

УДК 551.465

О РАСЧЕТЕ ВДОЛЬБЕРЕГОВОГО ТРАНСПОРТА НАНОСОВ

© 2014 г. И. О. Леонтьев

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва

e-mail: igor.leontiev@gmail.com

Поступила в редакцию 27.03.2012 г., после доработки 21.02.2013 г.

Обсуждаются способы расчета вдольберегового расхода песчаных наносов. Показано, что оценка интегрального расхода может основываться на так называемой формуле CERC, где фактор пропорциональности K рекомендуется вычислять по зависимости Бэйрэма с соавторами [8] или Леонтьева [4]. Результаты в обоих случаях оказываются очень близкими, если использовать предложенное автором определение глубины обрушения волн. В условиях, когда крупность наносов значительно меньше по протяжению профиля или песок встречается на дне в виде отдельных фрагментов, более эффективен локальный подход, подразумевающий моделирование процессов перемещения наносов. Предлагается модель для оценки локальных вдольбереговых расходов наносов.

DOI: 10.7868/S0030157414020130

ВВЕДЕНИЕ

Вдольбереговой транспорт наносов, создаваемый волнами и течениями, представляет один из важнейших факторов развития берега, и проблема его расчета издавна привлекала внимание исследователей и береговых инженеров. Целью расчета является оценка продольного расхода пляжеобразующего материала при тех или иных волновых ситуациях. Традиционно сложились два подхода к этой проблеме – интегральный и локальный. Первый в большей мере использует эмпирические закономерности, и его результатом является оценка суммарного (интегрального) расхода наносов в береговой зоне. Второй подход опирается на моделирование процессов, обуславливающих вдольбереговой транспорт, и приводит к определению локальных расходов на профиле берегового склона, что дает возможность учесть особенности рельефа дна и распределения осадков. Впрочем, каждый из подходов имеет свои достоинства и ограничения и выбирается в соответствии с рассматриваемой задачей.

В настоящей работе обсуждаются методы расчета как интегральных, так и локальных характеристик транспорта песчаных наносов. Целью этого обсуждения является выбор наиболее приемлемых расчетных зависимостей.

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ПОДХОД

Основная формула. Стержнем данного подхода служит идея о связи интегрального вдольберегового расхода наносов Q_y с продольной составляющей потока энергии F_y , которая генерируется волнами, подходящими под углом к берегу:

$$Q_y = \mu K F_{yB}, \quad (1)$$

где μ – коэффициент, согласующий размерности Q_y и F_y , K – безразмерный фактор пропорциональности, а индекс “ B ” относится к точке обрушения волн. Величина F_{yB} определяется следующим образом:

$$F_{yB} = (E C_g \cos \Theta \sin \Theta)_B, \quad E_B = \frac{1}{8} \rho g H_B^2, \quad (2)$$

$$C_{gB} = \sqrt{g h_B}, \quad H_B = \gamma_B h_B,$$

где E – энергия, C_g – групповая скорость, Θ – угол между направлением волн и нормалью к берегу, ρ – плотность воды, g – ускорение силы тяжести, H – высота волн, h – глубина, $\gamma_B = 0.8$ – индекс обрушения. Под величиной H может подразумеваться средняя (\bar{H}), среднеквадратичная (H_{rms}) или значительная (H_s) высоты волн, которые, согласно распределению Релея, связаны между собой соотношениями

$$H_s = \sqrt{2} H_{rms} = 2\sqrt{2/\pi} \bar{H}. \quad (3)$$

Если Q_y выражен в $\text{м}^3/\text{ч}$, то $\mu = 3600/[g(\rho_g - \rho)(1 - \sigma)]$, где ρ_g и σ – плотность и пористость осадков.

Зависимость (1) первоначально была установлена эмпирически (например, [2]), но затем получила теоретическое обоснование [13], и в последние десятилетия известна как формула CERC (Coastal Engineering Research Center).

Фактор пропорциональности. Для практического применения (1) необходимо определить фактор K . В первоначальной версии K считался постоянным [18] и принимался равным 0.77 или 0.39 в зависимости от используемой высоты волн H_{rms} или H_s . Согласно оценке [17], приведенные

значения завышены примерно вдвое. В более поздней версии формулы [10] K зависит от размера частиц наносов d_g , возрастая при уменьшении d_g . Вместе с тем, высказывается мнение [12], что размер частиц не должен заметно влиять на величину расхода, так как при уменьшении d_g уменьшается донная шероховатость, а значит, и касательное напряжение, обуславливающее перемещение частиц.

Сравнительно недавно Бэйрэм с соавторами [8] предложили свою модель для расчета вдольберегового транспорта, которая, в конечном счете, трансформируется в формулу CERC. Выполнив калибровку формулы на основе новых массивов данных, исследователи пришли к выводу о том, что, во-первых, прежнее значение K существенно завышено и, во-вторых, величина K зависит от параметра Дина $S_D = H_{sB}/(w_g T_p)$, где w_g – скорость осаждения частиц (гидравлическая крупность), T_p – период пика спектра волн. Полученную зависимость можно записать в виде

$$K_s = 0.0256 \left(0.9 + 0.4 \frac{H_{sB}}{w_g T_p} \right), \quad (4)$$

где индекс “s” у величины K означает, что расчет по формуле (1) основан на значительной высоте волн. Увеличение параметра Дина означает возрастание концентрации взвешенных наносов. Бэйрэм и др. показали, что при использовании (4) расходы, рассчитанные по формуле CERC, попадают в интервал двукратных отклонений от измеренных значений в 62% всех случаев, и это наилучший результат в сравнении с другими протестированными формулами.

Леонтьев [3, 4], применяя свою модель для локальных расходов наносов, получил соотношение для интегрального расхода, аналогичное (1), где фактор K с учетом значений входящих в него постоянных может быть представлен как

$$K_{rms} = 0.04 \left(0.8 + 0.02 \frac{\sqrt{gh_B}}{w_g} \right). \quad (5)$$

Индекс “rms” у величины K означает, что в расчетах по формуле (1) используется среднеквадратичная высота волн. Хотя зависимость (5) не содержит периода волн, она имеет определенную аналогию с (4). Представляет интерес возможность сравнения расчетов расходов по обеим зависимостям.

Глубина обрушения волн. Но прежде следует остановиться на определении глубины обрушения h_B . К сожалению, во многих исследованиях не указывается способ оценки этого важного параметра, что затрудняет сравнение результатов. В целях унификации можно предложить оценивать

h_B в зависимости от параметров волн на глубокой воде, которые обычно служат в качестве входных параметров при практических расчетах. Полагая поток энергии к берегу из открытого моря до начала обрушения волн постоянным

$$(EC_g \cos \Theta)_\infty = (EC_g \cos \Theta)_B, \quad (6)$$

$$C_{g\infty} = (g/4\pi)T_p$$

(индекс “∞” относится к глубокой воде), имеем с учетом соотношений (2):

$$h_B = \left(\frac{1}{4\pi\gamma_B^2} \right)^{2/5} H_\infty^{4/5} (gT_p^2)^{1/5} \left(\frac{\cos \Theta_\infty}{\cos \Theta_B} \right)^{2/5}, \quad (7)$$

где угол подхода волн Θ_B определяется из закона рефракции Снелла:

$$\sin \Theta_B / C_B = \sin \Theta_\infty / C_\infty, \quad (8)$$

$$C_B = \sqrt{gh_B}, \quad C_\infty = (g/2\pi)T_p,$$

где C – фазовая скорость волн. Значение h_B вначале вычисляется без учета изменений углов Θ . На следующем шаге h_B корректируется с учетом полученного значения Θ_B , после чего корректируется и угол Θ_B . Достаточно нескольких итераций, чтобы получить устойчивые значения h_B и Θ_B .

Отметим, что в модели Бэйрэма и др. $H_\infty = H_{s\infty}$ и $H_{sB} = \gamma_B h_{sB}$, тогда как в модели Леонтьева глубина h_B соответствует обрушению волн 1% обеспеченности, т.е. $H_\infty = H_{1\%}$, и с учетом распределения Рэля $H_{1\%} = 2.15H_{rms}$ и $H_{rmsB} = (\gamma_B/2.15)h_{1\%B}$. Согласно (7), при малых углах Θ имеем $h_{1\%B}/h_{sB} = (H_{1\%}/H_{s\infty})^{4/5} = 1.40$.

Сравнение расчетов с измерениями. Поскольку нашей целью является не верификация формулы (1), которая уже выполнена Бэйрэмом и др., а сравнение расчетов по (1) с включением зависимостей (4) и (5), то можно ограничиться сравнительно небольшим объемом данных, которые, однако, охватывают достаточно широкий диапазон значений Q_y .

В данном случае используются три массива натурных данных, охарактеризованных в табл. 1. Измерения Войцеховича [1] и Леонтьева [3] проводились на Черном море (соответственно, на украинском и болгарском побережье), а данные Миллера [15] относятся к атлантическому побережью США (район Дак, Северная Каролина). Исходные параметры волнения пересчитаны в средние параметры на глубокой воде. Как видно из таблицы, диапазон изменений расходов включает три порядка значений.

Результаты сравнения показаны на рис. 1. Наклонные прямые на графиках отвечают совпадению вычисленных и измеренных значений. Оче-

Таблица 1. Данные измерений и результаты расчетов вдольбереговых расходов наносов при использовании моделей Бэйрэма с соавторами и Леонтьева

| \bar{H}_∞ , м | \bar{T} , с | Θ_∞ , град | d_g , мм | Расход наносов, м ³ /ч | | |
|-------------------------|------------------|---------------------------|---------------|-----------------------------------|------------------|--------------------|
| | | | | измере- ния | расчет Бэйрэм | расчет Леонтьев |
| Войцехович [1] | | | | | | |
| 0.4 | 4.0 | 10 | 0.25 | 6.7 | 3.0 | 3.1 |
| 0.4 | 3.8 | 15 | 0.25 | 6.7 | 4.4 | 4.4 |
| 0.5 | 5.7 | 10 | 0.32 | 5.9 | 4.5 | 5.1 |
| 0.4 | 3.8 | 10 | 0.36 | 3.0 | 2.4 | 2.3 |
| 1.0 | 6.0 | 30 | 0.43 | 101 | 66.8 | 66.1 |
| 1.0 | 5.4 | 18 | 0.34 | 85.1 | 55.8 | 52.2 |
| 0.6 | 4.8 | 10 | 0.25 | 22.2 | 9.6 | 9.7 |
| 1.1 | 5.9 | 25 | 0.36 | 76.6 | 89.0 | 85.8 |
| 0.6 | 5.8 | 25 | 0.36 | 16.6 | 15.4 | 16.8 |
| 0.5 | 5.9 | 18 | 0.32 | 15.2 | 7.6 | 8.8 |
| 0.5 | 4.2 | 20 | 0.28 | 21.1 | 9.7 | 9.5 |
| 0.6 | 3.8 | 10 | 0.30 | 17.0 | 8.6 | 7.6 |
| 0.8 | 5.0 | 5 | 0.28 | 8.9 | 10.3 | 9.8 |
| 0.6 | 4.2 | 5 | 0.40 | 3.7 | 3.6 | 3.3 |
| 0.8 | 6.2 | 5 | 0.37 | 4.4 | 8.0 | 8.4 |
| 1.0 | 5.8 | 20 | 0.28 | 121 | 69.7 | 68.7 |
| 0.8 | 5.3 | 30 | 0.28 | 67.3 | 47.8 | 47.9 |
| 0.5 | 4.1 | 5 | 0.29 | 4.4 | 2.6 | 2.5 |
| 0.6 | 5.4 | 10 | 0.32 | 10.4 | 8.5 | 8.9 |
| 0.9 | 4.5 | 30 | 0.25 | 176 | 78.6 | 69.6 |
| 0.5 | 4.3 | 35 | 0.70 | 11.8 | 8.5 | 8.1 |
| 0.6 | 5.9 | 15 | 0.48 | 7.0 | 9.7 | 10.3 |
| 0.5 | 3.6 | 15 | 0.50 | 4.1 | 5.5 | 4.9 |
| 0.4 | 4.3 | 10 | 0.47 | 1.5 | 2.0 | 2.0 |
| 0.5 | 3.8 | 10 | 0.28 | 4.4 | 5.3 | 4.9 |
| 0.9 | 4.7 | 10 | 0.32 | 42.9 | 26.0 | 23.1 |
| 1.2 | 5.7 | 20 | 0.23 | 186 | 147.3 | 137.2 |
| 0.4 | 3.3 | 20 | 0.24 | 5.2 | 8.0 | 7.1 |
| 0.6 | 4.2 | 30 | 0.22 | 34.8 | 26.9 | 25.8 |
| 0.9 | 4.7 | 25 | 0.23 | 95.8 | 76.3 | 69.0 |
| Леонтьев [3] | | | | | | |
| 0.5 | 4.2 | 30 | 0.4 | 7.8 | 10.0 | 9.7 |
| 0.7 | 4.8 | 30 | 0.3 | 48.8 | 31.2 | 30.5 |
| 0.6 | 4.2 | 30 | 0.4 | 13.7 | 16.9 | 15.8 |
| 1.1 | 4.8 | 30 | 0.4 | 68.4 | 96.6 | 83.3 |
| 1.4 | 6.1 | 10 | 0.4 | 45.1 | 77.5 | 70.3 |
| 1.2 | 6.9 | 10 | 0.4 | 48.8 | 48.0 | 48.4 |
| 1.4 | 6.0 | 10 | 0.3 | 129 | 96.8 | 87.6 |
| Miller [15] | | | | | | |
| 1.9 | 6.3 | 20 | 0.165 | 530 | 906 | 778 |
| 2.8 | 5.8 | 13 | » | 1780 | 2180 | 1518 |
| 1.8 | 5.6 | 33 | » | 560 | 1080 | 886 |
| 1.7 | 5.8 | 35 | » | 670 | 906 | 782 |

видно, расчеты по моделям, как Бэйрэма, так и Леонтьева удовлетворительно согласуются с данными измерений. При этом графики (а) и (б) почти повторяют друг друга, т.е. обе модели дают очень близкие результаты. Разница вычисленных значений в большинстве случаев не превышает 10% (табл. 1). Этот результат кажется удивительным, так как предпосылки моделей и массивы данных, использованные для их калибровки, никак не связаны между собой.

Включение периода волн в зависимость (4), по-видимому, не оказывает решающего влияния на результаты. Рост периода, согласно (4), должен вызывать уменьшение K . Однако одновременно возрастает глубина обрушения h_B , и эта тенденция, по-видимому, оказывается доминирующей, обуславливая увеличение расхода.

Принимая во внимание соответствие расчетных величин, а также то, что модель Бэйрэма и др. уже прошла всестороннюю проверку, можно рекомендовать практическое применение формулы (1) с фактором K , вычисленным по зависимостям, либо (4), либо (5), и определением глубины обрушения h_B по соотношению (7).

ЛОКАЛЬНЫЙ ПОДХОД

Моделирование локальных расходов наносов предполагает расчет волновых параметров в каждой точке берегового профиля, определение профиля скорости вдольберегового течения и оценку объема твердых частиц, поднятых со дна волнами и течениями. Для вычисления расходов применяются различные зависимости, среди которых наиболее популярны формулы Бейкера, Энгелунда–Хансена, Ватанабе, Акерса–Уайта, Ван Рейна и Бэйларда. Они охарактеризованы в работе [7], где проведен сравнительный анализ формул на основе данных измерений, выполненных с исследовательского пирса в районе Дак (Северная Каролина, США). Как выяснилось, некоторые модели лучше ведут себя при слабых волнениях, но плохо работают в иных условиях. Формулы Бейкера и Ватанабе систематически завышают оценки, а наименьшие отклонения в целом обнаруживает модель Ван Рейна.

Представляет интерес проведение подобного сравнения для модели Леонтьева [4], в обновленную версию которой включен ряд дополнительных механизмов.

Основные расчетные зависимости. Модель основана на энергетической концепции [5, 6, 9], и

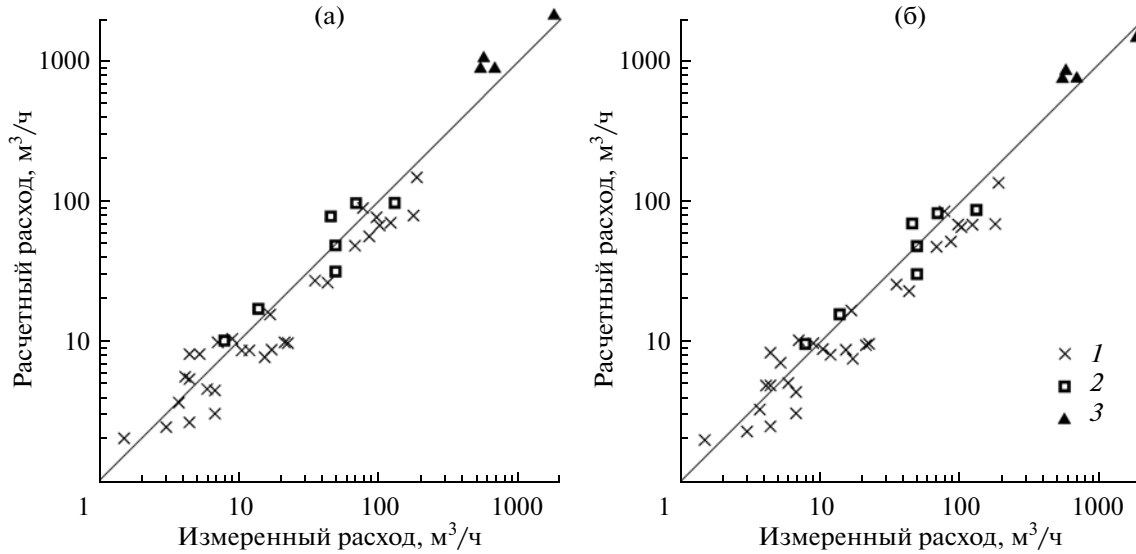


Рис. 1. Сравнение расчетов по зависимостям Бэйрэма с соавторами (а) и Леонтьева (б) с данными измерений: 1 – Войцеховича [1], 2 – Леонтьева [3], 3 – Миллера [15].

локальный расход наносов вдоль берега, выраженный в $\text{м}^3 \text{м}^{-1} \text{ч}^{-1}$, определяется как

$$q_y = \mu \left\{ \left[\frac{9\pi}{8} \frac{\varepsilon_b}{\text{tg}\Phi} D_f + \varepsilon_s \frac{u_m}{w_g} (4D_f + B) \right] \times \left[\frac{V_w + V_c}{u_m} + q_{BS} \sin \Theta \right] \right\}, \quad (9)$$

где Φ – угол естественного откоса (для песка $\text{tg}\Phi \approx 0.6$). Величина D_f представляет скорость диссипации энергии за счет донного трения:

$$D_f = \frac{2}{3\pi} f_w \rho u_m^3, \quad f_w = \exp(5.5(r/a_m)^{0.2} - 6.3), \quad (10)$$

где f_w – коэффициент трения для волн, u_m – амплитуда донной орбитальной скорости,

$$u_m = \frac{1}{2} \frac{H_{rms} \omega}{\sinh kh}, \quad (11)$$

$a_m = u_m/\omega$ – амплитуда колебаний частиц воды вдоль дна, $\omega = 2\pi/T_p$ – частота, $k = 2\pi/L$ – волновое число, L – длина волн, r – параметр шероховатости

$$r = 85\sqrt{\Psi_{2.5} - 0.05}d_g + 4\eta^2/\lambda, \quad (12)$$

$$\Psi_{2.5} = \frac{f_{w2.5}\rho u_m^2}{2(\rho_g - \rho)gd_g^2},$$

$\Psi_{2.5}$ – параметр Шильдса, основанный на условной шероховатости $r_{2.5} = 2.5d_g$, η и λ – высота и длина волновых рифелей. Величины f_w , r , η и λ вычисляются на основе зависимостей Нильсена [16].

Параметры эффективности транспорта ε_b и ε_s принимаются в форме [4]

$$\varepsilon_b = 0.1\sqrt{\Psi_{2.5} - 0.05}, \quad \varepsilon_s = 0.02\sqrt{\Psi_{2.5} - 0.05}, \quad (13)$$

$$0.05 < \Psi_{2.5} < 1, \quad \varepsilon_b = 0.1, \quad \varepsilon_s = 0.02, \quad \Psi_{2.5} \geq 1.$$

Начало движения наносов отвечает условию $\Psi_{2.5} > 0.05$.

Величина B учитывает дополнительную диссипацию энергии в придонном слое за счет проникновения турбулентности из поверхностного слоя при обрушении волн:

$$B = \xi D \exp[-3(1/\hat{P} - 1)], \quad \xi = \frac{(h_B/l_B)}{\sqrt{H_{s\infty}/L_\infty}}, \quad (14)$$

где D – скорость диссипации энергии при обрушении волн, \hat{P} – доля обрушающихся волн в спектре, l_B – длина прибойной зоны, $L_\infty = (g/2\pi)T_p^2$ – длина волн на глубокой воде.

Скорость диссипации D определяется соотношениями:

$$D = 2\alpha \hat{P} \frac{E}{T_p}, \quad \hat{P} = \left(\frac{H_{rms}}{\hat{\gamma}h} \right)^4, \quad \hat{\gamma} = 0.5 + \sqrt{\frac{H_{rms\infty}}{L_\infty}}. \quad (15)$$

Коэффициент α равен 0.1 или 0.5 соответственно глубинам $h \geq 2h_B$ или $h < 2h_B$.

Таблица 2. Расчетные средние параметры волн на глубокой воде в ходе натуральных экспериментов в районе Дак (по данным [7, 15])

| № | Дата измерений | d_g , мм | \bar{H}_∞ , м | \bar{T} , с | Θ_∞ , град |
|---|----------------|------------|----------------------|---------------|------------------------|
| 1 | 06.09.1985 | 0.18 | 0.35 | 10.7 | 30 |
| 2 | 06.09.1985 | | 0.30 | 10.9 | 30 |
| 3 | 27.03.1996 | 0.165 | 1.8 | 5.6 | 33 |
| 4 | 02.04.1996 | | 1.7 | 5.8 | 35 |
| 5 | 20.10.1997 | 0.18 | 2.8 | 10.7 | 60 |
| 6 | 04.02.1998 | | 3.6 | 10.7 | 60 |

Локальные высоты волн H_{rms} рассчитываются с помощью зависимости, полученной из уравнения баланса энергии [4]:

$$H_{rms} = \left[C_g \cos \Theta \left(\frac{4}{\hat{\gamma}^4 T_p} \int_0^x \frac{dx}{h^4 (C_g \cos \Theta)^3 + F_0^2} \right)^{1/2} \right]^{-1/2}, \quad (16)$$

$$F_0 = H_{rms0}^2 C_{g0} \cos \Theta_0,$$

где индекс "0" относится к началу расчетного створа, C_g – групповая скорость:

$$C_g = \frac{C}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right), \quad C = \frac{L_\infty}{T_p} \sqrt{\tanh(k_\infty h)}, \quad (17)$$

C – фазовая скорость, вычисляемая по приближению Экарта [11].

Дополнительный расход в зоне обрушения q_{BS} обусловлен выбросом взвеси в верхнюю часть водной толщи на участке $x_B \leq x \leq x_B + l_{BS}$:

$$q_{BS} = c_1 \varphi(x) \frac{\varepsilon_s}{w_g} Du_m, \quad \varphi(x) = \sqrt{\frac{x - x_B}{l_{BS}}}, \quad l_{BS} = c_2 h_B, \quad (18)$$

где l_{BS} – протяженность зоны действия q_{BS} , точка x_B соответствует глубине обрушения h_B , $c_1 = 0.05$, $c_2 = 8$. Ось Ox направлена по нормали к берегу.

Переносные скорости в придонном слое V_w и V_c обусловлены волнением и течением, соответственно. Скорость V_w выражается как

$$V_w = \varphi_d \frac{u_m^2}{C} \sin \Theta, \quad \varphi_d = \frac{D^* - D}{D^*}, \quad D^* = \frac{EC_g}{X}, \quad (19)$$

где D^* – средний градиент потока энергии на отрезке X между данной точкой и берегом. В зоне трансформации волн $D \rightarrow 0$, $\varphi_d \rightarrow 1$, $V_w > 0$ (скорость направлена к берегу), и выражение (19) переходит в известную формулу Лонге–Хиггинса [14]. В прибойной зоне D увеличивается, $\varphi_d \rightarrow 0$ и $V_w \rightarrow 0$.

Средняя по глубине скорость вдольберегового течения V определяется из уравнения баланса импульса вдоль берега, которое в стационарном одномерном случае ($\partial/\partial t = 0$, $\partial/\partial y = 0$) имеет вид:

$$\frac{1}{\rho} \left[\frac{d}{dx} (S_{yx} + R_{yx}) - T_{wy} \right] + \frac{\tau_y}{\rho} - \frac{d}{dx} \left(v_l \frac{d(Vh)}{dx} \right) = 0, \quad (20)$$

где S_{yx} – радиационное напряжение, создаваемое волнами, R_{yx} – напряжение, обусловленное роллерами на гребнях обрушающихся волн, T_{wy} – касательное напряжение ветра, τ_y – напряжение донного трения, v_l – коэффициент вихревой вязкости [4]. Переход к придонной скорости течения V_c осуществляется с помощью зависимости

$$V_c = V / (\ln(h/z_a) - 1), \quad z_a = e^{-1} \delta_w, \quad (21)$$

$$\delta_w = \sqrt{f_w / 2a_m},$$

где z_a – кажущаяся шероховатость дна для течения, действующего на фоне волнения, δ_w – толщина волнового пограничного слоя.

Сравнение расчетов с измерениями. Для сравнения используются данные трех серий натуральных измерений в районе Дак (Северная Каролина, США). Одна из них, выполненная в 1996 г., охарактеризована в уже упомянутом исследовании Миллера [15]. Остальные серии измерений проведены в ходе экспериментов DUCK85 и SANDYDUCK в 1985 и 1997–1998 гг., их результаты обсуждаются в работе [7]. К сожалению, там не указаны углы подхода волн. Поэтому величины Θ_∞ и \bar{H}_∞ пришлось вычислять путем подбора на основе известных высот и периодов волн на опорных глубинах (около 2 м при слабом волнении и 7–8 м во время штормов). Крупность наносов и параметры волн на глубокой воде для соответствующих серий измерений приведены в табл. 2. Как видно, представлены ситуации слабого волнения, умеренного и сильного штормов.

Сравнение расчетных и наблюдаемых профилей локальных расходов наносов показано на рис. 2. С ростом высот волн измеренные расходы увеличиваются от 10^{-1} до 10^1 м³ м⁻¹ ч⁻¹. В условиях слабой зыби (рис. 2а) перенос наблюдается в основном в зоне обрушения волн. При умеренном шторме (рис. 2б) перемещение наносов происходит на всем створе, но максимум отмечается вблизи берега, а во время сильного шторма (рис. 2в) основной поток материала концентрируется во внешней части створа. Расчеты дают значения тех же порядков, причем предсказанные распределения расходов в основном воспроизводят наблюдаемые тенденции.

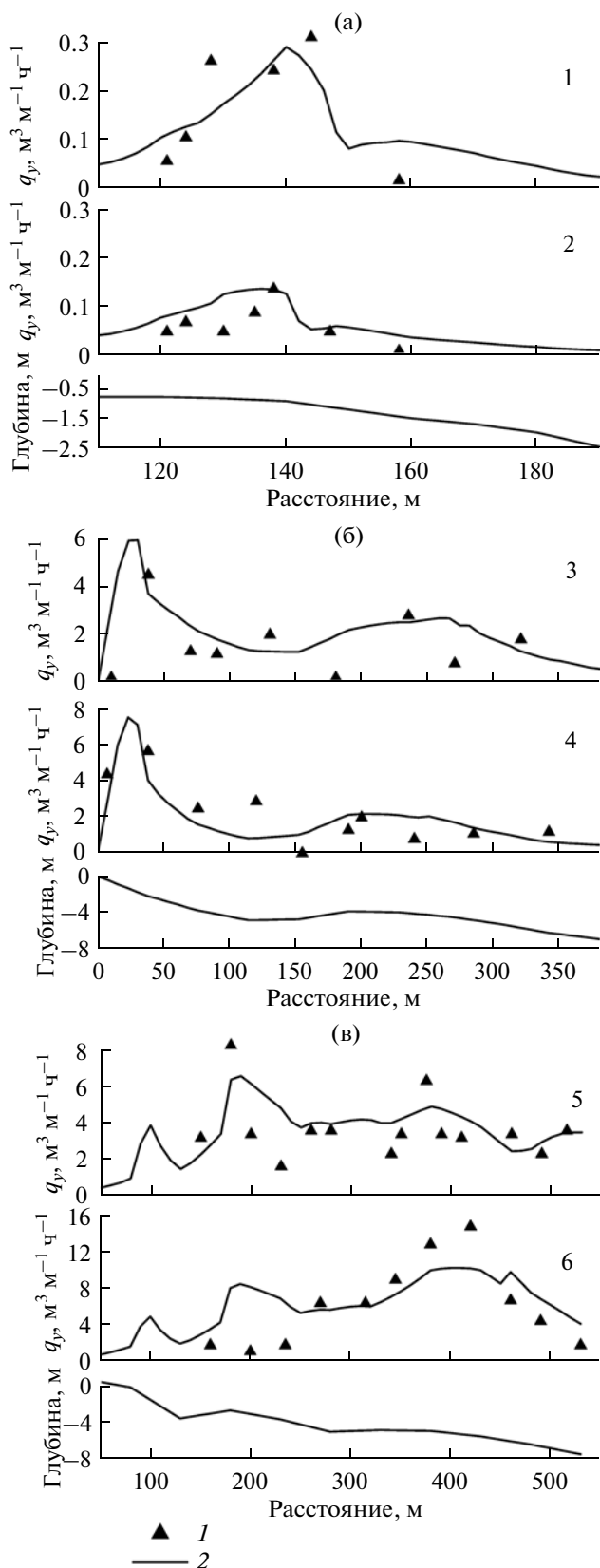


Рис. 2. Сравнение расчетных профилей вдольбереговых расходов наносов (2) с данными измерений (1) в районе Дак [7, 15] в условиях: (а) – слабой зыби, (б) – умеренного шторма, (в) – сильного шторма. Номера графиков соответствуют номерам в табл. 2.

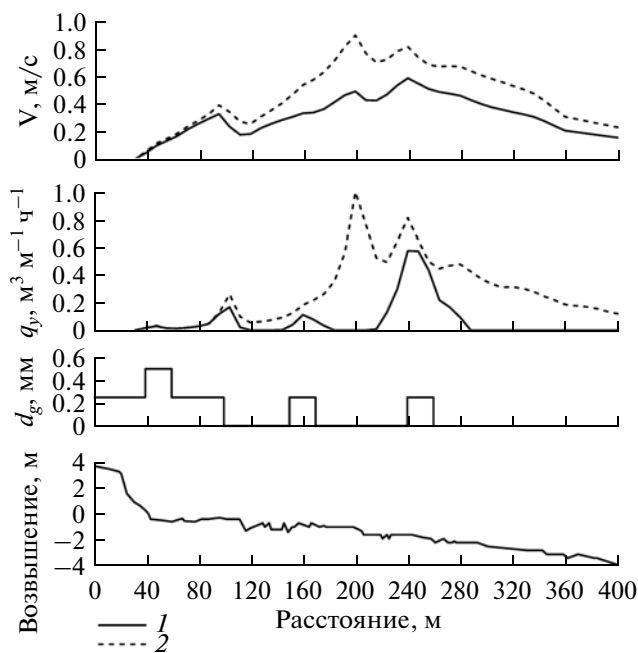


Рис. 3. Расчетные профили вдольбереговых расходов наносов и скоростей течения для фактического распределения материала на дне (1) и для сплошного песчаного слоя (2). Параметры волн: $\bar{H}_\infty = 1$ м, $\bar{T} = 5$ с, $\Theta_\infty = 45^\circ$.

Отклонения расчетных величин от измеренных обуславливаются рядом причин. Так, расчеты основывались на довольно условных профилях дна и проводились без учета приливных колебаний уровня (с амплитудой до 1 м), тогда как даже небольшие изменения глубин заметно сказываются на значениях расходов наносов. Другой причиной, по-видимому, является неоднородность рельефа дна вдоль берега, обуславливающая развитие градиентных течений, которые увеличивают перенос на одних и уменьшают его на других участках берегового склона. Наконец, третья причина отклонений – это неоднородность крупности материала на дне.

Переменная крупность наносов. Размер песчаных частиц в изложенной выше модели может задаваться либо постоянным (как в рассмотренных выше случаях), либо изменяющимся по протяженности профиля. В последнем случае оценки расходов могут быть существенно уточнены, что иллюстрирует пример на рис. 3. Прототипом служит район берега в восточной части Финского залива, где песчаный материал ($d_g = 0.25–0.5$ мм) залегают в виде отдельных полос, между которыми дно покрыто валунами (размером порядка 10 см). Расчеты отражают условия типичного ЗЮЗ шторма ($\bar{H}_\infty = 1$ м, $\bar{T} = 5$ с, $\Theta_\infty = 45^\circ$). Для сравнения на рис. 3 также приведены результаты, полученные в предположении сплошного слоя песка ($d_g = 0.3$ мм). Как видно, при учете реальной обстановки инте-

гральный расход оказывается в несколько раз меньше. Отчасти это связано и с уменьшением скоростей течения вследствие возрастания донного трения на участках валунной отмостки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вдольбереговой транспорт наносов описывается в терминах локальных и интегральных характеристик. С практической точки зрения наибольший интерес вызывает интегральный расход песка вдоль данного берега (Q_y). Давно известно, что величина Q_y прямо пропорциональна продольной составляющей потока энергии F_y , которая легко подсчитывается по заданным параметрам волн. Недостаток данных длительное время затруднял однозначное определение фактора пропорциональности K , однако к настоящему времени предложены приемлемые решения этой проблемы. Это позволяет рекомендовать для расчетов формулу (1), где K вычисляется по зависимостям (4) или (5), а глубина обрушения волн определяется соотношением (7).

Рекомендуемый способ оценки Q_y применим при наличии сплошного песчаного слоя на береговом склоне. В условиях, когда крупность наносов значительно меняется по протяжению профиля или песок встречается в виде отдельных пятен, перемежающихся с валунным и скальным дном, более эффективен локальный подход, подразумевающий моделирование элементарных процессов, участвующих в перемещении наносов, включая трансформацию волн и развитие течений. Основываясь на результатах проведенной проверки, в качестве инструмента для оценки локальных вдольбереговых расходов наносов можно рекомендовать обновленную версию модели автора.

Работа выполнена при финансовой поддержке Проекта Минобрнауки “Разработка технологии создания автоматизированной информационной системы мониторинга состояния береговых зон морей и внутренних водоемов Российской Федерации” (гос. контракт № 16.515.11.5075).

The support of the European Commission through FP7.2009-1, Contract 244104 – THESEUS (“Innovative technologies for safer European coasts in a changing climate”), is gratefully acknowledged.

Calculation of Longshore Sediment Transport

I. O. Leont'yev

Approaches to calculation of longshore transport of sandy sediments are discussed. It is shown that estimates of the total sediment transport rate can be based on the so called CERC formula, in which the proportionality factor K should be determined from the relationships by Bayram et al. [8] or by Leont'yev [4]. In both cases the results are very close to each other if the author's determination of wave breaking depth is used. Under the condition of contrast variations in the sediment grain size over the coastal profile or in the case of fragmentary sand distribution on the bed surface the local approach implying the process-based modelling is more effective. The model is suggested to compute the local longshore sediment transport rates.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Войцехович О.В.* Транспорт наносов вдоль берега – обобщенные зависимости и натурные данные // Водные ресурсы. 1986. № 5. С. 108–116.
2. *Кинг К.А.М.* Пляжи и берега. М.: Изд. Иностран. лит., 1963. 435 с.
3. *Леонтьев И.О.* Динамика прибойной зоны. М.: Ин-т океанологии им. П.П. Ширшова АН СССР, 1989. 184 с.
4. *Леонтьев И.О.* Прибрежная динамика: волны, течения, потоки наносов. М.: ГЕОС, 2001. 272 с.
5. *Bagnold R.A.* Mechanics of marine sedimentation // The Sea. V. 3. N. Y.: J. Wiley, 1963. P. 507–528.
6. *Bailard J.A.* An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach // J. of Geophys. Res. 1981. V. 86. № C 11. P. 10938–10954.
7. *Bayram A., Larson M., Miller H.C., Kraus N.C.* Cross-shore distribution of the sediment transport: comparison between predictive formulas and field measurements // Coastal Eng. 2001. V. 44. P. 79–99.
8. *Bayram A., Larson M., Hanson H.* A new formula for the total longshore sediment transport rate // Coastal Eng. 2007. V. 54. P. 700–710.
9. *Bowen A.J.* Simple models of nearshore sedimentation; beach profiles and longshore bars // Coastline of Canada. Geol. Surv. Can. Halifax, 1980. P. 1–11.
10. Coastal Engineering Manual (CEM). EM 1110-2-1100. Part III. Chap.2. Longshore sediment transport. 2002. P. III-2-1–III-4-111.
11. *Eckart C.* The propagation of gravity waves from deep to shallow water // Natl. Bur. Standards. Circular 521. Washington, DC. 1952. P. 165–173.
12. *Haas K.A., Hanes D.M.* Process-based modeling of total longshore sediment transport // J. of Coastal Res. 2004. V.20. № 3. P. 853–861.
13. *Komar P.D., Inman D.L.* Longshore sand transport on beaches // J. of Geophys. Res. 1970. V. 75. № 30. P. 914–927.
14. *Longuet-Higgins M.S.* Mass transport in water waves // Phil. Trans. Royal Soc. London. Ser. A. V. 245. № 903. P. 535–581.
15. *Miller H.C.* Field measurements of longshore sediment transport during storms // Coastal Eng. 1999. V. 36. P. 301–321.
16. *Nielsen P.* Coastal bottom boundary layers and sediment transport. Advanced series on ocean engineering. V. 4. World Scientific, 1992. 324 p.
17. *Schoonees J.S., Theron A.K.* Review of the field data base for longshore sediment transport // Coastal Eng. 1993. V. 36. P. 301–321.
18. Shore Protection Manual (SPM). Coastal Eng. Res. Center. US Army Corps of Engineers. US Govt. Printing Office. Washington, D.C., 1984.