

Кинетика взвесей в прибрежной области моря

Излагаются результаты разработки кинетического подхода к описанию движения взвешенных твердых частиц в прибрежной зоне. На основе вероятностной функции распределения частиц по гидравлической крупности формируются соответствующие распределения для широкого диапазона диаметров терригенных частиц. Предложена модель вертикального профиля массовой концентрации взвесей, в которой используется связь параметров вероятностного распределения с характеристиками поля скорости поверхностной волны на мелководье. Рассматриваются требования к составу аппаратуры измерительного комплекса «Донная станция», вытекающие из теоретических представлений.

Основное внимание при изучении гранулометрического состава взвесей в толще океанских вод уделяется трудностям, связанным с большими вариациями плотности частиц разного диаметра, и возможным потокам массы по спектру, вызываемым сложными механизмами взаимодействия различных биогенных фракций [1, 2]. В прибрежной зоне, где доминирует терригенная взвесь, твердые частицы в подавляющем большинстве имеют одинаковую плотность. В таких условиях кинетика процессов взвешивания и осаждения частиц значительно проще, и следует ожидать, что разрабатываемые вероятностные функции распределения будут достаточно полно описывать физическую суть явления и в силу этого окажутся удобным инструментом анализа движения взвесей в различных гидрологических условиях.

Поведение конгломерата дискретных частиц в турбулентном потоке жидкости зависит от концентрации этих частиц и от их размеров по сравнению с масштабом турбулентности. В случае низкой концентрации взаимодействием между частицами можно пренебречь и каждую частицу рассматривать, как если бы в турбулентном потоке она была единственной. Обычно также считается, что частица мала по сравнению с наименьшей длиной волны, имеющей место при турбулентном движении. Эти приближения, по видимому, справедливы для всех горизонтов в прибрежной зоне, за исключением непосредственно придонного слоя толщиной порядка нескольких сантиметров [3].

Даже при таких предположениях уравнения движения твердой частицы в неоднородном потоке оказываются достаточно сложными [4]. Поэтому большое значение имеют экспериментальные оценки, которые обнаруживают снижение средней скорости осаждения частиц в пульсирующей жидкости W_t по сравнению с их гидравлической крупностью W (скорость падения в неподвижной воде) [5].

Уменьшенная средняя скорость падения при наличии турбулентности W_t выражается через W с помощью соотношения

$$W_T = QW^{1-\varepsilon}. \quad (1)$$

Здесь Q — не зависящий от W коэффициент, обеспечивающий выполнение соотношений размерности; ε — параметр, характеризующий отношение среднеквадратичного значения инерционного ускорения в турбулентном потоке α к ускорению g_p частицы, имеющей плотность ρ_0 , при ее падении в жидкости с плотностью ρ ; $g_p = 2(\rho_0 - \rho)g / (2\rho_0 + \rho)$; g — ускорение свободного падения [6].

Равновесная функция распределения частиц взвеси, при некоторых естественных параметрах осреднения по пространству и времени, находится из условия равенства вероятностей подъема и осаждения частиц.

На некотором фиксированном горизонте подпитка снизу концентрации частиц, имеющих гидравлическую крупность W , осуществляется турбулентными элементами жидкости, у которых направленная вверх вертикальная составляющая скорости U превышает W . Если скорости U распределены по нормальному закону со среднеквадратичным отклонением σ и нулевым средним, вероятность подпитки $P^+(W)$ выражается как

$$P^+(W) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_W^\infty e^{-u^2/2\sigma^2} du = \frac{1}{2} - \Phi_0(W/\sigma).$$

Здесь $\Phi_0(W/\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_0^W e^{-u^2/2\sigma^2} du$.

Для процесса осаждения соответствующая вероятность $P^-(W)$ определяется умножением имеющейся на горизонте концентрации, которая распределена по закону $\varphi(W)$, на среднюю скорость падения в турбулизированной среде W_T . С учетом (1)

$$P^-(W) = Q\varphi(W)W^{1-\varepsilon}.$$

В условиях статистического равновесия эти вероятности равны между собой:

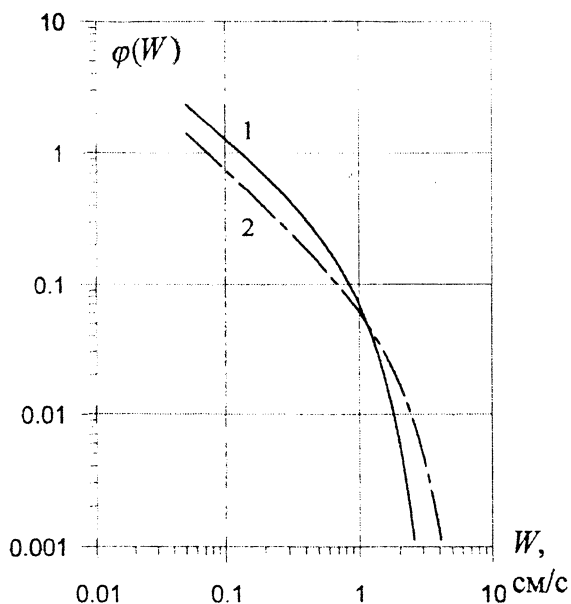
$$1/2 - \Phi_0(W/\sigma) = Q\varphi(W)W^{1-\varepsilon},$$

отсюда

$$\varphi(W) = Q^{-1} [1/2 - \Phi_0(W/\sigma)] W^{\varepsilon-1}.$$

Коэффициент Q находится из условия нормировки, и окончательно равновесная функция распределения представляется в виде

$$\varphi(W) = \frac{2^{2-q} \sqrt{\pi} q}{\Gamma(q+0,5) \sigma^{2q}} \left[\frac{1}{2} - \Phi_0(W/\sigma) \right] W^{2q-1}. \quad (2)$$



Р и с. 1. Функции распределения $\varphi(W)$: 1 — $\sigma = 1 \text{ см/с}$, $q = 0,1$; 2 — $\sigma = 2 \text{ см/с}$, $q = 0,05$

Для удобства преобразований полагается $\varepsilon = 2q$.

Функция распределения (2) при различных значениях σ и q представлена на рис. 1. Можно отметить, что относительное содержание крупных частиц, имеющих значения W , сравнимые с σ , резко уменьшается с ростом W . При $W \rightarrow 0$ распределение приближается к гиперболическому, поскольку параметр q обычно мал по сравнению с единицей.

Средняя гидравлическая крупность находится как первый момент $M(W)$ распределения (2):

$$M(W) = \int_0^{\infty} W \varphi(W) dW = \frac{\sqrt{2} q \sigma \Gamma(q+1)}{\Gamma(q+0,5)(q+0,5)}.$$

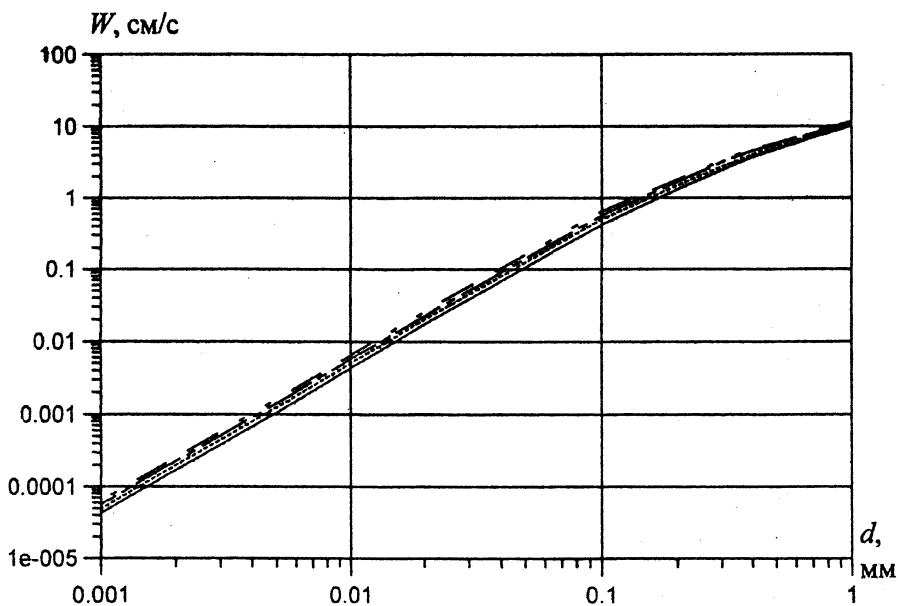
$M(W) \approx 1,5 q \sigma$ при малых q . В частности, если $q = 0,05$ и $\sigma = 1 \text{ см/с}$, то $M(W) \approx 0,75 \text{ мм/с}$.

Для перехода к распределениям по геометрической крупности необходимо установить характер зависимости $W = f(d)$, где d — диаметр частицы. При числах Рейнольдса, меньших единицы ($Re = Wd/\nu$, ν — коэффициент кинематической вязкости), сопротивление падению пропорционально скорости (закон Стокса) и имеет место зависимость $W_1 = ad^2$, где $a = g(\rho_0 - \rho)/18\rho\nu$. При $Re > 10^3$ сопротивление становится квадратичным по скорости, и установившаяся скорость $W_2 = \sqrt{g_p k^{-1}}$, где $k = \frac{3\rho C_D}{2d(2\rho_0 + \rho)}$, C_D — постоянный коэффициент сопротивления, составляющий для шара $\approx 1/2$ [6].

Нелинейная зависимость коэффициента C_D от числа Рейнольдса в диапазоне $1 < Re < 10^3$ может аппроксимироваться серией выражений $C_D = A_\gamma (Wd/\nu)^{-\gamma}$, где γ изменяется от 1 (закон Стокса) до 0 (квадратичная зависимость от скорости). Соответственно установившаяся скорость падения

определяется выражениями вида $W = bd^\beta$, где β уменьшается от 2 до 1/2. При этом выполняются соотношения: $\gamma = (2\beta - 1)/(\beta + 1)$, $\beta = (1 + \gamma)/(2 - \gamma)$.

На рис. 2 представлены экспериментально полученные зависимости скорости падения кварцевых частиц, имеющих $\rho_0 = 2,65 \text{ г/см}^3$, от их диаметров при разных значениях температуры воды и, следовательно, несколько отличающихся значениях вязкости ν [7]. Видно, что зависимость $W_1 = ad^2$ выполняется до диаметров порядка $d_1 = 0,1 \text{ мм}$. Диапазон от $d_1 = 0,1 \text{ мм}$ до $d_2 = 1 \text{ мм}$ примерно соответствует числам Рейнольдса от 1 до 100, и здесь наиболее подходящей является линеаризация (в билогарифмическом масштабе) $W = ad_1^{2/3} d^{4/3} = bd^{4/3}$ со значениями введенных выше параметров $\beta = 4/3$, $\gamma = 5/7$.



Р и с. 2. Зависимость скорости падения кварцевых частиц в неподвижной воде от их диаметров при значениях температуры воды 5, 10, 15, 20 °С

В общем случае переход от распределения (2) к соответствующим распределениям по геометрической крупности можно осуществить, произведя замену переменной: $W = ad^n$, $\varphi_1(d) = \varphi(W) \partial W / \partial d$ [8].

В результате получим

$$\varphi_1(d) = \frac{2^{2-q} n \sqrt{\pi} q a^{2q}}{\Gamma(q + 0,5) \sigma^{2q}} \left[\frac{1}{2} - \Phi_0(a \sigma^{-1} d^n) \right] d^{2nq-1}. \quad (3)$$

Для k -го момента $M(d^k)$ распределения (3) запишем следующее выражение:

$$M(d^k) = \frac{2^{k/2n} q \Gamma(q+0,5+k/2n)}{\Gamma(q+0,5)(q+k/2n)} \left(\frac{\sigma}{a}\right)^{k/n}.$$

Таким образом, частицы диаметром меньше $d_1 = 0,1$ мм подчиняются закону распределения

$$\varphi_2(d) = \frac{2^{3-q} \sqrt{\pi} q a^{2q}}{\Gamma(q+0,5) \sigma^{2q}} \left[\frac{1}{2} - \Phi_0(a \sigma^{-1} d^2) \right] d^{4q-1}, \quad (4)$$

а в диапазоне от d_1 до d_2 — другому распределению:

$$\varphi_3(d) = \frac{2^{4-q} \sqrt{\pi} q b^{2q}}{3 \Gamma(q+0,5) \sigma^{2q}} \left[\frac{1}{2} - \Phi_0(b \sigma^{-1} d^{4/3}) \right] d^{8/3q-1}. \quad (5)$$

Распределения (4) и (5) при значениях $\sigma = 2$ см/с и $q = 0,1$ представлены на рис. 3. Можно отметить более крутой спад распределения (4) (кривая 1) в «чужой» для него крупномасштабной области.

При больших значениях интенсивности турбулентности взвешенные частицы заполняют оба диапазона, и формируется некоторое суммарное распределение

$$\chi(d) = p_1 \varphi_2(d) + (p_2 - p_1) \varphi_3(d). \quad (6)$$

Здесь p_1 и $p_2 - p_1$ — вероятности попадания случайно выбранной частицы в первый и второй диапазоны соответственно. Вычислить эти вероятности можно с помощью интегральной функции распределения.

Интегральная функция распределения $F(W)$ определяется как вероятность того, что случайно выбранная взвешенная частица имеет гидравлическую крупность, не превышающую W , или $F(W) = P\{\xi \leq W\}$. При этом выполняются соотношения:

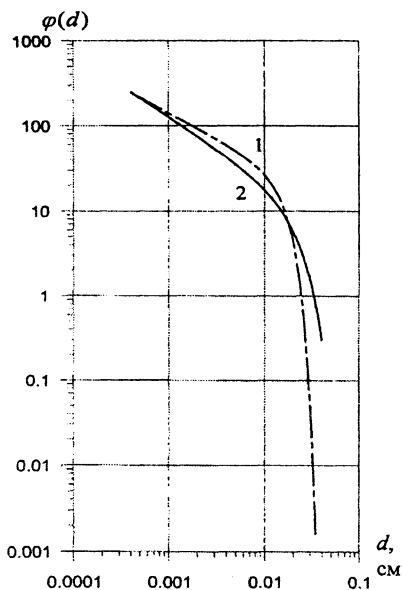
$$\varphi(W) = dF(W)/dW, \quad F(W) = \int_0^W \varphi(W) dW.$$

Используя выражение (2) для $\varphi(W)$, получаем

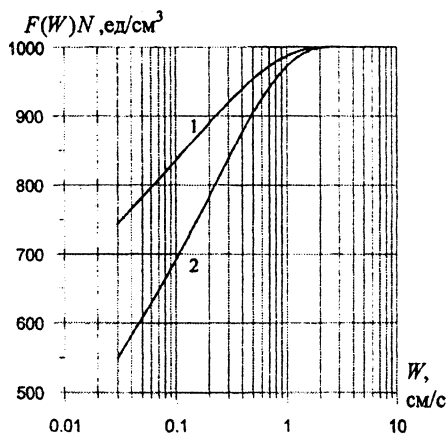
$$F(W) = \frac{2^{1-q} \sqrt{\pi}}{\Gamma(q+0,5)} \left(\frac{W}{\sigma}\right)^{2q} \left[\frac{1}{2} - \Phi_0\left(\frac{W}{\sigma}\right) \right] + P\left(q+0,5; \frac{W^2}{2\sigma^2}\right).$$

Здесь $P(c, x)$ — неполная гамма-функция:

$$P(c, x) = \frac{1}{\Gamma(c)} \int_0^x e^{-y} y^{c-1} dy.$$



Р и с. 3. Распределения $\varphi(d)$: 1 — для мелко-массштабного диапазона, 2 — для более крупных масштабов



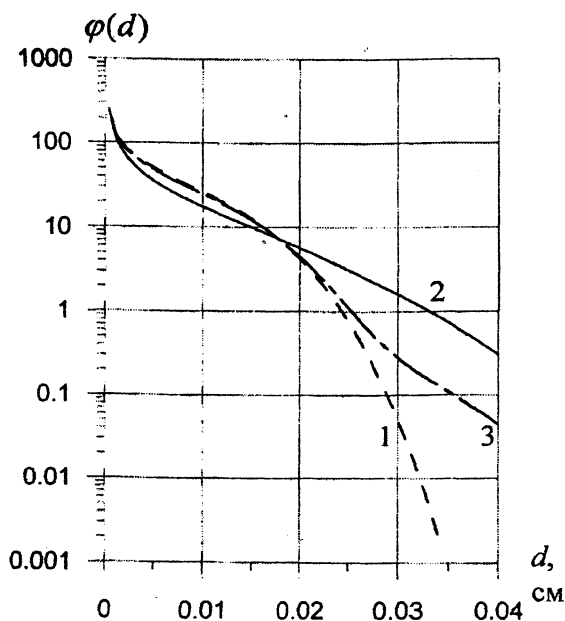
Р и с. 4. Интегральные функции распределения $F(W)N$ для $\sigma = 1$ см/с: 1 — $q = 0,05$; 2 — $q = 0,1$

Интегральные функции распределения для двух значений q представлены на рис. 4. Для большей наглядности $F(W)$ умножены на числовую концентрацию частиц $N = 10^3$ ед/см³. Из рисунка видно, что подавляющее большинство взвешенных частиц имеет скорость осаждения W , меньшую, чем среднеквадратичное значение турбулентных пульсаций скорости σ . Доля гидравлически крупных частиц увеличивается с ростом q .

Теперь мы можем записать, что в формуле (6) $p_1 = F(W_1)$, $W_1 = ad_1^2$, соответственно $p_2 = F(W_2)$, $W_2 = bd_2^{4/3}$. Аналогично находятся моменты суммарного распределения (6). Нетрудно составить подобную схему вычисления суммарных распределений $\chi(d)$ и соответствующих моментов для большего числа диапазонов с различными моделирующими функциями $W = f_i(d)$. Если можно ограничиться двумя диапазонами, то $p_2 = 1$.

На рис. 5 в полулогарифмическом масштабе представлены все три распределения (4), (5) и (6), рассчитанные для $\sigma = 2$ см/с и $q = 0,1$. При расчетах

использовались значения $a = 6650 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-1}$, $b = 309 \text{ см}^{-1/3} \text{ с}^{-1}$, $W_1 = 0,665 \text{ см/с}$, $W_2 = 14,3 \text{ см/с}$, $p_1 = 0,852$, $p_2 = 1$.



Р и с. 5. Распределения частиц по диаметрам: 1 — для мелкомасштабного диапазона, 2 — для более крупных масштабов, 3 — суммарное

Можно отметить, что $\chi(d)$ следует мелко-масштабному распределению до диаметров частиц порядка 0,2 мм и только после 0,3 мм начинает соответствовать распределению, характерному для более крупных масштабов. Это является следствием числового доминирования мелких частиц.

В соответствии с (6) можно выписать соотношения для суммарных моментов:

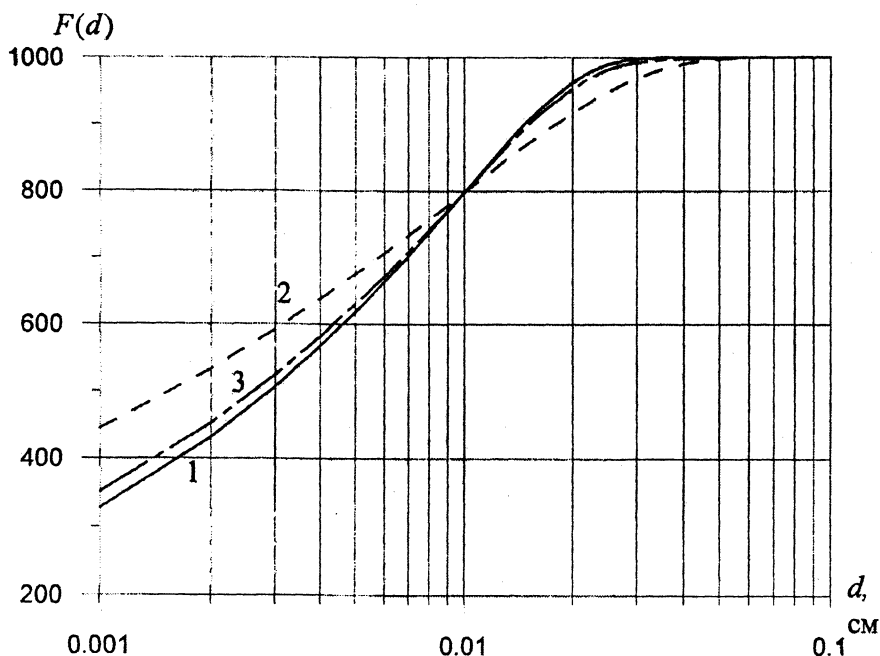
$$M(d) = p_1 \frac{2^{1/4} q \Gamma(q+0,75)}{\Gamma(q+0,5)(q+0,25)} \left(\frac{\sigma}{a}\right)^{1/2} + (1-p_1) \frac{2^{3/8} q \Gamma(q+0,9)}{\Gamma(q+0,5)(q+0,4)} \left(\frac{\sigma}{b}\right)^{3/4}, \quad (7)$$

$$M(d^2) = p_1 \frac{2^{1/2} q \Gamma(q+1)}{\Gamma(q+0,5)(q+0,5)} \frac{\sigma}{a} + (1-p_1) \frac{2^{3/4} q \Gamma(q+1,25)}{\Gamma(q+0,5)(q+0,75)} \left(\frac{\sigma}{b}\right)^{3/2}, \quad (8)$$

$$M(d^3) = p_1 \frac{2^{3/4} q \Gamma(q+1,25)}{\Gamma(q+0,5)(q+0,75)} \left(\frac{\sigma}{a}\right)^{3/2} + (1-p_1) \frac{2^{9/8} q \Gamma(q+1,6)}{\Gamma(q+0,5)(q+1,1)} \left(\frac{\sigma}{b}\right)^{9/4}. \quad (9)$$

Доминирование мелкомасштабного интервала сказывается также на суммарной интегральной функции $F(d)$, рассчитываемой в соответствии с (6). Результаты расчетов для $\sigma = 3 \text{ см/с}$ и $q = 0,1$ представлены на рис. 6. При указанном значении параметра σ вероятность $p_1 = 0,797$. Можно отметить,

что суммарное распределение близко к мелкомасштабному для всего диапазона диаметров частиц.



Р и с. 6. Интегральные функции распределения $F(d)$: 1 — для мелкомасштабного диапазона; 2 — для более крупных масштабов; 3 — суммарная

Второй и третий моменты распределения $\chi(d)$ связаны с непосредственно измеряемыми характеристиками — оптической толщиной среды τ_0 и массовой концентрацией взвесей C_M :

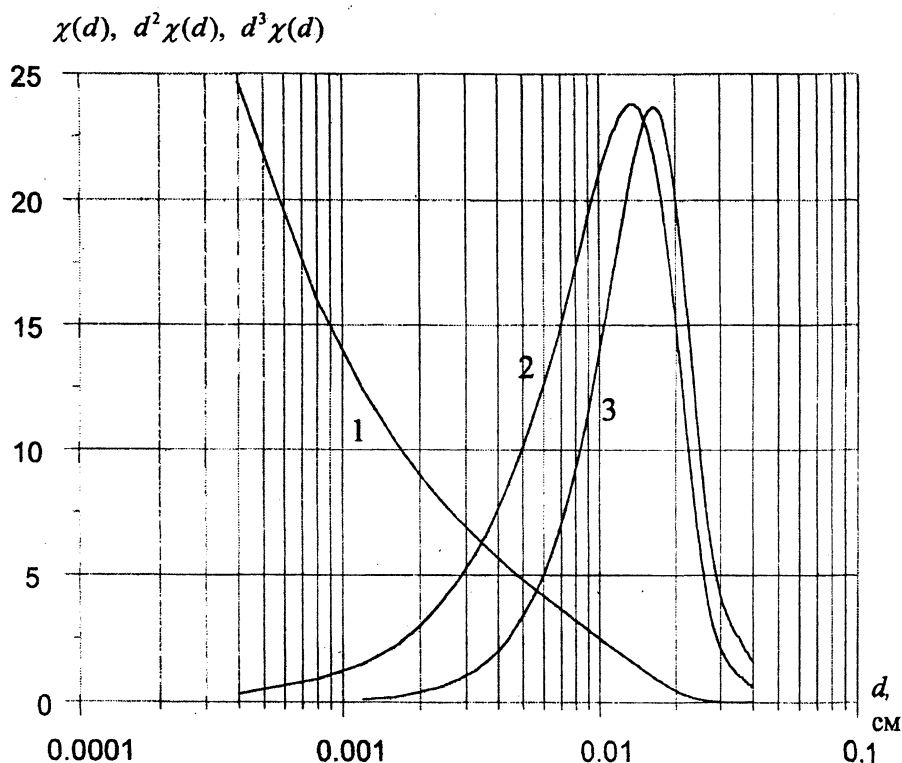
$$\tau_0 \sim N \pi M(d^2), \quad C_M = N \frac{\rho_0 \pi}{6} M(d^3).$$

Здесь N — числовая концентрация частиц.

Очень важно, что отношение указанных моментов слабо зависит от q . При изменении q в 10 раз, от 0,01 до 0,1, $M(d^3)/M(d^2)$ увеличивается только на 10%. Таким образом, измеряя одновременно на одном горизонте τ_0 и C_M , можно получить значение дисперсии вертикальной компоненты турбулентных флуктуаций σ^2 , а затем рассчитать q и N , используя (8) и (9).

В этой связи представляют интерес функции $\chi_2(d) = d^2 \chi(d)/M(d^2)$ и $\chi_3(d) = d^3 \chi(d)/M(d^3)$, которые являются распределениями площади сече-

ния и объема совокупности взвешенных частиц по их диаметрам. На рис. 7 приведены эти функции вместе с $\chi(d)$, рассчитанной для $\sigma = 2$ см/с и $q = 0,1$.



Р и с. 7. Функции распределения: 1 — $\chi(d)$; 2 — $d^2 \chi(d)$; 3 — $d^3 \chi(d)$

Несмотря на то, что крупных частиц во взвешенном состоянии находится относительно мало, именно они обеспечивают основной вклад в объемную концентрацию и рассеивающую способность взвеси. Так, частицы с диаметрами от 140 до 200 микрон, составляющие примерно 5% от общего количества, дают более трети объема.

Проведенный анализ показывает, что кинетический подход может обеспечить достаточно детальное описание свойств взвеси на отдельном горизонте, для которого каким-либо способом определены характеристики турбулентности.

Вычисление вертикальных профилей массовой концентрации взвесей с помощью вероятностных функций распределения требует привлечения данных об интенсивности турбулентных флуктуаций скорости течения в прибрежной области моря. Ветровые волны служат здесь главным источником турбулентности как непосредственно в придонном слое (пристеночная тур-

булентность), так и в основной толще вод (турбулентность, индуцированная волнами). Одной из ближайших задач развития кинетического подхода к проблеме движения взвесей в прибрежной зоне является разработка моделей генерации турбулентных движений поверхностными волнами.

Однако некоторые принципиальные вопросы должны быть решены заранее. Например, если дисперсия турбулентности σ^2 не меняется с глубиной, изменение концентрации взвеси по вертикали должно обеспечиваться соответствующей вариацией параметра q , смысловое содержание которого требует дополнительной расшифровки.

Основанием для введения параметра q послужило полученное Ньюменом [9] выражение для силы F_z , которая действует на тело, движущееся со скоростью $U_p(t)$ по направлению z в присутствии медленно (на масштабе диаметра тела) изменяющегося неоднородного потока со скоростью $U(z, t)$:

$$F_z = (\rho V + m_{11}) \left[\frac{\partial U}{\partial t} + (U - U_p) \frac{\partial U}{\partial z} \right] - m_{11} \frac{dU_p}{dt}. \quad (10)$$

Здесь V — объем тела, m_{11} — присоединенная масса.

Второе слагаемое в квадратных скобках, представляющее собой некоторую долю инерционного ускорения в пульсационном движении, пропорциональную запаздыванию частицы относительно флуктуаций скорости потока, при осреднении может дать вертикальную составляющую, обеспечивающую наблюдаемый экспериментально дефицит скорости осаждения тяжелых частиц в турбулентном потоке.

Оценить величину неосциллирующей добавки α_p к ускорению g_p , вызываемой турбулентными пульсациями вертикальной скорости U , можно путем формальной подстановки $U = A(\omega) \sin \omega t$. Тогда, с учетом запаздывания частицы на время τ ,

$$U_p = \frac{A(\omega)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \sin(\omega t - \gamma), \quad \gamma = \arctg \omega \tau.$$

Дополнительно на основе гипотезы замороженности полагаем

$$\frac{\partial U}{\partial t} = U_w \frac{\partial U}{\partial z}.$$

Здесь U_w — вертикальная составляющая скорости волнового движения.

В результате после усреднения по времени получаем

$$(U - U_p) \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{U_w} \frac{A^2(\omega) \omega}{2} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (11)$$

Считая частоту и угол $\omega \tau$ некоррелированными, после дальнейшего усреднения и деления на g_p находим

$$\alpha_p / g_p = 0,9 \frac{\sigma}{U_B} \frac{\sigma \omega_1}{g_p}.$$

Здесь U_B — амплитуда вертикальной составляющей скорости волнового движения, $\sigma \omega_1 = s$ — среднеквадратичное значение локального ускорения в турбулентном потоке [3]. Средняя частота ω_1 зависит от формы спектра вертикальной составляющей турбулентных флуктуаций скорости потока $P_U(\omega)$ в соответствии с выражением [8]:

$$\omega_1^2 = \int_0^\infty \omega^2 P_U(\omega) d\omega / \int_0^\infty P_U(\omega) d\omega.$$

Если принять для определенности $P_U(\omega) = C\omega^{-2}$, то $\omega_1 \approx 10\omega_0$, ω_0 — левая граница спектра турбулентности. Выбирая ω_0 равной 6 с^{-1} , что соответствует $f_0 = \omega_0 / 2\pi \approx 1 \text{ Гц}$, $\sigma = 1 \text{ см/с}$, и полагая $g_p = 515 \text{ см/с}^2$, получим для этого вида спектра $s / g_p = 0,122$.

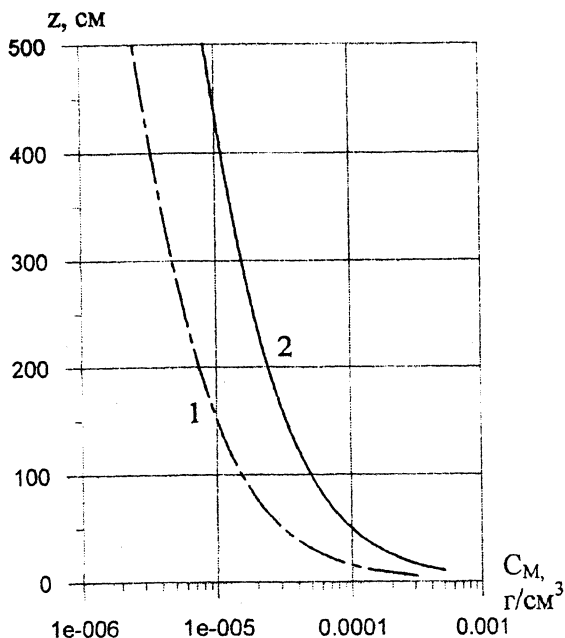
Учитывая, что $\varepsilon = \alpha_p / g_p$ и $q = \varepsilon / 2$, запишем

$$q = 0,45 \frac{\sigma}{U_B} \frac{\sigma \omega_1}{g_p}. \quad (12)$$

Теперь мы можем, подставляя в соотношение $C_M = N \frac{\rho_0 \pi}{6} M(d^3)$ упрощенное выражение для момента (9) $M(d^3) = 2,26q(\sigma/a)^{3/2}$ и q из (12), получить

$$C_M = \frac{5,3N\rho_0\sigma^{7/2}\omega_0}{U_B a^{3/2}g_p}. \quad (13)$$

Осталось лишь подставить в последнюю формулу выражение для амплитуды вертикальной волновой скорости на мелкой воде $U_B(z) = \frac{\Omega l \operatorname{sh}(mz)}{\operatorname{sh}(mh)}$ [10], где Ω — частота поверхностной волны, l — ее амплитуда, $m = 2\pi / L$, L — длина волны, h — глубина, z — высота горизонта над дном, и мы получим искомый базовый профиль массовой концентрации взвесей. Если числовая концентрация частиц и дисперсия турбулентности с глубиной не меняются, этот профиль за пределами придонного пограничного слоя будет соответствовать функции $C_M \sim [\operatorname{sh}(mz)]^{-1}$. На рис. 8 представлены модельные распределения $C_M(z)$, рассчитанные при значениях параметров $\Omega = 1,0 \text{ с}^{-1}$, $l = 100 \text{ см}$, $h = 500 \text{ см}$, $L = 30 \text{ м}$, $N = 1000 \text{ ед/см}^3$, $\rho_0 = 2,65 \text{ г/см}^3$, для двух несколько отличающихся величин интенсивности турбулентности.



Р и с. 8. Модельные распределения массовой концентрации взвесей по глубине при разных уровнях турбулентности: 1 — $\sigma = 0,5$ см/с, 2 — $\sigma = 0,7$ см/с

новых движений над средними течениями, благодаря чему направление мгновенного вектора скорости изменяется в очень широком угловом диапазоне. В такой ситуации оказываются непригодными измерители турбулентных флуктуаций с узкой диаграммой направленности, которые нормально работают в режиме зондирования, при буксировках и в устойчивых потоках. Указанные параметры могут измеряться с помощью трехкомпонентного электромагнитного датчика пульсации скорости течения с круговой диаграммой направленности [11].

Из предыдущего изложения следует, что главную роль в механизмах взвешивания частиц играют вертикальные компоненты турбулентных и волновых флуктуаций скорости течения. Однако это не значит, что можно пренебречь измерениями горизонтальных компонент скоростных флуктуаций.

Прежде всего, горизонтальные компоненты важны для расчета пульсационных напряжений, участвующих в процессах эрозии донного грунта. Кроме того, приборная платформа может быть наклонена под некоторым углом к горизонту, и методически, для пересчета из одной системы координат в другую, необходимо измерять все три компоненты флуктуаций скорости течения.

Уже упоминалось, что одновременные измерения на некотором горизонте объемной концентрации взвесей и показателя ослабления направленного света позволяют вычислить параметры функций распределения σ и q , а также числовую концентрацию частиц N и любые другие характеристики взеси.

Можно сделать определенные выводы о влиянии полученных результатов на выработку требований к составу и структуре измерительных каналов разрабатываемого измерительного комплекса «Донная станция». В процессах перемещения взвешенных наносов принимают участие все три структурные составляющие поля скорости течения: волновые движения, мелкомасштабная турбулентность и средние течения, к числу которых в прибрежной зоне следует относить также флуктуации с периодами больше минуты. Типичной особенностью мелководья является преобладание вол-

На этом же горизонте можно непосредственно измерить среднеквадратичное отклонение турбулентных флуктуаций скорости σ и сравнить модельные представления с реальными наблюдениями. Провести же прямые измерения распределения параметра σ по глубине, необходимые для расчета вертикального профиля массовой концентрации взвеси по формуле (13), очень трудно. В этой ситуации резко возрастает ценность непосредственных измерений вертикального распределения объемной концентрации взвеси с помощью отдельной конструкции, составленной из кондуктометрических датчиков [12]. Такие измерения позволяют получить косвенные, но важнейшие данные о структуре турбулентного потока в прибрежной зоне, необходимые для исследования процессов переноса не только собственно терригенной взвеси, но также и различных примесей и загрязнений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. McCave N. Size spectra and aggregation of suspended particles in the deep ocean // *Deep-Sea Res.* — 1984. — 31, № 4A. — P. 329 – 352.
2. Jankowski J.A., Malcherek A., Zielke W. Numerical modeling of suspended sediment due to deep-sea mining // *J. Geophys. Res.* — 1996. — 101, № C2. — P. 3545 – 3560.
3. Иванов В.А., Дыкман В.З., Ефремов О.И. Проблемы исследования кинетики взвеси в прибрежной области моря // *Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа.* — Севастополь: МГИ НАН Украины, 2004. — С. 414 – 423.
4. Хинце И.О. Турбулентность, ее механизм и теория. — М.: Физматгиз, 1963. — 680 с.
5. Murray S.P. Settling velocities and vertical diffusion of particles in turbulent water // *J. Geophys. Res.* — 1970. — 75, № 9. — P. 1647 – 1654.
6. Иванов В.А., Дыкман В.З., Ефремов О.И. Функция распределения частиц взвеси в прибрежной области моря // *Доп. НАН України.* — 2005. — №1. — С. 111 – 117.
7. Лопатин Г.В. Наносы рек СССР. — М.: Государственное издательство географической литературы, 1952. — 366 с.
8. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. — М.: Советское радио, 1974. — 552 с.
9. Ньюмен Дж. Морская гидродинамика. — Л.: Судостроение, 1985. — 368 с.
10. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1980. — 320 с.
11. Дыкман В.З., Ефремов О.И. Электромагнитный датчик для измерения флуктуаций скорости течения // *Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа.* — Севастополь: МГИ НАН Украины, 2000. — С. 318 – 324.
12. Дыкман В.З., Ефремов О.И. Измерение объемной концентрации взвесей по пульсациям электропроводности морской воды // *Системы контроля окружающей среды. Методические, технические и программные средства.* — Севастополь: МГИ НАН Украины, 2003. — С. 48 – 54.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь

Материал поступил
в редакцию 04.04.05
После доработки 19.04.05

ABSTRACT Results of the development of the kinetic approach to the description of suspended sediment particles motion in the coastal region are presented. Based on the probability function of particle settling velocity distribution, the corresponding distributions for a wide range of terrigenous particle diameters are formed. The model of the vertical profile of suspended particles concentration based on the connection of the parameters of probability distribution with the characteristics of the velocity field of shallow water surface waves is proposed. The requirements to the configuration of the measuring system «Donnaya Stantsiya» that follow from the theoretical notions are discussed.