



DOI: <https://doi.org/10.15688/mpcm.jvolsu.2022.4.7>

УДК 519.6
ББК 22.193

Дата поступления статьи: 06.09.2022
Дата принятия статьи: 03.11.2022

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МИКРОПЛАСТИКА В ПРИБРЕЖНОЙ ЗОНЕ ВОДОЕМА ВСЛЕДСТВИЕ ВОЛНОВОГО ДВИЖЕНИЯ¹

Александр Иванович Сухинов

Член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук,
заведующий кафедрой математики и информатики,
Донской государственный технический университет
sukhinov@gmail.com
<https://orcid.org/0000-0002-5875-1523>
пл. Гагарина, 1, 344003 г. Ростов-на-Дону, Российская Федерация

Елена Анатольевна Проценко

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры математики,
Таганрогский институт им. А.П. Чехова (филиал)
Ростовского государственного экономического университета
earpros@rambler.ru
<https://orcid.org/0000-0001-7911-3558>
ул. Инициативная, 48, 347936 г. Таганрог, Российская Федерация

Софья Владимировна Проценко

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры математики,
Таганрогский институт им. А.П. Чехова (филиал)
Ростовского государственного экономического университета
rab55555@rambler.ru
<https://orcid.org/0000-0001-9656-8466>
ул. Инициативная, 48, 347936 г. Таганрог, Российская Федерация

Аннотация. Транспорт взвешенных частиц микропластика в водной среде тесно связан с гидродинамической циркуляцией. Перенос микропластика в зону прибоя и из нее в значительной степени определяется свойствами частиц, которые могут существенно отличаться с точки зрения химических и

физических характеристик, размера, формы, стадии деградации и цвета. Модели захвата и переноса частиц микропластика в значительной степени определяются такими явлениями, как морские штормы и преобладающие течения. Различают несколько механизмов горизонтального и вертикального движения взвешенных частиц микропластика, связанных с их концентрацией. В зависимости от преобладающего волнового климата и вызванных волнами прибрежных течений осадки захватываются, транспортируются и перераспределяются вдоль и поперек береговой линии, что часто приводит к эрозии или сезонным батиметрическим изменениям. В статье рассмотрена модель, описывающая изменение концентрации взвешенных частиц микропластика, проведена дискретизация, получены результаты численных экспериментов в двумерном и трехмерном случаях. Проведено сравнение осаждения и эрозии микропластика средней зернистости 0,3 мм. Получены данные, демонстрирующие количество эрозии и осаждение в двумерном и трехмерном случаях. Результаты как аналитической модели, так и численного моделирования демонстрируют, что волны могут влиять на распределение плавучих частиц вблизи свободной поверхности. Результаты численного моделирования в значительной степени согласуются с теорией.

Ключевые слова: гидродинамика, математическая модель, численные методы, микропластик, концентрации взвешенных частиц, численный эксперимент.

Введение

Загрязнение морской среды обитания микропластическими частицами (МП) вызывает растущую озабоченность во всем мире. Термин МП показывает различия между исследованиями в отношении базового диапазона размеров частиц пластика. Общим определением на европейском уровне является различие между мелкими (номинальный диаметр < 1 мм) и крупными частицами МП (от 1 до 5 мм) [5]. Основным источником частиц МП, обнаруживаемых в морской среде, является разложение с течением времени из более крупных фракций под действием физических сил, включая абразивное воздействие, вызванное разбивающимися волнами и течениями, а также взаимодействие с песком, фоторазрушение (ультрафиолетовый свет) или биохимическое разложение (окисление или бактерии), данные процессы преимущественно протекают в зоне прибоя. Перенос МП в зону прибоя и из нее в значительной степени определяется свойствами частиц, которые могут значительно отличаться с точки зрения химических и физических характеристик, размера, формы, стадии деградации и цвета. Модели захвата и переноса частиц МП тесно связаны с такими явлениями, как морские штормы и преобладающие течения. Было доказано, что штормовые ветры, поверхностные волны и колебания уровня моря, а не антропогенные нагрузки, управляют возникновением и отложением МП в песчаном массиве пляжей [3; 13]. Для инициирования движения частиц МП размер и плотность частиц в зависимости от свойств осадка более важны, чем форма частиц [16; 17]. Недавно было обнаружено, что глубина проникновения увеличивается с уменьшением диаметра частиц МП и что сферические частицы проникают глубже, чем фрагменты и волокна [18]. Несмотря на то что имеется значительное количество литературы о распределении МП на поверхности или в более глубоких слоях от-

ложений вдоль пляжей, понимание процессов переноса, которые приводят к накоплению МП вдоль береговой линии пляжа в так называемой зоне прибоя, ограничено. Перенос и осаждение МП регулируются теми же факторами и процессами, которые определяют перенос естественных отложений. Зона прибоя характеризуется сложными гидро- и морфодинамическими процессами, которые постоянно взаимодействуют. В зависимости от преобладающего волнового климата и вызванных волнами прибрежных течений осадки захватываются, транспортируются и перераспределяются вдоль и поперек береговой линии, что часто приводит к эрозии или сезонным батиметрическим изменениям. По сути, зоны прибоя являются морфологически активными регионами и характеризуются динамическим изменением профиля пляжа (батиметрии) и слоев отложений.

1. Аналитическая модель распространения микропластика в водной среде

Асимметричный характер волн, приближающихся к мелководью на побережье и, наконец, попадающих в прибрежную область, впоследствии приводит к процессам преобразования волн (рефракции и дифракции), суммарному дрейфу скорости в направлении распространения волн, известному как Стоксов дрейф. Береговое течение, вызванное дрейфом Стокса, наиболее выражено в верхних слоях воды, вблизи поверхности, с линейно нисходящим эффектом на большой глубине и даже с возникновением течений в противоположном направлении вблизи дна (то есть дрейф в море). Это напоминает типичную схему рециркуляции, которая влияет на отложение наносов на пляжах и в условиях мелководья и усиливается градиентами давления в волновом режиме. Кроме того, поскольку энергия волны является рассеиваемой при разрушении волн, тангенциальное напряжение уменьшается. В результате действия градиента давления, вызванного повышением среднего уровня воды, и для компенсации направленного на берег потока в нижней части водной толщи, развивается направленный в море поток, называемый подводным течением. В сочетании с этой системой прибрежных течений турбулентности и вихри, порожденные разрушением волн, вызывают интенсивный захват и перемещение наносов в зоне прибоя. Локальное движение частиц также сильно зависит от мелко-масштабных вихрей и турбулентности, возникающих в результате взаимодействия вызванного волнами потока с рябью. Поскольку характеристики МП отличаются от естественных отложений, МП реагируют на эти гидродинамические процессы и вызванные волнами силы потока аналогично, но не полностью идентично природным отложениям.

Принимая во внимание линейную теорию в качестве первого шага к пониманию управляющих факторов и процессов в зоне прибоя, силы потока, вызванные волнами (орбитальные скорости), действуют до глубины воды d , равной половине длины волны L . Упрощенный баланс мощности частиц МР на ограниченной глубине воды складывается из сил, действующих на частицы в результате местных условий течения (орбитальные скорости $u \sim F$ потока, плавучести и силы тяжести).

Тем не менее на сегодняшний день существует ограниченное количество исследований, в которых изучался принцип переноса и судьба частиц МП в зоне прибоя при динамических граничных условиях. Это отсутствие исследований при сложных взаимодействующих граничных условиях, подобных природным, указывает на необходимость моделирования данных процессов для изучения роли и количественной оценки влияния различных параметров (то есть конфигурации пляжа, размера отложений, размера частиц и плотности на процессы переноса МП). Таким образом, настоящее исследование направлено на то, чтобы внести вклад в эту область исследований путем достижения

лучшего понимания движущих сил и запускаемых процессов, которые управляют переносом частиц МП и их накоплением в зоне прибора.

Были изучены многочисленные способы, с помощью которых волны влияют на процессы переноса и перемешивания частиц на поверхности. Волны вызывают чистый дрейф в направлении волн, называемый дрейфом Стокса. Известно, что этот дрейф важен для переноса микропластика с прибрежного шельфа в океанические глубины [7]. Кроме того, было показано, что свойства частиц, такие как инерция и форма, также имеют отношение к их переносу в волнах.

Концентрация микропластика на поверхности зависит как от базового среднего уровня загрязнения, так и от переменных локальных воздействий, таких как ветер и волны, они вносят временную и пространственную изменчивость в процессы переноса и разрушения микропластика. Для учета этого различия были разработаны специализированные модели вертикального перемешивания; эти модели позволяют экстраполировать поверхностные измерения на общую концентрацию в толще воды на основе знания локальных условий.

Модель ветрового перемешивания предполагает баланс между восходящим потоком плавучести и нисходящим турбулентным потоком частиц. Это представлено как усредненная по горизонтали концентрация микропластика c , которая является функцией вертикального положения z . В состоянии равновесия общий поток частиц равен нулю. Рассмотрим модель вихревой дисперсности для турбулентного потока, где k_t — вихревая дисперсность частиц, w_p — скорость подъема частиц. Установка потока плавучести, равного потоку турбулентности частиц, дает:

$$-w_p c = k_t \frac{dc}{z}. \quad (1)$$

Отношение вихревой вязкости к вихревой дисперсности, ν_t/k_t , также известно как турбулентное число Шмидта Sc_t , принимается равным единице. Далее, предполагая, что скорость подъема частиц w_p и дисперсность турбулентных вихрей k_t постоянны, уравнение (1) может быть непосредственно интегрировано. Таким образом, средняя концентрация частиц в зависимости от z следует экспоненциальной кривой с поверхностной концентрацией c_0 на поверхности ($z = 0$):

$$c(z) = c_0 \exp(z/L_m). \quad (2)$$

Шкала длины затухания, или шкала смешивания L_m , определяется как $L_m = k_t/w_p$. Эта шкала представляет относительную глубину, на которой диспергируются частицы. На рисунке 1 показана взаимосвязь, описываемая уравнением (2).

Одним из распространенных применений этой модели является экстраполяция поверхностных измерений на общие концентрации в толще воды [9]. Эта экстраполяция может быть выполнена путем перенастройки модели в качестве поправочного коэффициента f , определяемого как

$$f = \frac{N}{N_{tow}} = \frac{\int_{-\infty}^0 c(z) dz}{\int_{c_0}^0 c(z) dz} = \frac{1}{1 - \exp(z_0/L_m)}, \quad (3)$$

где N — прогнозируемое общее количество микропластика в толще воды, а N_{tow} — количество микропластика, захваченного буксируемой сетью. Параметр z_0 представляет

глубину, на которой был измерен пластик, или среднюю глубину погружения буксируемой сети.

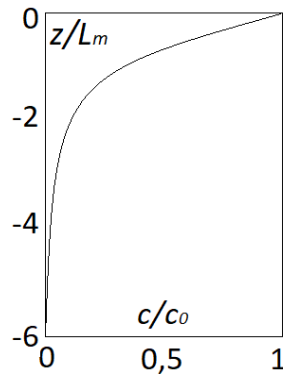


Рис. 1. Профиль глубины нормированной концентрации плавучих частиц c/c_0 в зависимости от z/L_m в соответствии с моделью ветрового перемешивания, описанной уравнением (2)

Модель ветрового перемешивания является текущим стандартом, используемым для коррекции измерений поверхностного микропластика, поэтому мы начнем с предположений в рамках этой модели, чтобы изучить влияние поверхностных гравитационных волн. Эта модель включает в себя только равномерную турбулентность и плавучесть частиц. Предположение о постоянной вихревой вязкости справедливо только очень близко к поверхности. Кроме того, эта модель предполагает, что эффекты инерции частиц незначительны.

Относительная важность инерции частицы может быть определена числом Стокса частицы St , которое представляет собой отношение между шкалой времени релаксации частицы и соответствующей шкалой времени потока. Малое число Стокса подразумевает, что частица ведет себя как индикатор потока практически без эффекта инерции частицы. В этом случае мы предполагаем, что время релаксации частиц τ_p определяется как $\tau_p = w_p/g$, и соответствующими временными шкалами потока являются период волны T и временная шкала турбулентности τ_η по Колмогорову. Таким образом, мы можем построить волновое число Стокса St_w и турбулентное число Стокса St_η . Типичная измеренная скорость подъема микропластика составляет около 1 см/с, что соответствует плавучести микропластика около 1 см в соответствии с рисунком 2 [19]. Используя $\tau_p = w_p/g$, мы находим $\tau_p \approx 0,001$ с. Периоды ветровых волн составляют порядка секунд, поэтому $St_w O(10^{-3}) \ll 1$ и предположения об отсутствии инерции частиц верны. Что касается турбулентности, консервативная оценка с использованием высокой скорости рассеивания в пограничном слое поверхности океана $10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$ соответствует $\tau_\eta \approx 0,03$ с [10]. В этом случае также $St_w O(10^{-2}) \ll 1$. В то время как предположение о незначительной инерции частиц теоретически справедливо в этом случае для микропластика частицы размером примерно до 1 см, эффекты конечного размера могут быть важны для частиц такого размера и должны быть изучены дополнительно.

Линейная волновая теория предполагает, что вызванный волной поток является безвращательным, несжимаемым и двумерным. Он также предполагает волны малой амплитуды с отклонением свободной поверхности η , где $\eta = A \cos \theta$ и $\theta = kx - \omega t$ — фаза волны. В этой системе t — время, x — горизонтальная координата, а z — вертикальная координата, где $z = 0$ — свободная поверхность. Далее мы предполагаем, что

волны распространяются на бесконечную глубину H , такую, что $kH \approx 1$, называемую пределом глубоководных волн.

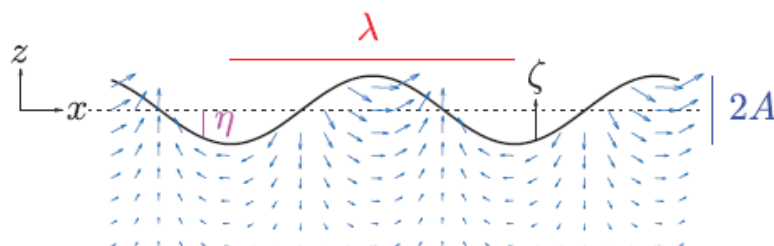


Рис. 2. Пример геометрии волны и поля скорости, индуцированного волной, показаны в виде масштабированных векторов. Свободная поверхность обозначается через η , а ζ — координата, представляющая расстояние от мгновенной свободной поверхности

Волны определяют волновым числом k , связанным с длиной волны λ , где $k = 2\pi/\lambda$; частота волны ω , связанная с периодом волны T , где $\omega = 2\pi/T$; и амплитуда волны A . Эти параметры не являются независимыми, поскольку соотношение дисперсии в глубоководье может быть определено как $\omega = \sqrt{gk}$. Мы будем обозначать вертикальную координату относительно мгновенной свободной поверхности как $\zeta = z - \eta$. Схема геометрии волны, ее индуцированного поля скоростей и системы координат показана на рисунке 2.

В этой модели при исключении волн частицы перемешиваются только из-за турбулентности и переносятся вертикально из-за плавучести, и единственной шкалой длины является шкала смешивания L_m . С добавлением волн вводятся новые шкалы длин. Волны контролируются значением $\sigma = kA$, которое является относительной крутизной волны [6].

Поверхностные гравитационные волны вызывают волнообразно-орбитальные движения и отклоняют свободную поверхность, что может повлиять на распределение плавучих частиц. Сначала мы рассмотрим искажение свободной поверхности; мы моделируем этот эффект, рассматривая суперпозицию модели смешения ветра, сдвинутой к мгновенной свободной поверхности и усредненной по периоду волны. Мы рассматриваем линейную волну $\eta = A \cos \theta$ и обозначаем фазозависимую концентрацию как \tilde{c} , где в этом случае

$$\tilde{c}(\theta, z) = \begin{cases} c_0 \exp\left(\frac{z - \eta(\theta)}{L_m}\right), & z \leq \eta(\theta), \\ 0, & z > \eta(\theta). \end{cases} \quad (4)$$

Мы усредняем эту концентрацию по периоду волны, где \bar{c} — усредненное по периоду волны количество,

$$\bar{c} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{c}(\theta, z) d\theta. \quad (5)$$

Это выражение вычисляется точно для всех точек под волновой впадиной, а над волновой впадиной диапазон интегрирования является функцией z/A , которая может

быть интегрирована численно. Полное выражение таково:

$$\bar{c} = \begin{cases} c(z) I_0\left(\frac{A}{L_m}\right), & z \leq A, \\ c(z) \frac{1}{2\pi} \int_{\cos^{-1}(-z/A)}^{2\pi - \cos^{-1}(-z/A)} \exp\left(-\frac{A}{L_m} \cos \theta\right) d\theta - A, & z > A, \end{cases} \quad (6)$$

где I_0 — эллиптический интеграл первого рода. Усредненное по волнам вертикальное распределение \bar{c} является функцией исходного решения без волн $c(z)$, и фактор, зависящий от отношения A/L_m . Поскольку $A/L_m \rightarrow 0$, волновое решение приближается к решению без волн, или $\bar{c} \rightarrow c(z)$.

2. Вертикальное и горизонтальное распределение частиц микропластика в зависимости от фазы волны

Волны также изменяют вертикальное и горизонтальное распределение частиц в зависимости от фазы волны. Эти эффекты в значительной степени обусловлены волнообразным движением частиц. Определим, как волновая кинематика влияет на горизонтальное распределение частиц. В какой-то момент времени горизонтальное положение отображается на фазу волны. Таким образом, мы используем распределение фазы волны в качестве промежуточного для горизонтального распределения. Мы приближаем фазу волны как функцию времени, линеаризуя уравнения движения частиц. Согласно теории линейных волн в глубоководье, горизонтальная и вертикальная волновые орбитальные скорости соответственно равны:

$$\begin{aligned} u_w &= A\omega e^{kz} \cos \theta, \\ w_w &= A\omega e^{kz} \sin \theta. \end{aligned} \quad (7)$$

Далее мы аппроксимируем горизонтальное движение частицы как ξ , где $\xi = u_w(x_0, z, t)$, а x_0 — постоянная величина, которая относится к центру горизонтального движения частицы. Путем интегрирования $\xi(t) = -A \exp kz \sin(kx_0 - \omega t)$. Предполагая, что $x \approx \xi(t)$, мы включаем это в наше выражение для $\theta(t)$, оставляя:

$$\theta(t) \approx -\sigma e^{kz} \sin(kx_0 - \omega t) - \omega t. \quad (8)$$

Чтобы получить функцию распределения вероятностей θ по t , мы используем преобразование Якоби, где $p(\theta) = |dt/d\theta|p(t)$ для равномерной вероятности t за один период волны. Затем мы дополнительно аппроксимируем $\theta(t) \approx kx_0 - \omega t$, чтобы получить решение замкнутой формы. На этом уровне приближения мы находим, что функция распределения вероятностей для θ при заданном значении z

$$p(\theta|z) = \frac{1}{2\pi} \left(1 - \sigma e^{kz} \cos \theta\right)^{-1}. \quad (9)$$

Мы учитываем изменения фазы по вертикальному распределению частиц микропластика, взвешивая уравнение (9) с вертикальным распределением частиц без волн из

уравнения (2), интегрируя по вертикали от $z = -\infty$ до $z = 0$ и нормализуя полученное уравнение, имеем:

$$p(\theta) = \frac{1}{L_m 2\pi} \int_{-\infty}^0 \frac{e^{x/L_m}}{\sigma e^{kz} \cos \theta - 1} dz. \quad (10)$$

Это интегрирование решается численно, чтобы найти усредненную по волновой фазе функцию плотности вероятности плавучих частиц. Обратите внимание, что функция плотности вероятности частиц по фазе волны контролируется параметрами k , L_m и σ . Для большого kL_m или малого σ функция плотности вероятности становится равномерной по волне.

В то время как уравнение (10) описывает, как волны влияют на общее количество частиц в каждой фазе волны, мы также обнаруживаем, что волны могут изменять форму распределений под волной. Они делают это за счет вертикального растяжения и сжатия, которые ранее изучались в связи с вихревыми структурами и турбулентностью [11]. Растяжение распределения контролируется вертикальным расходом потока: $dw/dz = \omega \sigma \exp kz \sin \theta$. Чтобы количественно оценить эти эффекты, мы вычисляем L_m как функцию фазы волны и учитываем вертикальное растяжение со следующей зависимостью, аппроксимируя эффект растяжения интегрированием по времени:

$$\tilde{L}_m(\theta) = \left(1 + \int \frac{dw}{dz} dt \right) L_m. \quad (11)$$

После интегрирования и оценки при $z = \eta - L_m$ получаем

$$\tilde{L}_m(\theta) = \left(1 + \sigma e^{\sigma \cos \theta - kL_m} \cos \theta \right) L_m. \quad (12)$$

В этом случае L_m измеряется по мгновенной свободной поверхности. Воздействие волн на L_m наиболее сильно для больших σ и малых kL_m .

Мы синтезируем наши результаты из уравнений (10) и (12) и находим выражение для вертикального распределения частиц при волнах и турбулентности:

$$\frac{\tilde{c}(\theta, \zeta)}{c_0} = p(\theta) \exp(\zeta/\tilde{L}_m(\theta)) | \zeta \leq 0. \quad (13)$$

Это уравнение аналогично уравнению (4), но теперь оно учитывает как эффекты волнового орбитального движения, так и эффекты нестационарной свободной поверхности. Это также функция ζ , которая является вертикальной координатой относительно мгновенной свободной поверхности.

Поскольку нас интересует поведение частиц вблизи свободной поверхности, мы используем волны Стокса третьего порядка, чтобы минимизировать ошибки между траекториями частиц на свободной поверхности и самой свободной поверхностью. Эта ошибка составляет $O(\varepsilon^2)$ для теории линейных волн и $O(\varepsilon^4)$ для волн Стокса [12].

3. Модель транспорта взвешенных частиц микропластика в водной среде

Транспорт взвешенных частиц микропластика в водной среде тесно связан с гидродинамической циркуляцией. Сопротивление движению над дном с отложениями обусловлено касательными напряжениями на дне и сопротивлением самого дна. Различают

несколько механизмов горизонтального и вертикального движения взвешенных частиц микропластика, связанных с их концентрацией.

Под действием силы тяжести частицы в водном потоке опускаются вниз. Вертикальное перемешивание происходит соответственно в восходящих и нисходящих направлениях. Взаимодействие между указанными процессами обеспечивает вертикальный профиль концентрации.

Несвязные отложения обладают гранулированной структурой: частицы микропластика не соединяются вместе. Размер и вес частиц в этом случае являются важными факторами.

Основное уравнение, описывающее изменение концентрации взвешенных частиц микропластика, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} + \frac{a-b}{H}(w-w_s) \frac{\partial C}{\partial \sigma} = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_h \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_h \frac{\partial C}{\partial y} \right) + \left(\frac{a-b}{H} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[D_v \frac{\partial C}{\partial \sigma} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Граничные условия:

$$\left(\frac{a-b}{H} \right) D_v \frac{\partial C}{\partial \sigma} = -w_s C_k, \quad \text{при } z \rightarrow \eta, \quad (15)$$

$$\left(\frac{a-b}{H} \right) D_v \frac{\partial C}{\partial \sigma} = E - D + w_s C_k, \quad \text{при } z \rightarrow -\eta, \quad (16)$$

где C — концентрация осадка; E — поток эрозии; D — интенсивность осаждения осадка; D_h, D_v — горизонтальный и вертикальный коэффициенты микротурбулентной диффузии; w — скорость по вертикальной координате; w_s — осаждающая скорость частицы микропластика по σ -координате в вертикальном направлении.

Следует отметить, что данная модель описывает как связные, так и несвязные типы частиц микропластика. При этом связный и несвязный осадок рассматривают независимо: скорости для каждого типа осадка вычислены различным образом. Горизонтальную диффузию считают постоянной, то есть однородной в пространстве и во времени.

Взаимодействие волн и течений обеспечивает поддержание установившегося взвешенного осадка. Вертикальный профиль концентрации взвеси несвязных частиц микропластика, со значением вертикальной координаты и максимальным значением скоростей трения в σ -координатной системе, представлен на рисунке 3.

$$C_e(\sigma) = C_a \left(\frac{\sigma - b}{\sigma_a - b} \right)^{-b_{\max}} \quad \text{для } \sigma_a < \sigma < \sigma_w, \quad (17)$$

$$C_e(\sigma) = C_e(\sigma_w) \left(\frac{\sigma - b}{\sigma_a - b} \right)^{-b_m} \quad \text{для } \sigma_w < \sigma < a, \quad (18)$$

где $C_e(\sigma)$ — скорости $\sigma_w < \sigma < a$; $b_{\max} = \frac{w_s}{\kappa u_{\max}}$ — максимальное число Роуза (параметр взвеси); $b_m = \frac{w_s}{\kappa u_m}$ — среднее число Роуза; $\sigma_w = a - \frac{z_w}{H}(a-b)$ — толщина слоя волнения в σ -координатах; $z_w = \frac{u_{\max} T}{2\pi}$ — толщина слоя волнения в z -координатах; $u_{\max} = \left(\frac{\tau_{\max}}{\rho} \right)^{1/2}$ — максимальная скорость трения; $u_m = \left(\frac{\tau_m}{\rho} \right)^{1/2}$ — среднее значение

скорости трения; $a = 1 = \sigma$ — на поверхности; $b = -1 = \sigma$ — на дне; $C_e(\sigma)$ — концентрация взвеси на высоте σ , вызванная изменением донной поверхности; σ — высота над морским дном; σ_a — относительная высота вблизи дна; T — период волны; κ — постоянная Кармана: $\kappa = 0,4$; C_a — относительная концентрация взвеси на высоте z_a , вызванная изменением донной поверхности [15]:

$$C_a = \frac{0,015dT_s^{3/2}}{z_a D_*^{0,3}}, \quad (19)$$

где $T_s = \frac{\tau_b - \tau_{cr}}{\tau_{cr}}$ — критическое значение касательного напряжения сдвига.

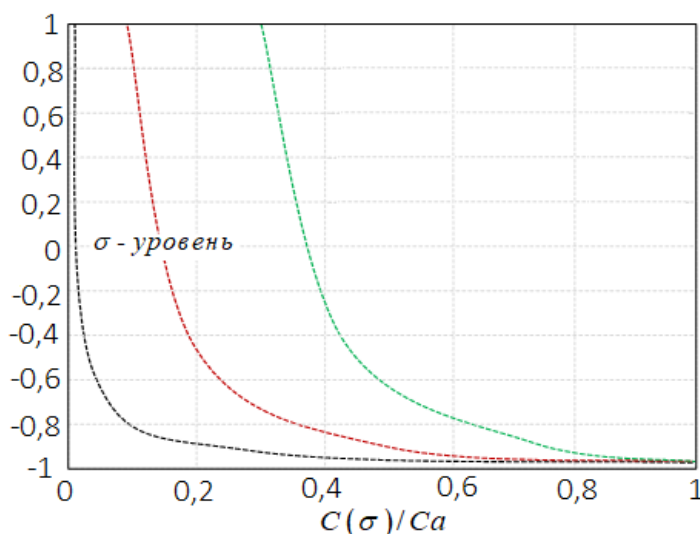


Рис. 3. Вертикальный профиль концентрации взвеси несвязных частиц микропластика: $w_s = 0,02$ м/с, $u_m = 0,05$ м/с; $u_{max} = 0,05$ м/с — черная линия, $u_{max} = 0,1$ м/с — красная линия, $u_{max} = 0,2$ м/с — зеленая линия

Средние и максимальные значения вблизи дна под совместным воздействием волн и течений, определяющиеся сложением отдельных напряжений от волн и отдельных напряжений потоков, имеют вид:

$$\tau_{mean} = \tau_c \left[1 - 1,2 \left(\frac{\tau_w}{\tau_c + \tau_w} \right)^{3,2} \right], \quad (20)$$

$$\tau_{max} = \left[(\tau_{mean} + \tau_w \cos \varphi)^2 + (\tau_w \cos \varphi)^2 \right]^{1/2}, \quad (21)$$

где τ_{max} — вектор, полученный путем сложения τ_{mean} и τ_w ; φ — угол направления движения волны, измеренный относительно оси, направленной на восток; τ_c и τ_w — околосонные напряжения, обусловленные отдельно течениями и отдельно волнами:

$$\tau_w = \frac{1}{2} \rho f_w U_{ob}^2, \quad (22)$$

где $f_w = 1,39 \left(\frac{A}{z_0}\right)^{-0,52}$ — коэффициент волнового трения, $A = \frac{U_{ob}T}{2\pi}$ — полуорбитальное перемещение, $z_0 = \frac{d_{50}}{12}$ — шероховатость дна; $U_{ob} = \frac{H\eta kT}{4\pi} \frac{1}{\cosh(kd)}$ — амплитуда волновой орбитальной скорости на дне.

Модель рассматривает только линейные волны с постоянными периодом и заданным углом распространения волны.

Критическое значение касательного напряжения вблизи дна может быть определено через значение порогового параметра Шильдса, установленное Ван Ридженом [14] как:

$$\tau_{cr} = \theta_{cr} g (\rho_s - \rho_w) d_{50}, \quad (23)$$

где $\theta_{cr} = \frac{0,30}{1+1,2d_*} + 0,055(1-e^{-0,02d_*})$ — пороговый параметр Шильдса; $d_* = 1,39 \left(\frac{\Delta g}{v^2}\right)^{\frac{1}{3}} d_{50}$ — безразмерный параметр частицы; $\Delta = \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_w}$; d_{50} — медианный диаметр частиц; v — кинематическая вязкость.

Соотношения членов E и D , описывающих эрозию и диффузию соответственно, для очень мелких частиц микропластика ($d_{50} \leq 0,1$ мм), гарантируют связь концентрации взвеси в водном столбе $C(z)$ с распределением $C_e(z)$ и имеют вид:

$$E = \frac{1}{\Delta t} \int (C_e(z) - C(z)) dz, \quad \text{если } C_e(z) > C(z); \quad (24)$$

$$D = -\frac{w_s}{H} \int (C_e(z) - C(z)) dz, \quad \text{если } C_e(z) \leq C(z). \quad (25)$$

Предполагается, что избыток взвешенных частиц микропластика в водном столбе перемещается вследствие осаждения со скоростью w_s материала.

В случае $\tau_b < \tau_{cr}$ ($C_e = 0$) член потока отложений уменьшается до величины, описанной общей формулой осаждения:

$$D = w_s C_b, \quad (26)$$

где D — поток несвязного осадка; C — концентрация взвеси несвязного осадка; C_b — концентрация придонных отложений; w_b — скорость осаждающегося материала (осадка).

Применение уравнения (26) приводит к значительной скорости осаждения, особенно для мелкого песка и несколько более крупных фракций. В обычных циркуляционных течениях и в условиях волнения высокая концентрация взвешенных частиц микропластика будет преобладать в нижних слоях жидкости, около дна. Это является неблагоприятным обстоятельством для построения конечно-разностных схем, так как наличие высокого градиента концентрации может вызвать неустойчивость дискретной модели.

Решение данной проблемы заключается в применении проинтегрированной по глубине скорости движения или увеличении количества вертикальных шагов сетки и в уменьшении временного шага. Последнее может вызвать существенное увеличение вычислительных затрат.

Далее задача состоит в применении модели транспорта несвязных взвешенных частиц микропластика.

Исходя из этого, вначале получают установившийся вертикальный профиль скорости $u(z)$ и концентрацию взвешенного вещества $C_e(z)$. Транспорт взвешенных частиц

микропластика, в случае мелкой и более крупных фракций, может быть получен из проинтегрированной по глубине скорости потока [1]:

$$q_t = \int_{-h}^{\eta} u(z)C_e(z)dz, \quad (27)$$

где q_t — общий (в объемных единицах) транспорт осадков в положительном направлении оси Ox [м/с].

Скорость изменения профиля дна, с учетом концентрации в водном столбе, может быть представлена с использованием проинтегрированной по глубине скорости потока:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = E - D = -\frac{1}{\rho(1 - \varepsilon)} \left[\left(\frac{\partial q_{tx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{ty}}{\partial y} - D_h \left(\frac{\partial^2 \bar{C}_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{C}_e}{\partial y^2} \right) \right) - \frac{\partial \bar{C}_e}{\partial t} \right], \quad (28)$$

где $\bar{C}_e = \int_{-h}^{\eta} C_e(z)dz$ — проинтегрированная по глубине скорость потока; q_{tx} и q_{ty} — компоненты полного уровня транспорта осадков в положительных направлениях Ox и Oy ; D_h — коэффициент микротурбулентной диффузии в горизонтальном направлении взвешенного вещества.

Для связного типа осадка полагают, что скопления связных частиц микропластика состоят из зерен малой плотности. В случае, когда соединения данных скоплений разбиваются на отдельные агрегаты, можно пренебречь водным потоком (течением) между ним.

Соответствующая формула скорости осаждения w_s имеет вид:

$$w_s = \frac{v}{d_e} \left(\left(10,36^2 + 1,049(1 - C_f)^{4,7} d_*^3 \right)^{1/2} - 10,36 \right), \quad (29)$$

где $d_* = d_e \left(\frac{g(\rho_e - \rho)}{\rho v^2} \right)^{1/3}$ — безразмерный диаметр скопления; d_e — эффективный диаметр скопления, который увеличивается с объемной концентрацией взвеси; ρ_e — эффективная плотность скопления; C_f — безразмерная объемная концентрация скопления в воде.

Осаждение взвеси происходит в случае, если касательное напряжение около дна меньше критического напряжения отложений на дне, в то же время скопление осадка будет взмучено вследствие слишком большого касательного напряжения около дна. Скорость потока осаждения вычисляется с использованием следующих соотношений:

$$D = Pw_s C_b, \quad (30)$$

$$P = \begin{cases} - \left(1 - \frac{\tau_b}{\tau_{cd}} \right), & \text{если } \tau_b < \tau_{cd}, \\ 0, & \text{если } \tau_b \geq \tau_{cd}, \end{cases} \quad (31)$$

где P — вероятность осаждения; w_s — скорость осаждения; τ_{cd} — критическое касательное напряжение у дна, которое оценивается на основе лабораторных испытаний [1; 2], как величина, лежащая между 0,05 и 0,15.

Величина потока эрозии (E) выражается через сухую массу материала, который подвергся эрозии с единицы площади дна в единицу времени, вычисляется как функция напряжения вблизи дна из соотношений [4; 8]:

$$E = m_e(\tau_b - \tau_{ce}), \quad t_b > \tau_{ce}, \quad E = 0, \tau_b \leq \tau_{ce}, \quad (32)$$

где m_e — экспериментально-наблюдаемая постоянная эрозии, со значениями между 0,0002 и 0,002; τ_b — критическое касательное напряжение эрозии, определенное как:

$$\tau_{ce} = 0,015(\rho_b - 1000)^{0,73}. \quad (33)$$

Типичное значение приблизительно составляет 0,1–0,2, и не должно превышать 1.

4. Результаты численных экспериментов

Проведено сравнение осаждения и эрозии микропластика средней зернистости 0,3 мм. На рисунке 4 представлены данные, демонстрирующие количество эрозии и осадений, полученные в двумерном и трехмерном случаях. Нижнее значение представляет изменение глубины относительно ее начального профиля.

Анализ показывает, что уровень воды и скорость на обоих краях канала не однородные. Скорость в месте, расположенном вниз по течению, немного выше, чем в месте, расположенном вверх по течению, примерно на 0,07 м/с. Это скоростное различие может нести различное количество взвешенного осадка между двумя сторонами канала.

Таким образом, рассматривая транспортный баланс, эрозия вероятнее произойдет в направлении вниз по течению. Следовательно, скоростное различие может объяснить несоответствия между рассмотренной моделью и аналитическими моделями. Трехмерный результат немного ближе к аналитической модели. Обе модели слишком высоко оценивают величину смещения в канале вверх по течению и эрозии, расположенной в направлении вниз по течению.

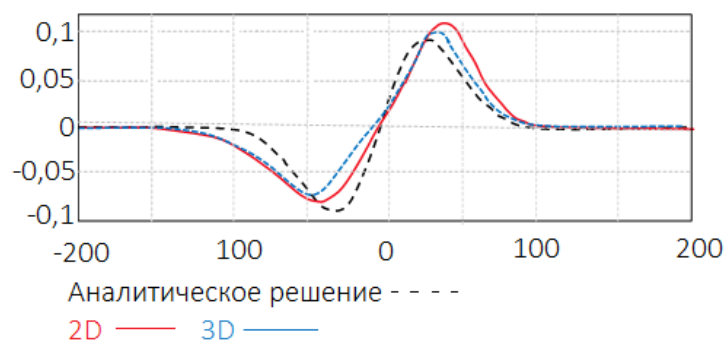


Рис. 4. Сравнение эрозии и осаждения микропластика средней зернистости $d_{50} = 0,3$ мм

Заключение

Несмотря на то что имеется значительное количество литературы о распределении части микропластика на поверхности или в более глубоких слоях отложений вдоль

пляжей, понимание процессов переноса, которые приводят к их накоплению вдоль береговой линии пляжа, ограничено. Перенос и осаждение микропластика регулируются теми же факторами и процессами, которые определяют перенос естественных отложений. Однако характеристики микропластика отличаются от характеристик естественных отложений, микропластик реагирует на гидродинамические процессы аналогично, но не полностью идентично природным отложениям. Зона приобоя характеризуется сложными гидро- и морфодинамическими процессами, которые постоянно взаимодействуют. В зависимости от преобладающего волнового климата и вызванного разрушением волн и вызванными волнами прибрежными течениями осадки захватываются, транспортируются и перераспределяются вдоль и поперек береговой линии, что часто приводит к эрозии или сезонным батиметрическим изменениям.

Концентрация микропластика на поверхности зависит как от базового среднего уровня загрязнения, так и от переменных локальных воздействий, таких как ветер и волны, они вносят временную и пространственную изменчивость в процессы переноса и разрушения микропластика. Результаты как аналитической модели, так и численного моделирования демонстрируют, что волны могут влиять на распределение плавучих частиц вблизи свободной поверхности. Результаты численного моделирования в значительной степени согласуются с теорией.

Используя как численное моделирование, так и аналитическую модель, мы продемонстрировали, как волны влияют на вертикальное и горизонтальное распределение плавучих частиц на свободной поверхности. В фиксированной системе отсчета волны изменяют усредненное по периоду волны вертикальное распределение частиц, понижая пиковую концентрацию частиц до уровня впадины волны. В течение волнового цикла орбитальное движение волны перераспределяет частицы таким образом, что в среднем под гребнем волны находится больше частиц, чем под впадиной волны. Волны также растягивают вертикальное распределение, что приводит к меньшей длине перемешивания под впадиной волны и большей длине перемешивания под гребнем волны.

ПРИМЕЧАНИЕ

¹ Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-11-00295, <https://rscf.ru/project/22-11-00295/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Babanin, A. V. On a Wave-Induced Turbulence and a Wave-Mixed Upper Ocean Layer / A. V. Babanin // *Geophys. Res. Lett.* — 2006. — Vol. 33, iss. 20. — Article ID: L20605. — DOI: 10.1029/2006GL027308
2. Baldock, T. E. A Laboratory Study of Nonlinear Surface Waves on Water / T. E. Baldock, C. Swan, P. H. Taylor // *Philos. Trans. R. Soc. A. Math. Phys. Eng. Sci.* — 1996. — Vol. 354, iss. 1707. — P. 649–676. — DOI: 10.1098/rsta.1996.0022
3. Chapter 6 — Behavior of Microplastics in Coastal Zones. / I. Chubarenko, E. Esiukova, A. Bagaev, I. Isachenko, N. Demchenko, M. Zobkov // *Microplastic Contamination in Aquatic Environments.* — Amsterdam : Elsevier, 2018. — P. 175–223. — DOI: 10.1016/B978-0-12-813747-5.00006-0
4. Grab vs. Neuston Tow Net: A Microplastic Sampling Performance Comparison and Possible Advances in the Field / A. P. Barrows, C. A. Neumann, M. L. Berger, S. D. Shaw // *Anal. Methods.* — 2017. — Vol. 9. — P. 1446–1453. — DOI: 10.1039/C6AY02387H

5. Guidance on Monitoring of Marine Litter in European Seas / F. Galgani, G. Hanke, S. Werner, L. Oosterbaan, P. Nilsson, D. Fleet. — Luxembourg : Publications Office of the European Union, 2013. — 128 p.
6. Guo, X. Numerical Study of the Effect of Surface Waves on Turbulence Underneath. Part 1. Mean Flow and Turbulence Vorticity / X. Guo, L. Shen // *J. Fluid Mech.* — 2013. — Vol. 733. — P. 558–587. — DOI: 10.1017/jfm.2013.451
7. Selective Transport of Microplastics and Mesoplastics by Drifting in Coastal Waters / A. Isobe, K. Kubo, Y. Tamura, S. Kako, E. Nakashima, N. Fujii // *Mar. Pollut. Bull.* — 2014. — Vol. 89, iss. 1–2. — P. 324–330. — DOI: 10.1016/j.marpolbul.2014.09.041
8. Material Transport in the Ocean Mixed Layer: Recent Developments Enabled by Large Eddy Simulations / M. Chamecki, T. Chor, D. Yang, C. Meneveau // *Rev. Geophys.* — 2019. — Vol. 57. — P. 1338–1371. — DOI: 10.1029/2019RG000655
9. Small Microplastics as a Main Contributor to Plastic Mass Balance in the North Atlantic Subtropical Gyre / M. Poulain, M. J. Mercier, L. Brach, M. Martignac, C. Routaboul, E. Perez // *Environ. Sci. Technol.* — 2019. — Vol. 53, iss. 3. — P. 1157–1164. — DOI: 10.1021/acs.est.8b05458
10. Stokes, G. G. Supplement to a Paper on the Theory of Oscillatory Waves. / G. G. Stokes // *Math. Phys. Papers.* — Cambridge : Cambridge University Press, 2009. — P. 314–326. — DOI: <https://doi.org/10.1017/CBO9780511702242.016>
11. Smit, P. B. Nonlinear Wave Kinematics Near the Ocean Surface / P. B. Smit, T. T. Janssen, T. H. C. Herbers // *J. Phys. Oceanogr.* — 2017. — Vol. 47. — P. 1657–1673. — DOI: 10.1175/JPO-D-16-0281.1
12. Soulsby, R. Dynamics of Marine Sands / R. Soulsby. — London : Thomas Telford Publ., 1997. — 272 p.
13. Three-Dimensional Distribution of Anthropogenic Microparticles in the Body of Sandy Beaches / I. Chubarenko, E. E. Esiukova, A. V. Bagaev, M. A. Bagaeva, A. N. Grave // *Sci. Total Environ.* — 2018. — № 628–629. — P. 1340–1351. — DOI: 10.1016/j.scitotenv.2018.02.167
14. Van Ledden, M. Sand-Mud Segregation in Estuaries and Tidal Basins. PhD Thesis / M. Van Ledden. — Delft, Netherlands : Delft University of Technology Publ., 2003. — 221 p.
15. Van Rijn, L. C. Sand Transport by Currents and Waves; General Approximation Formulae / L. C. Van Rijn. — Proceedings Coastal Sediments. — Electronic text data. — Mode of access: <https://www.leovanrijn-sediment.com/papers/P3-2003a.pdf>. — Title from screen.
16. Waldschlager, K. Effects of Particle Properties on the Settling and Rise Velocities of Microplastics in Freshwater Under Laboratory Conditions / K. Waldschlager, H. Schuttrumpf // *Environ. Sci. Technol.* — 2019. — Vol. 53. — P. 1958–1966. — DOI: 10.1021/acs.est.8b06794
17. Waldschlager, K. Erosion Behavior of Different Microplastic Particles in Comparison to Natural Sediments / K. Waldschlager, H. Schuttrumpf // *Environ. Sci. Technol.* — 2019. — Vol. 53. — P. 13219–13227. — DOI: 10.1021/acs.est.9b05394
18. Waldschlager, K. Infiltration Behaviour of Microplastic Particles with Different Densities, Sizes and Shapes — From Glass Spheres to Natural Sediments / K. Waldschlager, H. Schuttrumpf // *Environ. Sci. Technol.* — 2020. — Vol. 54. — P. 9366–9373. — DOI: 10.1021/acs.est.0c01722
19. Zippel, S. F. Turbulence From Breaking Surface Waves at a River Mouth / S. F. Zippel, J. Thomson, G. Farquharson // *J. Phys. Oceanogr.* — 2018. — Vol. 48. — P. 435–453. — DOI: 10.1175/JPO-D-17-0122.1

REFERENCES

1. Babanin A.V. On a Wave-Induced Turbulence and a Wave-Mixed Upper Ocean Layer. *Geophys. Res. Lett.*, 2006, vol. 33, iss. 20, article ID: L20605. DOI: 10.1029/2006GL027308
2. Baldock T.E., Swan C., Taylor P.H. A Laboratory Study of Nonlinear Surface Waves on Water. *Philos. Trans. R. Soc. A. Math. Phys. Eng. Sci.*, 1996, vol. 354, iss. 1707, pp. 649–676. DOI: 10.1098/rsta.1996.0022

3. Chubarenko I., Esiukova E., Bagaev A., Isachenko I., Demchenko N., Zobkov M. Chapter 6 — Behavior of Microplastics in Coastal Zones. *Microplastic Contamination in Aquatic Environments*. Amsterdam, Elsevier, 2018, pp. 175-223. DOI: 10.1016/B978-0-12-813747-5.00006-0
4. Barrows A.P., Neumann C.A., Berger M.L., Shaw S.D. Grab Vs. Neuston Tow Net: A Microplastic Sampling Performance Comparison and Possible Advances in the Field. *Anal. Methods*, 2017, vol. 9, pp. 1446-1453. DOI: 10.1039/C6AY02387H
5. Galgani F., Hanke G., Werner S., Oosterbaan L., Nilsson P., Fleet D. *Guidance on Monitoring of Marine Litter in European Seas*. Luxembourg, Publications Office of the European Union, 2013. 128 p.
6. Guo X., Shen L. Numerical Study of the Effect of Surface Waves on Turbulence Underneath. Part 1. Mean Flow and Turbulence Vorticity. *J. Fluid Mech.*, 2013, vol. 733, pp. 558-587. DOI: 10.1017/jfm.2013.451
7. Isobe A., Kubo K., Tamura Y., Kako S., Nakashima E., Fujii N. Selective Transport of Microplastics and Mesoplastics by Drifting in Coastal Waters. *Mar. Pollut. Bull.*, 2014, vol. 89, iss. 1–2, pp. 324-330. DOI: 10.1016/j.marpolbul.2014.09.041
8. Chamecki M., Chor T., Yang D., Meneveau C. Material Transport in the Ocean Mixed Layer: Recent Developments Enabled by Large Eddy Simulations. *Rev. Geophys.*, 2019, vol. 57, pp. 1338-1371. DOI: 10.1029/2019RG000655
9. Poulain M., Mercier M.J., Brach L., Martignac M., Routaboul C., Perez E. Small Microplastics as a Main Contributor to Plastic Mass Balance in the North Atlantic Subtropical Gyre. *Environ. Sci. Technol.*, 2019, vol. 53, iss. 3, pp. 1157-1164. DOI: 10.1021/acs.est.8b05458
10. Stokes G.G. Supplement to a Paper on the Theory of Oscillatory Waves. *Math. Phys. Papers*. Cambridge, Cambridge University Press, 2009, pp. 314-326. DOI: <https://doi.org/10.1017/CBO9780511702242.016>
11. Smit P.B., Janssen T.T., Herbers T.H.C. Nonlinear Wave Kinematics Near the Ocean Surface. *J. Phys. Oceanogr.*, 2017, vol. 47, pp. 1657-1673. DOI: 10.1175/JPO-D-16-0281.1
12. Soulsby R. *Dynamics of Marine Sands*. London, Thomas Telford Publ., 1997. 272 p.
13. Chubarenko I., Esiukova E.E., Bagaev A.V., Bagaeva M.A., Grave A.N. Three-Dimensional Distribution of Anthropogenic Microparticles in the Body of Sandy Beaches. *Sci. Total Environ.*, 2018, no. 628–629, pp. 1340-1351. DOI: 10.1016/j.scitotenv.2018.02.167
14. Van Ledden M. *Sand-Mud Segregation in Estuaries and Tidal Basins*. PhD Thesis. Delft, Netherlands, Delft University of Technology Publ., 2003. 221 p.
15. Van Rijn L.C. Sand Transport by Currents and Waves; General Approximation Formulae. *Proceedings Coastal Sediments*. URL: <https://www.leovanrijn-sediment.com/papers/P3-2003a.pdf>.
16. Waldschlager K., Schuttrumpf H. Effects of Particle Properties on the Settling and Rise Velocities of Microplastics in Freshwater Under Laboratory Conditions. *Environ. Sci. Technol.*, 2019, vol. 53, pp. 1958-1966. DOI: 10.1021/acs.est.8b06794
17. Waldschlager K., Schuttrumpf H. Erosion Behavior of Different Microplastic Particles in Comparison to Natural Sediments. *Environ. Sci. Technol.*, 2019, vol. 53, pp. 13219-13227. DOI: 10.1021/acs.est.9b05394
18. Waldschlager K., Schuttrumpf H. Infiltration Behaviour of Microplastic Particles with Different Densities, Sizes and Shapes — From Glass Spheres to Natural Sediments. *Environ. Sci. Technol.*, 2020, vol. 54, pp. 9366-9373. DOI: 10.1021/acs.est.0c01722
19. Zippel S.F., Thomson J., Farquharson G. Turbulence From Breaking Surface Waves at a River Mouth. *J. Phys. Oceanogr.*, 2018, vol. 48, pp. 435-453. DOI: 10.1175/JPO-D-17-0122.1

NUMERICAL SIMULATION OF THE PROPAGATION OF MICROPLASTICS IN THE COASTAL ZONE OF A RESERVOIR DUE TO WAVE MOTION

Alexander I. Sukhinov

Corresponding Member of the Russian Academy of Sciences,
Doctor of Physical and Mathematical Sciences,
Head of the Department of Mathematics and Computer Science,
Don State Technical University
sukhinov@gmail.com
<https://orcid.org/0000-0002-5875-1523>
Gagarina Sq., 1, 344002 Rostov-on-Don, Russian Federation

Elena A. Protsenko

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor,
Department of Mathematics,
Anton Chekhov Taganrog State Institute (branch) Rostov State University of Economics
eapros@rambler.ru
<https://orcid.org/0000-0001-7911-3558>
Initsiativnaya St, 48, 347936 Taganrog, Russian Federation

Sofya V. Protsenko

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor,
Department of Mathematics,
Anton Chekhov Taganrog State Institute (branch) Rostov State University of Economics
rab55555@rambler.ru
<https://orcid.org/0000-0001-9656-8466>
Initsiativnaya St, 48, 347936 Taganrog, Russian Federation

Abstract. The transport of suspended microplastic particles in an aqueous medium is closely related to hydrodynamic circulation. There are several mechanisms of horizontal and vertical movement of suspended microplastic particles associated with their concentration. In the article, a model describing the change in the concentration of suspended microplastic particles is considered, discretization is carried out, and the results of numerical experiments in two-dimensional and three-dimensional cases are obtained. The results of both the analytical model and numerical simulation demonstrate that waves can affect the distribution of floating particles near a free surface. The results of numerical simulation are largely consistent with the theory.

Key words: hydrodynamics, mathematical model, numerical methods, microplastics, suspended particle concentrations, numerical experiment.