

УДК 532.593

ВДОЛЬБЕРЕГОВЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ И ТРАНСПОРТ НАНОСОВ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ТОПОГРАФИИ ДНА И ЛИНИИ БЕРЕГА

В. В. БОНДАРЬ

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Получено 03.04.2002

Предлагается метод расчета вдольбереговых течений и транспорта наносов в прибрежной зоне при произвольной топографии дна и линии берега. Метод основан на рефракционной модели с применением осреднения амплитуд волн, пересекающих стороны элементов расчетной сетки. Поле вдольбереговых скоростей определяется через радиационные напряжения по формуле Лонге–Хиггинса с использованием различных моделей для определения коэффициента турбулентной вязкости. По рассчитанному полю вдольбереговых скоростей определяется расход наносов по моделям Уайта–Аккерса, Гранта–Мадсена и Бийкера. Дается сравнительный анализ предлагаемых подходов.

Пропонується метод розрахунку вздовжберегових течій і транспорту наносів у прибережній зоні при довільній топографії дна і лінії берега. Спосіб заснований на рефракційній моделі з застосуванням осереднення амплітуд хвиль, що перетинають сторони елементів розрахункової сітки. Поле вздовжберегових швидкостей визначається через радіаційні напруги по формулі Лонге–Хиггинса з використанням різних моделей для визначення коефіцієнта турбулентної в'язкості. За розрахованим полем вздовжберегових течій визначається транспорт наносів по моделях Уайта–Аккерса, Гранта–Мадсена і Бийкера. Дасться порівняльний аналіз запропонованих підходів.

The method of calculation of longshore currents and sediment transport in a near-shore area for an arbitrary bottom configuration and the line of a beach is offered. The method is based on refraction model with applying of average-out of amplitudes of water waves intersecting sides of grid elements. The field of longshore velocities is calculated on the base of theoretical formula given by Longuet-Higgins with radiation stress using various models for definition of horizontal mixing. The sediment transport is determined following the models of White-Ackers, Grant-Madsen and Bijker. The comparative analysis of the approaches offered is given.

ВВЕДЕНИЕ

Одними из важнейших литодинамических характеристик прибрежной зоны являются распределение поля вдольбереговых скоростей и транспорта наносов, вызванных косопоходящим волнением. Методики, применяемые при их расчете, разнятся между собой и плохо стыкуются с экспериментальными данными и натурными наблюдениями. Обзор этих методик дан в [1, 2].

Важнейший вклад в решение проблемы расчета вдольбереговых энергетических течений был сделан Лонге–Хиггинсом [3], который дал исчерпывающую физическую интерпретацию явления на основе концепции радиационных напряжений. Согласно этой концепции при косом подходе волн создается параллельный берегу поток количества движения S_{xy} . Изменение S_{xy} по нормали к берегу порождает продольную силу, прямо пропорциональную скорости диссипации энергии. Следовательно, течение возникает там, где диссипация весьма значительна, например, в прибойной зоне. Скорость V вдольберегового энергетического течения, генерируемого косопоходящим волнением, определяется уравнением баланса импульса в продольном направлении.

В отличие от других моделей, где скорость вдольберегового течения определялась только внутри прибойной зоны, Лонге–Хиггинс ввел коэффициент турбулентной вязкости. С появлением турбулентной вязкости течение выходит за пределы прибойной зоны, ширина его растет, а скорость падает, причем максимум ее смещается ближе к берегу. Кроме того, введение коэффициента турбулентной вязкости приводит к устранению разрыва скорости на линии обрушения. В работах [3–7] были рассмотрены различные модели для определения этого коэффициента.

Во всех подходах по расчету вдольберегового энергетического течения предполагалось, что линия уреза воды слабо отличается от прямолинейной, а изобаты глубин почти параллельны берегу.

В настоящей статье представлена методика расчета вдольбереговых течений при произвольной топографии дна и линии берега. Методика основана на рефракционной модели трансформации волн с применением метода осреднения амплитуд волн, пересекающих стороны элементов расчетной сетки, которой покрывается исследуемая область прибрежной зоны. По рассчитанному полю высот трансформированных волн с помощью критерия Миша находится линия обрушения.

Поле вдольбереговых скоростей определяется через радиационные напряжения по формуле Лонге–Хиггинса.

По рассчитанному полю вдольбереговых энергетических течений определяется вдольбереговой транспорт наносов. Многообразие существующих видов расчетных зависимостей вдольберегового транспорта сводится к основным двум. Во-первых, это зависимости, позволяющие произвести расчет вдольберегового транспорта без раздельного рассмотрения по видам движения твердых частиц [8–14]. Расчет в этом случае производят, исходя из пропорциональности вдольберегового транспорта наносов условным наносодвижущим силам. Во-вторых, зависимости, в которых отдельно рассчитывается транспорт наносов по дну, затем во взвешенном состоянии, и результаты расчетов суммируются [15, 16]. Как разновидность второго случая можно считать метод, когда рассчитывается средняя по глубине концентрация наносов (иначе мутность) по какому-либо нормирующему горизонту Z от дна. Определяется площадь сечения вдольберегового потока и расход воды через сечение. Затем определяется транспорт наносов [17–19].

Из обзора существующих подходов по расчету вдольберегового транспорта наносов, проведенного в [14, 20], наиболее приемлемыми являются подходы Уайта–Аккерса, Гранта–Мадсена и Бийкера. В этих подходах учитывается широкий спектр физических параметров процесса, происходящего в природных условиях при перемещении наносов.

В статье приведен сравнительный анализ предлагаемых подходов к определению вдольберегового транспорта наносов и даны рекомендации, какой из этих подходов следует применять в тех или иных условиях.

1. ВДОЛЬБЕРЕГОВОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ

Лонге–Хиггинс скорость вдольберегового энергетического течения определял через уравнение баланса импульса в продольном направлении [3]:

$$\tau_y + \frac{d}{dx} \left(\rho \nu_T H \frac{dV}{dx} \right) - \langle B_y \rangle = 0, \quad (1)$$

где τ_y – увлекающая сила, обусловленная радиационными напряжениями на мелкой воде,

$$\tau_y = \frac{5}{4} \alpha^2 \rho (gH)^{\frac{3}{2}} \frac{dH}{dx} \left(\frac{\sin \theta}{c} \right);$$

α – константа, значение которой заключено между 0.3 и 0.5; H – глубина воды; θ – угол набегания волны; c – фазовая скорость волны ($c = \sqrt{gH}$).

$\langle B_y \rangle$, описывающее донное трение, определяется выражением

$$\langle B_y \rangle = \frac{2}{\pi} C_f \alpha \rho \sqrt{gH} V,$$

где C_f – коэффициент трения. Вне прибойной зоны $\tau_y = 0$.

Средний член уравнения (1) описывает турбулентное перемешивание; ν_T – коэффициент турбулентной вязкости, равный произведению скорости турбулентных пульсаций u' на длину пути смешения l [21].

Лонге–Хиггинс принял путь смешения l пропорциональным расстоянию от берега $|x|$, а в качестве скорости турбулентных пульсаций взял фазовую скорость волны c [3]. Таким образом, по Лонге–Хиггинсу коэффициент турбулентной вязкости описывается соотношением

$$\nu_T = N |x| \sqrt{gH}, \quad (2)$$

где N – константа; $0 < N < 0.016$.

Боуэн и Инман [22] сравнили эту зависимость для коэффициента турбулентной вязкости ν_T с результатами натуральных наблюдений и экспериментальными данными. Был сделан вывод, что наблюдается хорошее совпадение в прибойной зоне, однако вне ее значение ν_T должно уменьшаться, в то время как зависимость (2) дает увеличение турбулентного перемешивания, что, очевидно, является неверным.

Краус и Сасаки [23] исходили из того, что скорость турбулентных пульсаций – это максимальная орбитальная скорость u_m , а путь смешения – это расстояние от берега $|x|$, умноженное на эмпирический коэффициент Γ (подобно коэффициенту N в модели Лонге–Хиггинса). Исходя из этого

$$\nu_T = \frac{1}{2} \Gamma \gamma \sqrt{gH}, \quad (3)$$

где γ – эмпирический критерий обрушения ($\gamma = h/H$).

Из этого соотношения видно, что при $\gamma = 0.8$ для постоянного уклона дна внутри прибойной зоны значение коэффициента турбулентной вязкости ν_T в модели Крауса и Сасаки будет в 2.5 раза меньше значения того же коэффициента, рассчитанного по формуле Лонге–Хиггинса (2).

Торнтон предположил [24], что скорость турбулентных пульсаций есть величина средней орбитальной скорости, а путь смешения l – это мак-

симальное значение амплитуды орбитальной придонной скорости. Отсюда

$$\nu_T = \frac{h^2 g T}{4\pi H}. \quad (4)$$

В модели Торнтон коэффициент турбулентной вязкости вычисляется на основе локальных параметров волнения и глубины, в отличие от моделей Лонге–Хиггинса и Крауса и Сасаки, в которых при вычислении этого коэффициента важную роль играет безразмерная эмпирическая константа (соответственно N и Γ).

В [5] была рассчитана скорость вдольберегового энергетического течения по модели Лонге–Хиггинса с использованием трех различных соотношений для коэффициента ν_T . Расчеты проводились при следующих значениях параметров: $h = 0.75$ м, $T = 5.96$ с, $\theta = 30^\circ$, $s = 0.016$, $\gamma = 0.55$.

Из представленных в [5] графиков (рис. 1) следует, что значения скоростей, рассчитанных с использованием коэффициента ν_T по моделям Торнтон (выражение (3), кривая 3) и Крауса и Сасаки (выражение (4), кривая 2) практически совпадают. Однако значения скоростей, рассчитанных с использованием формулы Лонге–Хиггинса (2) (кривая 1), для ν_T в районе

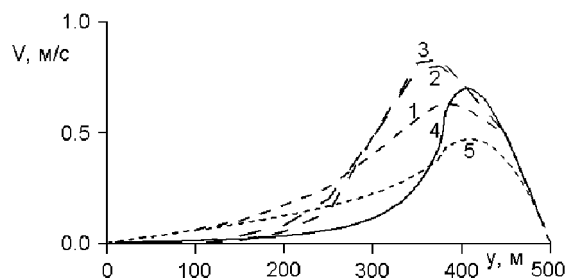


Рис. 1. Поперечные профили скоростей вдольберегового энергетического течения для различных соотношений коэффициента турбулентной вязкости ν_T

максимума внутри прибойной зоны (на $\sim 35\%$) меньше, чем значения скоростей, рассчитанных с использованием для ν_T модели Торнтон. Вне прибойной зоны наблюдается обратная картина.

Сравнительный анализ [6] вдольбереговых течений, рассчитанных по модели Лонге–Хиггинса с использованием выражения (2) для ν_T , с измеренными на гидравлической модели показал, что наблюдается превышение значений скорости вдольбереговых течений над измеренной скоростью. Это превышение растет по мере увеличения угла

набегания волн к берегу. Поэтому в работе [6] предложена зависимость для определения турбулентной вязкости ν_T как функция угла набегания волны к берегу θ :

$$\nu_T = 0.24 |x| \sqrt{gH} \sin^{\frac{3}{2}} \theta, \quad (5)$$

т.е. здесь $N = 0.24 \sin^{\frac{3}{2}} \theta$.

При использовании этого выражения теоретическое представление скорости вдольберегового течения намного лучше соответствует измеренному на гидравлической модели значению скорости.

На рис. 2 представлено сравнение экспериментальных данных (кривая 1) с профилями скоростей вдольберегового энергетического течения, рассчитанного по формуле Лонге–Хиггинса для случая, когда коэффициент турбулентной вязкости определяется по формуле (2) ($N = \text{const}$, кривые 2, 3) и по формуле (5) ($N = 0.24 \sin^{\frac{3}{2}} \theta$, кривые 4, 5).

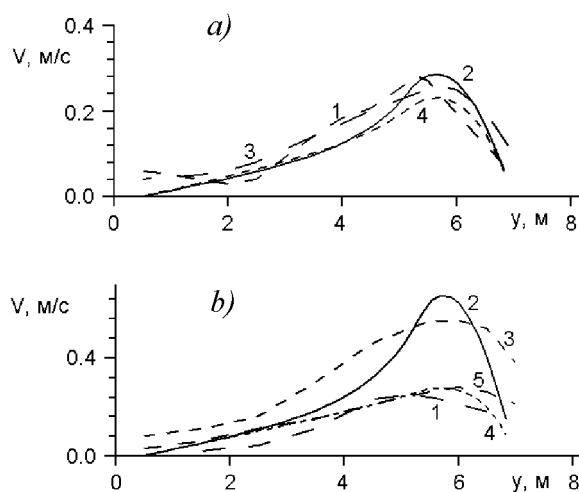


Рис. 2. Сравнение скоростей вдольберегового энергетического течения, рассчитанного по формуле Лонге–Хиггинса с экспериментальными данными

Расчеты проводились в рамках рефракционной модели [1] для плоского прямолинейного откоса с постоянным уклоном дна $s = 0.0615$ при следующих значениях параметров:

- а) $\theta = 15^\circ$, $T = 1$ с, $h = 10$ см;
- б) $\theta = 40^\circ$, $T = 1.1$ с, $h = 9$ см.

Линия обрушения определялась по рассчитанному полю высот трансформированных волн с помощью критерия Миша. Поле вдольбереговых скоростей рассчитывалось через радиационные напряжения по формуле Лонге–Хиггинса (1).

На рис. 2 кривыми 2 и 3 представлены значения скоростей при коэффициенте $N = \text{const}$; кривыми 4 и 5 – значения скоростей при $N = 0.24 \sin^{\frac{3}{2}} \theta$.

Различия в значениях скоростей между кр 2 и 3 объясняются тем, что рефракционная ча решалась с помощью разных моделей, кс описаны в работах [1] (кривая 2) и [6] (кри

Отметим, что рефракционная модель в [6] ется менее точной, так как ее можно при только для дна с постоянным уклоном. М описанная в [1], применима для произвольн пографии дна.

Из представленных графиков следует, ч малого угла набегания волны ($\theta = 15^\circ$) (р значения скоростей при $N = \text{const}$ (кривы незначительно превышают значения скоро районе максимума ($\sim 20\%$), рассчитанн $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$ (кривая 4). Вне прибойной значения скоростей (кривые 2 и 3) практ совпадают. Значения экспериментальных стей (кривая 1) близки к значениям вдольх скоростей, рассчитанных по модели Хиггинса. Но более близкими являются малые значения скоростей на экспериме ной кривой 1 и кривой 2, для расчета ско которой применялась рефракционная модел санная в [1].

Для больших углов набегания волн ($\theta = 40^\circ$) (рис. 2,б) вдольбереговые скорости, определенные экспериментальным путем и рассчитанные по модели Лонге-Хиггинса для случая $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$ (кривые 4, 5), практически совпадают. Однако скорости, рассчитанные при $N = \text{const}$ (кривые 2, 3), внутри прибойной зоны намного превышают значения экспериментальных скоростей.

На рис. 1 кривыми 4 и 5 представлены значения скоростей, рассчитанные при $N = \text{const}$ и $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$ с использованием рефракционной модели, описанной в [1]. Из графика видно, что, как и в предыдущем случае, внутри прибойной зоны значения скоростей, рассчитанных при $N = \text{const}$, существенно превышают значения скоростей, рассчитанных при $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$.

На рис. 3 построена лучевая картина трансформации волн в бухте параболической формы при длине волны $\lambda = 119.5$ м и высоте волны $\bar{h} = 3.24$ м, [1], а на рис. 4 построены соответствующие им поперечные профили вдольбереговых течений вдоль лучей, приведенных на рис. 3, рассчитанные по модели Лонге-Хиггинса для $N = \text{const}$ (кривые 1, 2, рис. 4,а и кривые 1-3, рис. 4,б) и $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$ (кривые 3,4, рис. 4,а и кривые 4-6, рис. 4,б).

Из представленного графика следует, что для больших углов набегания волн ($60^\circ < \theta < 20^\circ$), значения скоростей, рассчитанных при $N = \text{const}$ (кривые 1, 2, рис. 4,а) значительно пре-

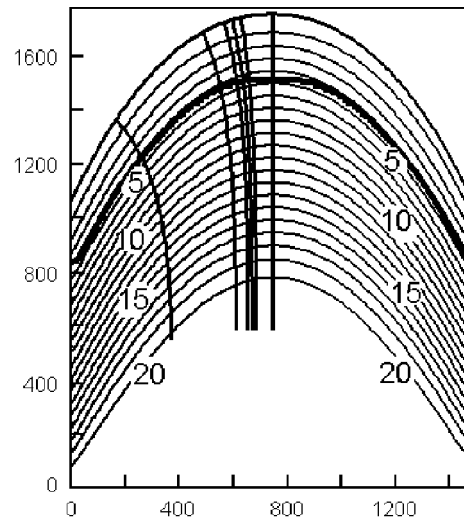


Рис. 3. Лучевая картина трансформации волн для бухты параболической формы при $\lambda = 119.5$ м, $\bar{h} = 3.24$ м

вышают значения скоростей, рассчитанных при $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$ (кривые 3, 4, рис. 4,а). Для угла набегания $\theta = 13.5^\circ$ (кривая 1, рис. 4,б) значение скорости при $N = \text{const}$ уже ненамного превышает значение скорости, полученной при $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$ (кривая 4, рис. 4,б). Для $\theta = 12^\circ$ значения скоростей, рассчитанных при $N = \text{const}$ и $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$, практически совпадают (кривые 2, 5, рис. 4,б). Для углов набегания волн $\theta < 10^\circ$ значения скоростей, рассчитанных при $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$, уже превышают значения скоростей при $N = \text{const}$ (кривые 3, 6, рис. 4,б).

Таким образом, для расчета скоростей вдольберегового энергетического течения при малых углах набегания волн ($\theta < 15^\circ$) следует использовать модель Лонге-Хиггинса при $N = \text{const}$, а для больших углов набегания волн следует принимать $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$. Значения скоростей, рассчитанных с использованием моделей Торнтон и Красса и Сасаки для ν_T , намного превышают значения скоростей, рассчитанных даже при $N = \text{const}$. Следовательно, они будут хуже соответствовать натурным и экспериментальным данным.

2. ВДОЛЬБЕРЕГОВОЙ ТРАНСПОРТ НАНОСОВ

Вдольбереговой транспорт наносов в общем можно рассматривать двумя способами. Один из них определяет группу глобальных формул, вто-

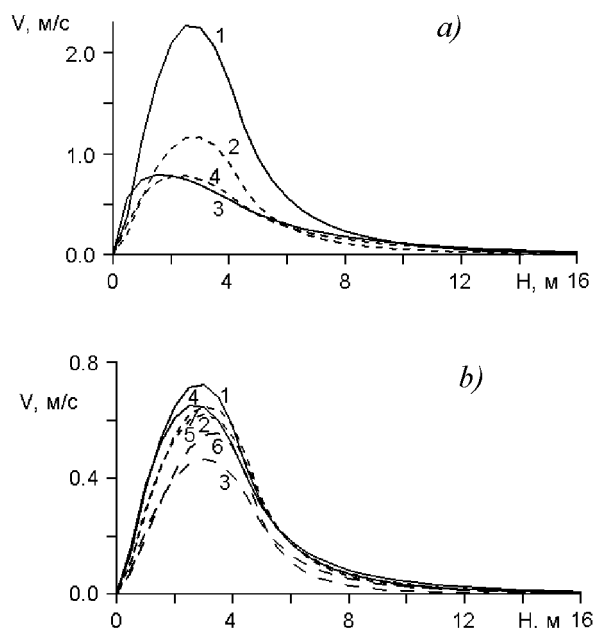


Рис. 4. Поперечные профили вдольбереговых течений вдоль лучей, отмеченных на рис. 3, рассчитанные по формуле Лонге-Хиггинса при $N = \text{const}$ и $0.24 \sin^{\frac{3}{2}} \theta$

рой – локальных формул. Для наиболее эффективного выбора модели, описывающей транспорт влекомых наносов, применяются три различных метода расчетов. Выбор этих методов проводился на основе проведенных ранее исследований [25, 26]. К выбранным методам в данной работе принадлежит модель Гранта-Мадсена (глобальная или общая формула), а также модели Бийкера и Уайта-Аккерса (локальные или специальные формулы).

Метод Гранта-Мадсена выражается следующей зависимостью:

$$Q(y) = 1.7wD \left[\frac{f_{cw}}{g \left(\frac{\rho}{\rho_s} - 1 \right) D} \right]^3 U_B^5 v(y), \quad (6)$$

где w – скорость осаждения частиц; D – диаметр частиц; ρ и ρ_s – плотность наносов и воды; f_{cw} – коэффициент трения; U_B – максимальная орбитальная скорость волны у дна; v – скорость вдольберегового течения.

Модель Бийкера – это метод расчета транспорта наносов, в рамках которого отдельно рассчитывается транспорт влекомых и транспорт взвешенных наносов:

$$Q(y) = Q_b(y) + Q_s(y). \quad (7)$$

Транспорт влекомых наносов определяется зависимостью

$$Q_b(y) = 5D_{50} \frac{v}{Ch} g^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ \frac{-0.27 \Delta D_{50} \rho g}{\mu \tau_c \left[1 + \frac{1}{2} \left(\xi \frac{U_B}{v} \right)^2 \right]} \right\}, \quad (8)$$

где μ – коэффициент ряби на поверхности донных отложений

$$\mu = \left(\frac{Ch}{Ch_{90}} \right)^{\frac{3}{2}};$$

Ch – коэффициент Шези,

$$Ch = 18 \log \left(\frac{12H}{r} \right);$$

Ch_{90} – коэффициент Шези для фиксированной крупности песка,

$$Ch_{90} = 18 \log \left(\frac{12H}{D_{90}} \right);$$

D_{50} – диаметр частиц, составляющий 50% от общего гранулометрического состава; r – коэффициент рифельной шероховатости дна; Δ – относительная плотность материала, $\Delta = (\rho_s - \rho) \rho$; τ_c – донное сдвигающее напряжение, обусловленное течением; ξ – эмпирический коэффициент, равный $0.575Ch$.

Для расчета транспорта взвешенных наносов Бийкер использовал уравнение диффузии Эйнштейна-Роуза [11, 27], видоизменив его следующим образом:

$$Q_s(y) = 1.83Q_b \left[I_1 \ln \left(\frac{33H}{r} \right) + I_2 \right], \quad (9)$$

где I_1, I_2 – интегралы Эйнштейна [11].

Третий из применяемых методов, то есть модель Уайта-Аккерса, представляется следующей зависимостью:

$$Q = v \frac{1}{1-p} D_{35} \left[\frac{v'}{v'_{*c}} \right]^n \times \frac{C_{Dgr}}{A^m} \left[\frac{v' \left\{ \frac{v'_{*c}}{v} \right\}^n Ch_{35}^n}{Ch_{35} g^{\frac{n}{2}} (\Delta D_{35})^{\frac{n}{2}}} - A \right]^m, \quad (10)$$

где $1/(1-p)$ – безразмерный коэффициент пористости наносов, равный 1.45 [25]; D_{35} – диаметр

Табл. 1.

θ	T, c	h, cm	$Q_B, cm^3/c$	$Q_{GM}, cm^3/c$	$Q_{WA}, cm^3/c$	$Q_{meas}, cm^3/c$	Примечания
15°	1	10	28.2	31.8	12.2	15.2	$N = const$
			15.5	27.7	5.9		$N = 0.24 \sin^{\frac{3}{2}} \theta$
			74.5	40	10.5		$N = const, [6]$
40°	1.1	9	82.5	87.7	331.9	21.1	$N = const$
			42.8	43.8	15.2		$N = 0.24 \sin^{\frac{3}{2}} \theta$
			118.2	58.5	45.1		$N = 0.24 \sin^{\frac{3}{2}} \theta, [6]$

частиц, составляющий 35% от общего гранулометрического состава;

$$v' = v \left[1 + \frac{1}{2} \left(\xi' \frac{U_B}{v} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}};$$

$$v'_{*c} = v'_{*c} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\xi \frac{U_B}{v} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}};$$

ξ' – параметр Бийкера; n, m, A, C_{Dgr} – безразмерные коэффициенты, представленные Свартом следующими эмпирическими зависимостями: $n = 1 - 0/2432 \ln(D_r)$,

$$m = \frac{9.66}{D_r} + 1.34;$$

$$A = \frac{0.23}{D_r} + 0.14;$$

$$C_{Dgr} = \exp \left[2.86 \ln(D_r) - 0.4343 (\ln(D_r))^2 - 8.128 \right],$$

здесь D_r – безразмерный диаметр частиц.

В табл. 1 представлено сравнение экспериментальных данных [6] и расчетных значений вдольберегового транспорта наносов, вычисленных по моделям Гранта–Мадсена, Бийкера и Уайта Аккерса. Расчеты проводились для двух углов набегания волн $\theta = 15^\circ$ и $\theta = 40^\circ$ при следующих значениях параметров: $D_{50} = 2$ мм, $\rho = 2.65$ г/см³, $w = 0.31$ м/с. Для сравнения в этой же таблице представлены аналогичные расчетные данные работы [6].

Из результатов, приведенных в этой таблице, следует, что вдольбереговой транспорт наносов, рассчитанный по моделям Бийкера и Гранта–Мадсена при $N = const$ для $\theta = 15^\circ$ почти в два раза превышает транспорт наносов, полученный экспериментальным путем. Для $\theta = 40^\circ$ при

$N = const$ отличие теоретических результатов от экспериментальных данных еще более возрастает. Наилучшее соответствие с экспериментальными данными дает метод Уайта–Аккерса. Отметим также, что результаты расчетов, полученные на основе предлагаемой методики, значительно лучше соответствуют экспериментальным данным, чем результаты работы [6], так как в ней используется более общая модель рефракции волн.

Табл. 2.

N		t, час					
		12	24	14	28	23	101
1	θ	17°	17°	17°	17°	17°	
	\bar{h}, cm	26	29	35	45	32	
	T, cm	4.1	4.3	4.65	5.4	5.2	
		23	18	19	11	25	96
2	θ	40°	40°	36°	32°	32°	
	\bar{h}, cm	33	60	66.5	50	50	
	T, cm	5.	6	6	5.6	5.6	

В табл. 2 приведены расчетные данные для двух волновых ситуаций, по которым имеются натурные наблюдения за вдольбереговым транспортом наносов во время экспедиции Любятово–81 [6].

По этим данным выполнены расчеты вдольберегового транспорта наносов по моделям Гранта–Мадсена, Уайта–Аккерса и Бийкера. В первой волновой ситуации расход транспорта наносов определялся за 101 час и составил:

$$Q_{meas} = 1563 \text{ м}^3/101 \text{ час};$$

$$Q_{GM} = 900 \text{ м}^3/101 \text{ час},$$

$$(Q_{GM} = 1211 \text{ м}^3/101 \text{ час}, [6]);$$

$$Q_{WA} = 210 \text{ м}^3/101 \text{ час},$$

$$(Q_{WA} = 500 \text{ м}^3/101 \text{ час}, [6]);$$

$$Q_B = 123 \text{ м}^3/101 \text{ час}.$$

Во второй ситуации расход определялся за 96 часов и составил:

$$Q_{meas} = 6500 \text{ м}^3/96 \text{ час};$$

$$Q_{GM} = 6832 \text{ м}^3/96 \text{ час},$$

$$(Q_{GM} = 5000 \text{ м}^3/96 \text{ час}, [6]);$$

$$Q_{WA} = 2305 \text{ м}^3/96 \text{ час},$$

$$(Q_{WA} = 300 \text{ м}^3/96 \text{ час}, [6]);$$

$$Q_B = 475 \text{ м}^3/96 \text{ час}.$$

Из приведенных данных можно сделать вывод, что по сравнению с натурными данными наилучшее соответствие дает метод Гранта–Мадсена. Методы Уайта–Аккерса и Бийкера дают заниженные результаты.

Представленные выше результаты относились к плоским откосам и прямолинейной линии берега. Ниже мы рассмотрим применение этих моделей для произвольной топографии дна и линии берега. В качестве примера взята бухта параболической формы (рис. 3). В этой бухте изобаты глубин отслеживают контур берега до глубины моря $H = 20$ м. Далее дно считается ровным. При трансформации волн первоначально прямые лучи по разному изгибаются на разных участках берегового склона. Поэтому в рамках одной и той же задачи мы попытаемся оценить для каких углов набегания при непрямолинейной линии берега и сложной топографии дна можно применять те или иные модели транспорта наносов.

В табл. 3 представлены результаты расчетов вдольберегового транспорта наносов вдоль изобат в зоне лучей, отмеченных на рис. 3 жирной линией для диаметра частиц наносов $D = 0.5$ мм и $D = 0.1$ мм. Поле вдольбереговых скоростей вдоль этих лучей рассчитывалось по формуле Лонге–Хиггинса при $N = \text{const}$ и $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$ (рис. 4).

Из табл. 3 видно, что в моделях Уайта–Аккерса и Гранта–Мадсена, чем больше диаметр наносов, тем меньше значения вдольберегового потока наносов Q . В модели Бийкера наблюдается обратная картина. Для больших углов набегания волн в моделях Уайта–Аккерса и Гранта–Мадсена Q , рассчитанное при $N = \text{const}$ в несколько раз выше значений Q , рассчитанного при $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$. Для остальных углов набегания волн значения величины Q , определенной по различным формулам для коэффициента N , соизмеримы между собой. Для $\theta < 10^\circ$ Q , полученный при $N = \text{const}$, меньше расхода наносов, рассчитанного при $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$. Таким образом, как отмечалось выше,

Табл. 3.

N	θ , град	Q_B , м ³ /с	Q_{GM} , м ³ /с	Q_{WA} , м ³ /с
$N = \text{const}, D = 0.1\text{мм}$				
1	56	0.02	7.23	90.9
2	22.5	0.012	4.75	11.76
3	13.5	0.0091	3.55	4.33
4	12	0.0078	3.1	2.72
5	8	0.0072	2.98	1.9
6	0.2	0.0002	0.08	0.00002
$N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta, D = 0.1\text{мм}$				
7	56	0.0096	2.68	2.8
8	22.5	0.01	3.5	3.6
9	13.5	0.0088	3.2	2.9
10	12	0.0077	2.9	2
11	8	0.0072	3.1	2.2
12	0.2	0.0002	0.1	0.0001
$N = \text{const}, D = 0.5\text{мм}$				
13	56	0.5	0.57	0.46
14	22.5	0.35	0.37	0.073
15	13.5	0.26	0.28	0.027
16	12	0.22	0.24	0.017
17	8	0.2	0.23	0.01
18	0.2	0.006	0.006	0
$N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta, D = 0.5\text{мм}$				
19	56	0.26	0.21	0.022
20	22.5	0.29	0.27	0.025
21	13.5	0.24	0.25	0.018
22	12	0.21	0.23	0.026
23	8	0.2	0.24	0.012
24	0.2	0.006	0.008	0

для расчета как вдольберегового течения, так и вдольберегового транспорта наносов для малых углов подхода волн следует выбирать коэффициент $N = \text{const}$, а для больших углов $N = 0.24\sin^{\frac{3}{2}}\theta$. Кроме того, из табл. 3 также можно увидеть, что для больших углов набегания волн ($60^\circ < \theta < 20^\circ$) при $N = \text{const}$ и $D = 0.1$ мм вдольбереговой транспорт Q_{WA} , определенный по модели Уайта–Аккерса, существенно превышает значения транспорта наносов Q_{GM} , рассчитанного по модели Гранта–Мадсена. Для остальных случаев расчетов при $D = 0.1$ мм наблюдается незначительное различие в результатах, определенных по этим моделям. При $D = 0.5$ мм $Q_{WA} < Q_{GM}$. Что касается модели Бийкера, то для малого диаметра наносов $D = 0.1$ мм вычисленный вдольбереговой транспорт наносов Q_B получился сильно заниженным по сравнению с другими моделями, а при $D = 0.5$ мм его значения сопоставимы со зна-

чениями Q_{WA} и Q_{GM} . Из анализа также следует, что при $N = \text{const}$ с уменьшением угла набегания волны значения уменьшаются. Это вызвано тем, что между урезом воды и линией обрушения для $N = \text{const}$ существует ярко выраженный экстремум вдольбереговой скорости, который уменьшается при уменьшении угла подхода волны (рис. 4,а, кривые 1, 2 и рис. 4,б, кривые 1–3). При $N = 0.24 \sin^{\frac{3}{2}} \theta$ экстремум более пологий, максимумы сдвигаются ближе к урезу воды и их величина не сильно зависит от угла набегания (рис. 4,а, кривые 3, 4 и рис. 4,б, кривые 4–6). Вследствие этого расход наносов, который определялся интегрированием элементарных расходов по лучу волны, при уменьшении угла может увеличиваться. Кроме того, поскольку вдольбереговой расход наносов рассчитывался по лучу, а чем больше угол набегания, тем меньше глубина обрушения волн H_b и тем меньше область эффективного транспорта наносов l (табл. 4), то зависимость величины расхода Q от угла оказывается более сложной. Здесь нет такой монотонной зависимости расхода наносов от угла набегания волн, как при $N = \text{const}$ (табл. 3).

Табл. 4.

N	θ , град.	l , м	h_b , м
1	56	787	4.2
2	22.5	888	4.3
3	13.5	896.4	4.43
4	12	898.4	4.48
5	8	901	4.5
6	0.2	903.5	4.6

Из анализа результатов, представленных в табл. 1–3, можно сделать вывод, что наиболее подходящими методами для расчета вдольберегового транспорта наносов являются методы Уайта–Аккерса и Гранта–Мадсена. Метод Бийкера следует применять осторожно, так как он дает несоответствие в результатах по сравнению с другими методами. И, как уже говорилось ранее, метод Уайта–Аккерса лучше отображает экспериментальные данные, а метод Гранта–Мадсена – натурные.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный в статье сравнительный анализ применимости метода Лонге–Хиггинса к расчету вдольбереговых энергетических течений с использованием различных моделей для определе-

ния коэффициента турбулентной вязкости показал, что наиболее приемлемой является модель Лонге–Хиггинса при $N = \text{const}$ для малых углов набегания волн и при $N = 0.24 \sin^{\frac{3}{2}} \theta$ – для больших углов набегания. Значение вдольбереговых скоростей, рассчитанных с использованием других моделей для определения коэффициента турбулентной вязкости, намного превышает значения скоростей, рассчитанных даже при $N = \text{const}$. Поэтому они будут хуже согласовываться с экспериментальными и натурными данными. Показано также, что из известных моделей расчета транспорта наносов для произвольной топографии дна и линии берега наилучшее соответствие с экспериментальными данными дает модель Уайта–Аккерса, а с натурными измерениями – модель Гранта–Мадсена.

1. В.В. Бондарь, В.В. Яковлев Вдольбереговые энергетические течения для произвольной топографии дна при регулярном волнении // Прикладная гидромеханика.– 2001.– **3(75)**, 1.– С. 12–19.
2. Войцехович О.В., Цайтц Е.С. Анализ методов расчета скоростей вдольберегового течения // Водные ресурсы.– 1985.– 3.– С. 34–40.
3. M.S. Longuet-Higgins Longshore current generated by obliquely incident sea waves, 2 // Journal of Geophys.– 1970.– **v.75**, N **33**.– P. 6790–6801.
4. McDougal W.G., Hudspeht R.T. Influence of lateral mixing on longshore currents // Ocean Engineering.– 1986.– Vol. 13, No 5.– P. 89–101.
5. M. Szmytkiewich, M. Skaja Model pradow wzdłużbrzegowych dla rewowego profilu dna i wielokrotnego zalamanie fail // Rozprawy hydrotechniczne.– 1993.– N 56.– С. 89–109.
6. Z. Pruszek, M. Szmytkiewich Model transportu osadów i zmian dennych morza bezplywowego // Archiwum hydrotechniki.– 1987.– **34**, N **3–4**.– P. 253–275.
7. Леонтьев И.О. Расчет волн, течений и вдольбереговых потоков наносов в прибрежной зоне // Океанология.– 1993.– **33**, 4.– С. 429–434.
8. Сафронова Е.И., Сидорчук В.Н., Суздальцев А.И. К определению расхода наносов во вдольбереговых волновых потоках // Гидромеханика.– 1976.– 33.– С. 51–53.
9. Цайц Е.С., Хомичкий В.В. Исследование вдольберегового стока наносов при изменяющемся уклоне береговой отмели // Гидромеханика.– 1978.– 38.– С. 66–70.
10. Ackers Pand, White W.R. Sediment transport: New approach and analysis; Proc. ASCE // Journal of the Hydraulics Division.– 1973.– NY 11, November.– P. 201–2060.
11. Einstein H.A. The bed-load function for sediment transportation in open channel flows // US. Dep., Agric. Soil Conserv. Serv.– 1950.– **B**, N **1026**.– P. 420–424.
12. Komar P.D., Inman D.L. Longshore sand transport on beaches // J. of Geophysical Res.– 1970.– Vol. 75, N 30.– P. 5914–5927.
13. Swart D.H. Predictive equations regarding coastal transports // Proc. Coastal Eng. Conf. 15th.– 1976, Honolulu, Vol. 11, ch66.– P. 254–259.

14. *Van de Graaff J., Van Overeem J.* Evaluation of sediment transport formulae in coastal engineering practice // *Coast. Eng.*– 1979.– Vol. 3.– P. 1–32.
15. *Bijker E.W.* Some considerations about scales for coastal models with movable bed.– Delft Hydraulics Laboratory: 1967, Publication No 50.– 31–40 p.
16. *Bijker E.W.* Longshore transport computations // *Proc. ASCE, J. of the waterways, harbors and coastal eng.*– 1971.– WW4, November.– P. 687–701.
17. *Шварцман А.Я., Макарова А.И.* Усовершенствование метода расчетов ветрового взмучивания // *Труды ГГИ.*– 1972.– Вып. 191.– С. 172–181.
18. *Fleming C.A.* The development and application of a mathematical sediment transport model // *Ph.D. thesis.*– University of Reading, 1977.– P. 14–18.
19. *Леонтьев И.О.* Динамика прибойной зоны.– М.: Изд. ИО АН, 1989.– 184 с.
20. *Филиппов А.П.* Обзор методов расчета вдольберегового транспорта наносов.– Ин-т океанологии АН СССР, Южное отделение: Геленджик, 1985.– 40 с.
21. *Ле Меоте Б.* Введение в гидродинамику и теорию волн на воде.– Л.: Гидрометеоиздат, 1974.– 366 с.
22. *Bowen A.J., Inman D.L.* Nearshore mixing due to waves and wave-induced currents // *Rapp. P. v. Reun. Cons. Int. Explor. Mer.*– 1974.– 167.– P. 6–12.
23. *Kraus N.C., Sasaki T.O.* Effect of wave angle and lateral mixing on the longshore currents // *Coastal Eng.*– 1979.– Vol. 22.– P. 59–74.
24. *Thornton E.* Variation of longshore current across the surf zone. // *Proceedings of the 12th Conference on Coast. Eng.*– 1970, Vol. 1.– P. 291–308.
25. *Coastal sediment transport, computation of longshore transport Delft Hydraulics Laboratory Rep. R. 968-1* // September.– 1976, Delft.– P. 55–60.
26. *Z. Pruszek, R. Zeidler* Tarcie przydenne i natezenie przeplywu osadow w morskiej strefie brzegowej z mikroformami dennymi // *Prace IBW PAN.*– Gdansk, 1978.– Nr 4.– С. 111–120.
27. *Rouse H.* Experiments on the mechanics of sediment suspension.– Cambridge: Mass, 1938.– 238 p.