравнение Рэлея теряет применимость. Однако использование кинетического бесстолкновительного уравнения позволяет найти аналог уравнения Рэлея для описания возмущений в воздушном потоке, учитывающий действие крупномасштабных турбулентных пульсаций. Для этого из линеаризованно-

го уравнения (1) без правой части выразим волновое возмущение функции распределения по скоростям через возмущение среднего давления, а затем, используя определение осредненных величин $\langle u \rangle = \int v f dv$ и условие несжимаемости $\text{div} \int v f dv = 0$, получим замкнутую систему уравнений для волновых возмущений осредненных величин. Дальнейшая процедура исследования неустойчивости аналогична случаю квазиламинарного воздушного потока: по заданной частоте и волновому числу поверхностной волны вычисляется поток волнового импульса к поверхности, а затем с использованием граничных условий на поверхности жидкости¹ находится инкремент неустойчивости.

Представим функцию распределения и среднее давление в виде невозмущенной части и малой волновой компоненты: $f = f_0 + f_1$, $\langle p \rangle = p_0 + p_1$. Линеаризованное относительно f_1 и p_1 кинетическое уравнение (1) без правой части имеет вид:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + u \frac{\partial f_1}{\partial x} + w \frac{\partial f_1}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_1}{\partial x} \frac{\partial f_0}{\partial u} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_1}{\partial z} \frac{\partial f_0}{\partial w}. \quad (2)$$

Уравнение (2) решается методом интегрирования по невозмущенным траекториям или методом характеристик. Характеристика, проходящая через точку (x, z, u, w, t) , удовлетворяет уравнениям

$$x' = x + u(t' - t), \quad z' = z + w(t' - t), \quad u' = u, \quad w' = w.$$

Интегрируя (2) вдоль характеристик, получим

$$f_1 = \frac{1}{\rho} \int_{-\infty}^t \left(p_{1x'} \frac{\partial f_0}{\partial u} + p_{1z'} \frac{\partial f_0}{\partial w} \right) (u, w, x'(t'), z'(t')) dt' + f_1(u, w, x'(-\infty), z'(-\infty), t' = -\infty). \quad (3)$$

Будем искать решение (3) в виде $f_1 = \bar{f}_1 \exp\{i(\omega t - kx)\}$, $p_1 = \bar{p}_1 \exp\{i(\omega t - kx)\}$. Предположим, что при $t' \rightarrow -\infty$

$$f_1(u, w, x'(t'), z'(t'), t') \rightarrow 0. \quad (4)$$

Условие (4) означает, что искомое решение является асимптотикой решения начальной задачи. Отсюда вытекает следующее правило обхода: при вычислении осредненных по турбулентным пульсациям величин путь интегрирования выражений, содержащих \bar{f}_1 , должен обходить снизу все особенности подынтегрального выражения (это соответствует наличию у частоты малой отрицательной мнимой части $\text{Im} \omega < 0$). Для $\text{Im} \omega > 0$ решение получается аналитическим продолжением предыдущего. В физике плазмы аналогичное правило называется правилом обхода Ландау [11], в гидродинамике плоскопараллельных потоков из тех же соображений может быть получено правило обхода Линя [12]. При условии (4) соотношение (3) принимает вид:

$$\bar{f}_1 = \frac{1}{\rho} \int_{-\infty}^0 \left(-ik \bar{p}_1(z'(\tau)) \frac{\partial f_0}{\partial u}(z'(\tau), u, w) + \frac{d\bar{p}_1}{dz'} \frac{\partial f_0}{\partial w}(z'(\tau), u, w) \right) \exp\{i(\omega - uk)\tau\} d\tau, \quad \text{Im} \omega < 0. \quad (5)$$

Интегрируя (5) по частям с учетом того, что $dz'/dt' = w$, получаем при $\text{Im} \omega < 0$

$$\bar{f}_1 = \frac{1}{\rho} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \omega^n}{[i(\omega - uk)]^{n+1}} [-ik (\bar{p}_1 f_{0u})_{z'}^{(n)} + (\bar{p}_1 z' f_{0w})_{z'}^{(n)}]. \quad (6)$$

¹ Поскольку вблизи поверхности воды турбулентность вырождается (вязкий подслоя), можно использовать те же граничные условия, что и в квазиламинарной модели.

Как известно из натуральных измерений [10], в логарифмической области атмосферного пограничного слоя горизонтальный L_x и вертикальный L_z масштабы турбулентности сильно различаются: $L_x/L_z \sim (0,2 \div 1,0) \cdot 10^2$. Поэтому можно предположить, что среднеквадратичная скорость горизонтальных турбулентных пульсаций много больше, чем вертикальных. В силу этого пренебрежем вертикальными пульсациями, выбирая невозмущенную функцию распределения в виде:

$$f_0(u, \omega, z) = \mathcal{F}_0(u, z) \delta(\omega). \quad (7)$$

Получим уравнения для возмущений средних величин в турбулентном потоке, т. е. аналог уравнения Рэлея. Возмущения вертикальной \bar{w}_1 и горизонтальной \bar{u}_1 средней скорости выражаются через \bar{f}_1 : $\bar{w}_1 = \int \omega \bar{f}_1 du d\omega$, $\bar{u}_1 = \int u \bar{f}_1 du d\omega$. Используя эти формулы, можно получить уравнения движения в виде:

$$\begin{aligned} \bar{w}_{a1} &= - \frac{\bar{p}'_{a1z} a(z)}{i \rho_a}, \\ \bar{u}_{a1} &= \frac{k}{\rho_a} a(z) \bar{p}_{a1} - \frac{\bar{w}_{a1}}{k} i \left(\frac{a_z}{a(z)} - \frac{b_z}{b(z)} \right), \\ - i k \bar{u}_{a1} + \frac{d \bar{w}_{a1}}{dz} &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $a(z) = \int_L \frac{\mathcal{F}_0 du}{\omega - uk}$, $b(z) = \int_L \frac{\mathcal{F}_{0u} du}{\omega - uk}$, L — действительная ось, сопряженная с полуокружностью бесконечно малого радиуса, огибающей снизу полюс $u = \omega/k$. Из (8) получим уравнение для \bar{w}_1 :

$$a(z) \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{b(z)} \frac{d}{dz} \left(\frac{b(z)}{a(z)} \bar{w}_1 \right) \right) - k^2 \bar{w}_1 = 0. \quad (9)$$

Это уравнение и является искомым аналогом уравнения Рэлея для турбулентного сдвигового потока.

Движение в жидкости описывается уравнениями Эйлера. Сдвиговым потоком в воде можно пренебречь из-за большой разности плотностей воды и воздуха. Тогда волновые возмущения экспоненциально спадают в глубь жидкости. Вблизи границы вода — воздух турбулентные пульсации в воздухе ослабевают (вязкий подслой), а средняя скорость стремится к нулю (условие прилипания). Поэтому граничные условия на поверхности раздела такие же, как в квазиламинарной модели. Отсюда следует, что выражение для инкремента поверхностных волн аналогично майлсовскому:

$$\text{Im } \omega = \frac{1}{2} \frac{\rho_a}{\rho_w} (kg)^{1/2} \frac{\text{Im}(\bar{w}'_{a1z} \bar{w}_{a1}^*)}{k |\omega_{a1z}|^2} \Big|_{z=0}.$$

Величина $\tau = \text{Im}(\bar{w}'_{a1z} \bar{w}_{a1}^*)/2k$ имеет смысл волнового потока x -компоненты импульса в z -направлении и является количественной характеристикой энергообмена потока с волной. Для величины $\tau(0)$ из уравнения (9) можно получить интегральное выражение:

$$\begin{aligned} \tau(0) &= - \frac{1}{2k} \int_0^\infty (|\omega_{1az}|^2 + k^2 |\omega_{a1}|^2) \text{Im} \left[\frac{b(z)}{a^2(z)} / \frac{b(0)}{a^2(0)} \right] dz + \\ &+ \int_0^\infty \text{Im} \left[\frac{b(z)}{a(z)} \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{b(z)} \frac{d}{dz} \left(\frac{b(z)}{a(z)} \right) \right] / \frac{b(0)}{a^2(0)} \right] |\omega_{1a}|^2 dz. \end{aligned} \quad (10)$$

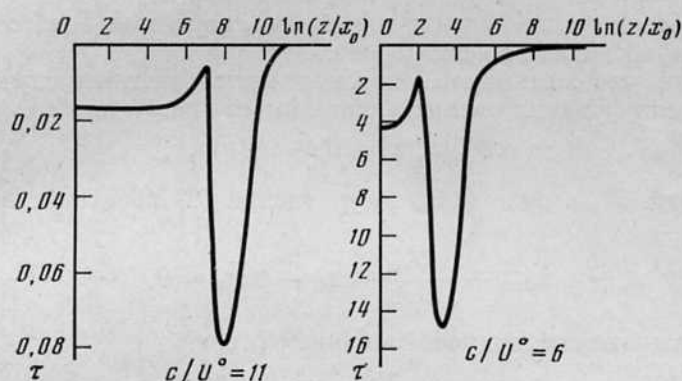


Рис. 1. Характерный вид зависимостей $\tau(z)$ при разной высоте критического слоя. По оси ординат отложен нормированный поток импульса $\tau(z) = \text{Im}(\overline{w_{a1z} \overline{w_{a1}^*})} / 2k |\overline{w_{a1}}|_{z=z_0}^2$

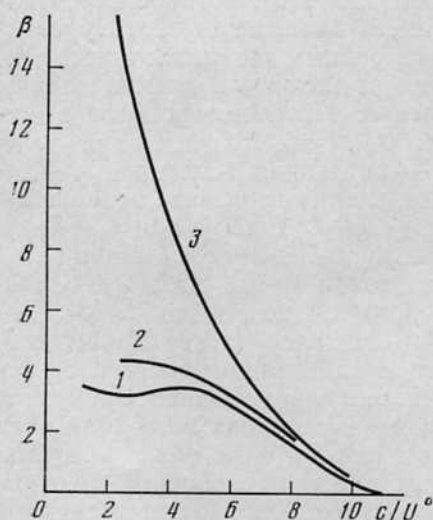


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость параметра β от c/U^0 при различных значениях параметра турбулентных пульсаций $\nu = U/U^0$: 1 — $\nu = 0$ (получена в работе [13]), 2 — $\nu = 0,2$, 3 — $\nu = 0,4$. Параметр профиля $\Omega = 3 \cdot 10^{-3}$

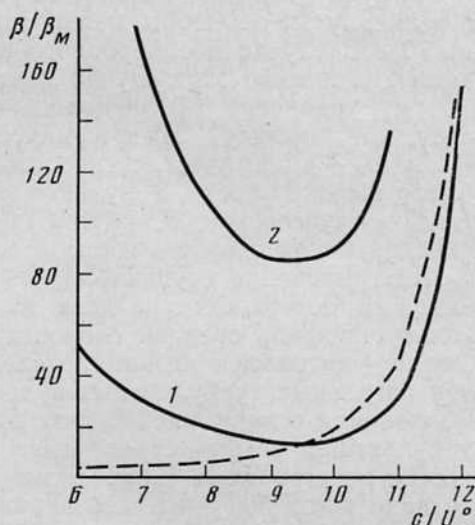


Рис. 3

Рис. 3. Теоретическая и экспериментальная зависимости β/β_M от c/U^0 : 1 — $\nu = 0,8$, 2 — $\nu = 1,0$, пунктир — по эмпирической формуле (13). Параметр профиля $\Omega = 3 \cdot 10^{-3}$

Учет турбулентности приводит к изменению качественного вида зависимости $\tau(z)$ по сравнению с ламинарным случаем. В ламинарном потоке эта зависимость имеет вид скачка в слое совпадения, где $U_0(z_c) = c$. Турбулентность приводит к размыванию критического слоя. Вид зависимости $\tau(z)$, полученный численным интегрированием уравнения (9), изображен на рис. 1.

Рассматриваемый в данной работе механизм взаимодействия волн с турбулентным ветром, так же как и механизм Майлса [3], может быть интерпретирован как резонансное взаимодействие жидких частиц с потоком [4]. Особенностью данной задачи является то, что распределение жидких частиц по скоростям осуществляется и посредством изменения скорости потока в пространстве, и посредством задания статистики турбулентных пульсаций в каждой точке. Вследствие того, что

задана функция распределения частиц по скоростям, энергообмен волн с потоком происходит во всем потоке.

Очевидно, что ламинарный поток является частным случаем турбулентного, если функция распределения имеет вид:

$$\mathcal{F}_0(u, z) = \delta(u - U_0(z)). \quad (11)$$

Если выбрать \mathcal{F}_0 в виде (11), то уравнение (9) переходит в уравнение Рэлея:

$$\bar{w}_{a1zz} + \frac{U_{0zz}}{c - U_0(z)} \bar{w}_{a1} - k^2 \bar{w}_{a1} = 0,$$

а (10) — в выражение, полученное Линем [12]:

$$\tau(0) = \frac{\pi U_{0zz}}{2kU_{0z}} |\bar{w}_{a1}|^2 \Big|_{z=z_c}.$$

Знак у $\tau(0)$ получается такой, какой дает правило обхода Линя [12].

Формула (10) дает неявное выражение для $\tau(0)$, которое определяет величину $\text{Im } \omega$. Чтобы найти $\text{Im } \omega$, надо проинтегрировать уравнение (9). В случае неоднородного потока решить его аналитически не удастся, а именно этот случай представляет интерес в данной задаче. Поэтому уравнение (9) решалось численно. Профиль скорости выбирался, как обычно, логарифмическим: $U_0(z) = U^0 \ln(z/x_0)$, где $U^0 = U_0/\kappa$, U_0 — динамическая скорость, κ — постоянная Кармана, x_0 — параметр шероховатости, а функция распределения горизонтальных пульсаций — гауссовской: $\mathcal{F}_0 = (2\pi U^2)^{-1/2} \exp[-(u - U_0)^2/2U^2]$, где U — среднеквадратичная скорость горизонтальных турбулентных пульсаций.

Интегрирование осуществлялось от точки $z = x_N$, достаточно удаленной от поверхности раздела вода — воздух, до точки $z = x_0$. Поскольку профиль средней скорости везде считался логарифмическим, т. е. не учитывался вязкий подслой, то среднеквадратичная скорость горизонтальных турбулентных пульсаций считалась не зависящей от x . Развиваемая в настоящей работе приближенная теория генерации волн турбулентным ветром справедлива в том случае, если область эффективного энергообмена (критический слой) лежит вне вязкого подслоя, где надо было бы учитывать влияние вязкости. Если верхняя граница вязкого подслоя лежит ниже нижней границы критического слоя, то учет вязкого подслоя в атмосферном пограничном слое внесет лишь незначительную поправку к полученным результатам, поскольку толщина его мала по сравнению со всеми характерными масштабами задачи: длиной волны, высотой слоя совпадения, толщиной критического слоя. Кроме того, параметры логарифмического профиля выбирались таким образом, чтобы можно было сравнить полученные результаты с результатами Майлса [13].

Граничные условия при $z = x_N$ выбирались удовлетворяющими условию $d\bar{w}_1/dz + k\bar{w}_1 = 0$, что позволяет из двух собственных решений уравнения (9) выбирать убывающие на бесконечности.

Уравнение (9) зависит от трех безразмерных параметров: $\Omega = x_0 g / (U^0)^2$ — параметр профиля скорости, $\mu = c / U^0$ — нормированная фазовая скорость волны, $\nu = U / U^0$ — параметр турбулентных пульсаций. Были выбраны следующие значения параметров: $\Omega = 3 \cdot 10^{-3}$, $\nu = 0,2; 0,4; 0,8; 1,0$. Результаты численного счета — значения параметра инкремента ветрового волнения β [3] — приведены в таблице. Первое и второе значения ν (см. таблицу) выбраны, чтобы установить соответствие между нашими результатами и результатами Майлса при уменьшении U , т. е. при переходе от турбулентного потока к ламинарному. Расчеты показали, что при уменьшении U решение стремится к майлсовскому (рис. 2).

c/U^0	β		c/U^0	β	
	$\nu=0,2$	$\nu=0,4$		$\nu=0,8$	$\nu=1,0$
2,5	4,47	14,1	6	152	655
2,7	4,38	13,5	7	75,9	422
3,0	4,84	10,4	8	36,3	195
3,5	4,28	10,9	9	15,9	85,8
4,0	4,13	9,21	10	6,42	35,9
4,4	4,01	7,97	11	2,09	14,7
5,1	3,70	6,33	12	0,26	—
5,6	3,48	5,43			
8,9	1,08	1,32			

Как известно из экспериментов [14]

$$U = \langle u'^2 \rangle^{1/2} \approx 2,3U_* \quad (12)$$

Третье и четвертое значения ν (см. таблицу) выбраны близкими к (12). При таких значениях параметра ν в области развитого ветрового волнения, где $c/U_* \gtrsim 20$ ($c/U^0 \gtrsim 8$), значения инкремента, полученные на основании нашей модели, в 20–100 раз больше майлсовского, который в этой области очень быстро уменьшается с ростом c/U^0 — пропорционально $\exp(-2kx_0 e^{c/U^0})$. Мы сопоставили полученные результаты с данными натурального эксперимента по измерению флуктуаций атмосферного давления над поверхностями гравитационными волнами [1]. В указанной работе получена эмпирическая формула для β : $\beta = (c/U^0)^2 \cdot (0,2 \div 0,3) (U_s/c - 1)$, где U_s — скорость ветра на стандартной высоте 5 м. При заданных значениях параметров $U_s/U_* = 31,4$. Из данных же работы [1] о профиле ветра следует, что $U_s/U_* = 32,2$ при динамической скорости ветра, близкой к выбранной. С учетом этого эмпирическая формула может быть переписана в виде:

$$\beta = \left(\frac{c}{U^0} \right)^2 \left[(2,5 \div 3,7) \frac{U^0}{c} - (0,2 \div 0,3) \right] \quad (13)$$

На рис. 3 приведены зависимости $\text{Im } \omega / (\text{Im } \omega)_M$ от c/U^0 ($(\text{Im } \omega)_M$ — значение майлсовского инкремента), полученные численным интегрированием уравнения (9) и вычисленные по формуле (13). Видно, что при $c/U^0 = 9 \div 12$ эти кривые имеют одинаковую тенденцию быстрого роста с возрастанием c/U^0 . Расхождение экспериментальных и теоретических кривых при $c/U^0 = 6 \div 8$ на рис. 3, вероятно, связано с тем, что при этих значениях параметров нижняя граница области интенсивного энергообмена попадает в вязкий подслой, поэтому нельзя пользоваться сделанными выше предположениями о том, что профиль средней скорости логарифмический везде, и среднеквадратичная скорость турбулентных пульсаций постоянна по z .

Заметим, что описанная в работе бесстолкновительная кинетическая модель генерации волн на воде турбулентным ветром является довольно грубой идеализацией. Она учитывает взаимодействие волн только с крупномасштабными энергонесущими компонентами спектра турбулентности в приводном пограничном слое атмосферы. Однако учет волновых возмущений турбулентных напряжений Рейнольдса посредством введения статистики турбулентных пульсаций в каждой точке потока дает возможность объяснить значительное превышение инкремента роста ветровых волн над майлсовским в области развитого ветрового волнения.

Отметим в заключение, что учет «кинетики» взаимодействия волн с турбулентностью может оказаться важным и в других задачах гидрофизики, в частности при изучении внутренних гравитационных волн.

Авторы выражают благодарность Л. А. Островскому за внимание к работе и полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Snyder R. L., Dobson F. W., Elliot J. A., Long R. B. Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves.—J. Fluid Mech., 1981, v. 102, p. 1—59.
2. Макин В. К., Чаликов Д. В. Лабораторные исследования ветрового волнения (обзор).—Океанология, 1980, т. 20, вып. 5, с. 792—805.
3. Miles J. W. On the generation of surface waves by shear flows.—J. Fluid Mech., 1957, v. 2, N 5, p. 185—204.
4. Фабрикант А. Л. Резонансное взаимодействие волн с плоскопараллельным потоком.—Акуст. журн. 1976, т. 22, № 1, с. 107—114.
5. Заславский М. М. К теории взаимодействия поверхностных волн с турбулентным пограничным слоем атмосферы.—Изв. АН СССР. ФАО, 1974, т. 10, № 12, с. 1282—1292.
6. Чаликов Д. В. Математическая модель ветрового волнения. Л.: Гидрометеоздат, 1978. 47 с.
7. Макин В. К. О передаче энергии волнам.—Изв. АН СССР. ФАО, 1980, т. 16, № 5, с. 549—552.
8. Lundgren T. S. Distribution function in the statistical theory of turbulence.—Phys Fluids, 1967, v. 10, № 5, p. 969—975.
9. Lundgren T. S. Model equation for nonhomogeneous turbulence.—Phys. Fluids, 1969, v. 12, № 3, p. 485—497.
10. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967, с. 459—460.
11. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979, с. 527.
12. Линь Цзяцзяо. Теория гидродинамической устойчивости. М.: Изд-во иностр. лит., 1958, с. 154—155.
13. Miles J. W. On the generation of surface waves by shear flows, Part 2.—J. Fluid Mech., 1959, v. 6, p. 568—582.
14. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Наука, 1965, с. 235—236.

Академия наук СССР
Институт прикладной физики

Поступила в редакцию
6.XII.1983,
после доработки
10.IV.1985.

KINETIC MODEL OF THE WATER WAVE GENERATION BY THE TURBULENT WIND

NIKOLAEVA Yu. I., TSIMRING L. Sh.

The linear stage of surface wave generation by turbulent wind is studied on the base of semi-empirical equations for the one-point velocity distribution function. It is shown that the assignment of the turbulent fluctuation statistics at each point of the air stream allows us to explain the experimentally observed excess of wave increment over the Miles value for developed wind waves.