

УДК 532.593

ВДОЛЬБЕРЕГОВЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ТОПОГРАФИИ ДНА ПРИ РЕГУЛЯРНОМ ВОЛНЕНИИ

В. В. БОНДАРЬ, В. В. ЯКОВЛЕВ

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Получено 15.11.2000

Предлагается метод расчета вдольбереговых течений 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. Это позволяет обойти проблемы, возникающие с интерпретацией результатов в зоне пересечения лучей и более точно определить поле высот волн в рассматриваемой области. По рассчитанному полю высот трансформированных волн с помощью критерия Миша находится линия обрушения. Поле вдольбереговых течений определяется через радиационные напряжения по формулам Лонге-Хиггинса и Лю и Далримпла.

Пропонується спосіб розрахунку вздовжберегових течій в 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. Це дозволяє обминути проблеми, що виникають з інтерпретацією результатів у зоні перетину променів і більш точно визначити поле висот хвиль в області, що розглядається. По розрахованому полю висот трансформованих хвиль за допомогою критерія Міша знаходиться лінія руйнування хвиль. Поле вздовжберегових течій визначається через радіаційні напруги за формулами Лонге-Хіггінса та Лю і Далрімпла.

The computational method of longshore currents in a near-shore area with arbitrary bottom configuration and the line of 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. It allows to work problems associated with interpretation of results in site a zone of rays crossing and to specify more exactly a field of water waves height in area considered. The breaker line is determined with the help of Miche criterion on the base of calculated field of height of the transformed waves. The field of longshore currents is calculated using theoretical formula given by Lounguett-Higgins and Liu&Dalrymple.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование трансформации поверхностных волн над естественным или искусственным рельефом морского дна в полной нелинейной постановке является чрезвычайно сложной проблемой. Поэтому для решения задач, связанных с расчетами вдольбереговых течений, литодинамическими процессами, устойчивостью и эффективной работой берегозащитных сооружений и др., обычно используются упрощенные модели. В частности, для расчета волновых полей в прибрежной зоне используют рефракционные модели, в которых не учитываются эффекты отражения и дифракции волн. Рефракционные модели справедливы для малых уклонов дна, однако их большим преимуществом является сведение исходной трехмерной задачи о распространении волн в жидкости переменной глубины к системе четырех обыкновенных дифференциальных уравнений. Это существенно снижает объем и погрешность вычислений и позволяет рассчитывать трансформацию волн в акваториях, размеры которых на несколько порядков превышают длину волны.

При численной реализации рефракционных мо-

делей для реальных объектов, как правило, возникают проблемы, связанные с интерпретацией значений амплитуд волн в области пересечения лучей [1]. Пересечения лучей возникают, во-первых, как следствие неизбежных погрешностей задания батиметрии по натурным данным ("ложные каустики"), во-вторых, имеют место в областях, где уклоны дна достаточно велики и образование каустик происходит за счет фокусировки лучей. Пересечение первого типа стараются избежать, сглаживая рельеф дна для расчета рефракции. Во втором случае в зоне реальных каустик, не выходя за рамки строгой теории рефракции, расчет проводить нельзя. Однако преимущества рефракционного подхода, связанные с простотой реализации модели и возможностью исследования трансформации волн на больших акваториях, стимулируют разработку методов построения приближенных решений в зоне пересечения лучей. В частности, в работах [2,3] применяется метод осреднения амплитуд волн, основанный на определении плотности лучей, пересекающих стороны элементов расчетной сетки.

В настоящей работе расчет амплитуд трансформированных волн выполнялся до некоторой предельной глубины, где вследствие проявления нели-

нейных эффектов происходит обрушение волн. От линии обрушения и до уреза воды высота волны рассчитывается в соответствии со СНИП 2.06.04-82*.

Полученные в результате решения задачи рефракции волн характеристики трансформированных волн могут быть использованы для расчета вдольбереговых течений.

Впервые выражение для осредненной по величине скорости вдольберегового течения и его физическую интерпретацию дали Путнам, Манк и Трэйлор [4]. Согласно этой работе, течение генерируется за счет энергии от продольной составляющей потока волновой энергии, часть которой уравнивается работой сил трения. В дальнейшем подход Путмана и др. в различных модификациях применялся многими исследователями. Обзор этих полуэмпирических моделей дан в работе [5].

Хотя многие полуэмпирические модели в той или иной степени подтверждаются данными натурных наблюдений, они не дают возможность достаточно ясно изучить природу вдольбереговых течений и, в частности, определить изменение скорости по его поперечному сечению.

Важнейший вклад в решение проблемы расчета вдольбереговых энергетических течений был сделан Лонге-Хиггинсом [6], 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 косопадающим волнением, определяется уравнением баланса импульса в продольном направлении.

В дальнейшем подход Лонге-Хиггинса был развит другими исследователями, которые стремились преодолеть те или иные ограничения в постановке задачи. В частности, Лю и Далримпл обобщили подход Лонге-Хиггинса на случай достаточно сильного течения $U/u_m \geq 1$ при больших углах подхода волн [7].

В работе [8] представлена методика расчета вдольбереговых энергетических течений при нерегулярном волнении моря для склона переменной глубины с прямолинейной линией берега. В отличие от Лонге-Хиггинса автор предлагает использовать коэффициент турбулентной вязкости в фор-

ме, предложенной в работах [9, 10].

Все перечисленные выше подходы предполагали, 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 формулам Лонге-Хиггинса и его модификациям.

1. ТРАНСФОРМАЦИЯ И РАЗРУШЕНИЕ ВОЛН

Коротко изложим основные положения методики расчета трансформации волн в прибрежной зоне. В рамках линейной теории рефракции вектор координат луча $\vec{r}(x, y)$ и волновой вектор $\vec{k}(k_x, k_y)$ определяются системой уравнений Гамильтона [1]

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\omega}{d\vec{k}}, \quad (1)$$

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{d\omega}{d\vec{r}}. \quad (2)$$

Здесь ω определяется дисперсионным соотношением

$$\omega = \sqrt{gk \operatorname{th} kH}, \quad (3)$$

где $H(x, y)$ - глубина жидкости, k - модуль волнового вектора, g - гравитационная постоянная.

Подстановка соотношения (3) в уравнения (1)-(2) с учетом определения длины дуги S , пройденной лучом,

$$S = \int_{t_0}^t c dt,$$

приводит к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, определяющих координаты луча и компоненты волнового вектора [1]:

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = \frac{\vec{k}}{k} \quad (4)$$

$$\frac{d\vec{k}}{ds} = g \frac{k^2 \vec{\nabla} H}{2c\omega \operatorname{ch}^2 kH}, \quad (5)$$

где c - групповая скорость, определяемая выражением

$$\vec{c} = \frac{d\omega}{d\vec{k}} = g \frac{\text{sh}^2 kH + 2kH}{\sqrt{2k \text{sh} 2kH}} \cdot \frac{\vec{k}}{k}. \quad (6)$$

Амплитуда волн A определяется из уравнения сохранения волнового действия [1], которое для постоянной частоты ω запишется следующим образом [1]:

$$\nabla (cE)_o = 0, \text{ где } E = \frac{1}{2} \rho g A^2. \quad (7)$$

Для тонкой лучевой трубки при интегрировании этого уравнения получим

$$(cA^2b)_o = cA^2b, \quad (8)$$

где b - расстояние между точками лучей равной фазы. Над гладким рельефом дна при отсутствии пересечения лучей численное решение системы уравнений (4)-(5) позволяет построить план рефракции и с помощью соотношения (8) вычислить амплитуду трансформированных волн в рассматриваемой области. После пересечения лучей соотношение (8) уже неприменимо.

Если предположить, что начальный фронт волны расположен на прямой линии с расстоянием между лучами b_o , и проинтегрировать уравнение (7) по прямоугольнику со сторонами l и b_o , то после ряда преобразований и аппроксимации интеграла конечной суммой приходим к формуле [1]:

$$\frac{A}{A_o} = \sqrt{\frac{b_o}{l}} c_o \sum_{i=1}^m \frac{1}{c_i \cos \varphi_i}, \quad (9)$$

где A - амплитуда волн, осредненная на отрезке длиной l ; c_i - рассчитанная по формуле (6) групповая скорость волн на i -ом луче, пересекающем отрезок l ; φ_i - угол между i -м лучом и нормалью к отрезку l ; m - число лучей, пересекающих отрезок l .

Изложенная методика осреднения волновых амплитуд позволяет рассчитать трансформацию волн в зонах каустик с удовлетворительной точностью при сохранении присущих лучевому методу преимуществ малого объема вычислений.

В результате расчетов можно определить параметры трансформированных волн в рассматриваемой области: направление, амплитуды и длины волн как для каждого луча, так и в узлах сетки разбиения. Линия первого обрушения определяется по критерию Миша [11]:

$$\left(\frac{h}{\lambda}\right)_b = 0.14 \text{th} 2\pi \left(\frac{H}{\lambda}\right)_b. \quad (10)$$

Последующие линии обрушения и высоты трансформированных волн вычисляются по формулам СНИП 2.06.04-82*.

2. ВДОЛЬБЕРЕГОВОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ

В рамках изложенной выше рефракционной модели расчет высот трансформированных волн угла подхода и длины волны ведется фактически вдоль некоторой тонкой лучевой трубки (при достаточно малом начальном расстоянии между лучами и шагом сетки). Поскольку характеристики трансформированных волн в пределах этой трубки достаточно близки, то для нее процесс набегания волн на произвольный берег можно интерпретировать как фрагмент набегания волн на прямолинейный участок берега с характерными глубинами, присущими этой лучевой трубке. Поэтому общую задачу определения скорости вдольберегового течения при произвольной топографии дна и линии берега можно свести к последовательности задач для каждой лучевой трубки и соответствующем прямолинейном участке берега. Иными словами, если мы имеем тонкую лучевую трубку, связанную с j -м лучом, то в глобальной системе координат (x, y) по рефракционной модели мы определяем высоту трансформированных волн $h(x, y)$, угол подхода $\theta(x, y)$ и длину волны $\lambda(x, y)$. В системе координат (x_j, y_j) , связанной с j -м лучом, соответствующий прямолинейный участок берега будет расположен вдоль оси Ox_j (рис.1). В пределах этой лучевой трубки мы можем считать, что

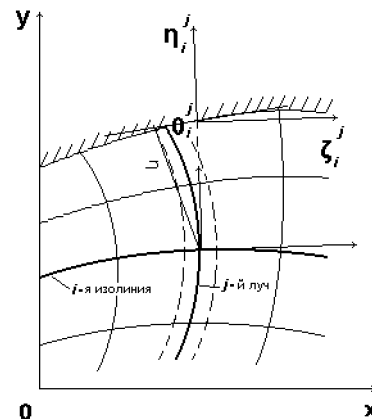


Рис. 1.

глубина моря $d(y_j)$, угол набегания волны $\theta(y_j)$, высота волны $h(y_j)$ являются функциями координаты y_j .

наты y_j и изменяются только в направлении, перпендикулярном берегу.

В рамках этих предположений общую задачу определения скорости вдольберегового энергетического течения при произвольной топографии дна и линии берега можно свести к следующему. Предполагается, что на рассматриваемом участке прибрежной зоны батиметрия дна и береговая линия задаются некоторой табличной функцией. В глобальной системе координат XOY по изложенной выше рефракционной модели определяем координаты точек лучей (x, y) , значения высот $h(x, y)$ и длин $\lambda(x, y)$ трансформированных волн, а также изменения глубины $H(x, y)$ вдоль луча волны. Изолинии глубин на рассматриваемом участке строятся следующим образом. Для каждого выбранного значения изобаты H_i ($i = 1, m$ - количество изолиний глубин) анализируются значения глубин, которые пересекают j -й ($j = 1, n_i$ - количество точек на i -й изолинии глубин) луч волны в процессе распространения. По двум значениям глубин, одно из которых меньше H_i , а другое больше H_i , проводится линейная аппроксимация и находятся координаты изолинии H_i на j -м луче. По найденным значениям координат точек на изолинии методом сплайн-аппроксимации определяется сплайн-функция, описывающая данную изолинию. Затем переходим к локальной системе координат $\zeta_i^j 0_i^j \eta_i^j$ с началом на линии пересечения нормали к i -й изолинии в точке (x_i^j, y_i^j) с линией берега. Ось $0_i^j \eta_i^j$ направлена по касательной к изолинии в точке (x_i^j, y_i^j) , а ось $0_i^j \zeta_i^j$ - по нормали в этой точке.

Поскольку характеристики трансформированных волн при рефракционном подходе зависят только от батиметрии дна и локальных характеристик волнового поля, то скорость и направленные вдольбереговые течения также будут зависеть от этих локальных характеристик. Согласно Лонге-Хиггинсу, скорость вдольберегового энергетического течения при плоском откосе направлена вдоль изолиний дна. Естественно предположить, что при произвольной топографии дна скорость индуцированного волнами течения будет направлена вдоль соответствующей изолинии. Тогда в локальной системе координат $\zeta_i^j 0_i^j \eta_i^j$ скорость вдольберегового течения будет определяться углом между лучом волны и нормалью к соответствующей изолинии, изменением глубины по нормали к изолинии dH/dn и направлена по касательной к изолинии.

С незначительной модификацией, включая эффект подъема среднего уровня воды $\langle \eta \rangle$, формула для вдольбереговых течений Лонге-Хиггинса мо-

жет быть выражена следующим образом [7]:

$$V_{L.H.} = -\frac{5\pi\kappa}{16C_f} S_c \frac{dH}{dx} \frac{c^2}{\left(1 + \frac{3\kappa^2}{8}\right)}, \quad (11)$$

где κ - эмпирический критерий обрушения ($\kappa = (h/H)_b \approx 0.8$); θ - угол набегания волны; c - фазовая скорость волны ($c \cong \sqrt{g(\langle \eta \rangle + H)}$); H - глубина воды; $\langle \eta \rangle$ - среднее смещение уровня воды; dH/dx - уклон дна; C_f - коэффициент трения; $S_c = \sin \theta / c$ - закон Снелла.

Выражение (11), описывающее распределение скорости вдольберегового энергетического течения между линией обрушения и урезом воды было получено в предположении плоского откоса и малых углов подхода волн. Более общую модель для среднего касательного напряжения, позволившую учесть эффекты большого угла подхода волн, предложили Лю и Далримпл.

Согласно работе [7], скорость энергетического течения V при больших углах подхода волн для случая, когда $U/u_m \ll 1$, т.е. слабые течения, определяется выражением

$$V = -\frac{\kappa\pi}{16C_f} S_c \frac{dH}{dx} c^2 [5 - 6S_c^2 c^2] \times [1 - S_c^2 c^2]^{-\frac{1}{2}} \left\{ \left(1 + \frac{3\kappa^2}{8}\right) + \left(1 - \frac{5\kappa^2}{16}\right) S_c^2 c^2 \right\}^{-1}. \quad (12)$$

Для случая $U/u_m \geq 1$, т.е. для сильных течений, имеем

$$V = \left\{ \frac{\kappa^2 c^2}{4} \left\{ \left[\frac{1}{4C_f} \left(-\frac{dH}{dx} \right) S_c c + S_c^2 c^2 \left(1 - S_c^2 c^2\right)^{\frac{1}{2}} / 32 \right] \times [5 - 6S_c^2 c^2] [1 - S_c^2 c^2]^{-\frac{1}{2}} \times \left[\left(1 + \frac{3\kappa^2}{8}\right) - \frac{3\kappa^2}{8} S_c^2 c^2 \right]^{-1} - \frac{1}{4} [1 + S_c^2 c^2] \right\} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

Поле вдольбереговых скоростей, рассчитываемое по формулам (11)-(13), определяет течение внутри прибойной зоны, т.е. между линией $x =$

= x_b обрушения и урезом воды $x = 0$. При этом на линии обрушения существует разрыв скорости вдольберегового течения. Вне прибойной зоны течение отсутствует. С появлением трения на боковых поверхностях течение выходит за пределы прибойной зоны, ширина его растет, а скорость падает, причем максимум ее смещается ближе к берегу. Это было показано в экспериментах, проведенных Галвином и Иглсоном [12] в лабораторных условиях. Кроме того, введение трения на боковых поверхностях приводит к устранению разрыва скорости на линии обрушения.

Лонге-Хиггинс скорость вдольберегового энергетического течения определял через уравнение баланса импульса в продольном направлении [6, 13, 14]:

$$\tau_y + \frac{d}{dx} \left(\mu_e H \frac{dV}{dx} \right) - \langle B_y \rangle = 0, \quad (14)$$

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. Вне прибойной зоны $\tau_y = 0$. $\langle B_y \rangle$, описывающее донное трение, определяется выражением

$$\langle B_y \rangle = \frac{2}{\pi} C_f \alpha \rho \sqrt{gHV}.$$

Средний член уравнения (14) описывает влияние трения на боковых поверхностях; μ_e - вихревая вязкость. Из физических соображений Лонге-Хиггинс [13] принял $\mu_e = N \rho |x| \sqrt{gH}$, где N - численная константа, $0 < N < 0.016$.

Если трением на боковых поверхностях пренебречь, то из уравнения (14) мы получим уравнение (11), по которому вдольбереговая скорость рассчитывается внутри прибойной зоны.

В теории Лонге-Хиггинса рассматривается плоский прямолинейный откос с постоянным уклоном дна $s = -dH/dx$. Основываясь на подходе Лонге-Хиггинса, в статье приведено его обобщение на случай произвольной топографии дна и линии берега.

Для определения скорости вдольберегового энергетического течения внутри и вне прибойной зоны запишем уравнение (14) в виде

$$-\frac{2}{\pi} \alpha C_f V + N \left(H + \frac{3}{2} x \frac{dH}{dx} \right) \frac{dV}{dx} + NxH \frac{d^2V}{dx^2} =$$

$$= \begin{cases} -\frac{5}{4} \alpha^2 gH \frac{dH}{dx} \left(\frac{\sin \theta}{c} \right), \\ 0 < |x| < |x_b|, \\ 0, & |x_b| < |x| < \infty \end{cases} \quad (15)$$

со следующими граничными условиями:

$$V|_{x=0} = 0; V|_{x \rightarrow \infty} = 0;$$

$$V|_{x=x_b+0} = V|_{x=x_b-0};$$

$$\frac{dV}{dx}|_{x=x_b+0} = \frac{dV}{dx}|_{x=x_b-0}.$$

Уравнение (15) решалось численно с помощью метода конечных разностей по трехточечной схеме на неравномерной сетке.

В табл. 1 представлены сравнения экспериментальных данных [15] и расчетных значений средних вдольбереговых скоростей внутри прибойной зоны, вычисленных по формулам (11) - (13), (15). Эксперименты проводились для таких соотношений уклонов дна, коэффициентов трения и углов подхода волн, при которых реализуются режимы сильного течения. Из сравнения результатов, приведенных в этой таблице, следует, что наилучшее соответствие с экспериментальными данными дает формула (13) для сильного течения. Формулы Лонге-Хиггинса без учета трения на боковых поверхностях (11) и формула Лю и Далримпла для слабого течения (12) дают существенно завышенные результаты. Более близкие результаты дает формула Лонге-Хиггинса с перемешиванием. Однако и она с увеличением уклона дна дает результаты почти в два раза выше, чем формула Лю и Далримпла для сильного течения.

На рис. 2 представлены сравнения экспериментальных данных [12] с профилями скоростей вдольберегового энергетического течения, рассчитанного по формулам Лонге-Хиггинса с учетом перемешивания и без него (уравнения (15) и (11) соответственно), а также по формулам Лю и Далримпла (12) и (13) для слабого (кривая 1) и сильного (кривая 2) течений. Профили скоростей по формуле Лонге-Хиггинса построены для различных значений параметра $P = \pi N s / 2 \alpha C_f$, характеризующего степень перемешивания. Из этого выражения следует, что при постоянном уклоне дна s степень перемешивания, а следовательно, и величина вдольбереговой скорости существенно зависит от коэффициента трения C_f . При $P = 0$ бокового трения нет и формула (11) предсказывает треугольное распределение вдольбереговой скорости внутри прибойной зоны с максимумом на

Табл. 1.

h_b , см	T, с	H_b , См	κ	θ , град	s	s/f	V_{meas} , м/с	$V_{L.H.}$, м/с	$V_{L.D.}$, м/с	$V_{L.D.t}$, м/с	$V_{L.H.p}$, м/с
7.32	0.99	9.75	0.75	28.0	0.100	1.94	0.51	2.620	1.935	.610	1.029
6.71	1.32	8.23	0.81	22.8	0.100	2.34	0.44	2.588	2.064	.619	.964
4.88	1.63	7.01	0.70	18.8	0.100	2.36	0.29	1.731	1.477	.456	.597
4.88	1.98	6.71	0.73	18.4	0.100	2.67	0.23	1.957	1.674	.491	.646
8.53	0.83	13.11	0.65	56.6	0.139	2.41	0.75	5.816	2.260	.720	1.906
7.01	0.91	10.06	0.70	45.3	0.139	2.46	0.70	4.768	2.462	.714	1.608
6.71	1.00	8.84	0.76	38.8	0.139	2.65	0.68	4.608	2.741	.747	1.560
6.1	1.12	7.32	0.83	33.2	0.139	2.85	0.59	4.304	2.851	.747	1.469
6.1	1.35	7.62	0.80	31.1	0.139	3.19	0.46	4.469	3.099	.763	1.407
10.36	0.80	18.90	0.55	57.5	0.260	4.34	1.15	10.750	4.152	.975	2.197
8.84	0.90	13.11	0.67	52.5	0.260	4.88	1.02	11.536	4.988	1.082	2.493
8.53	0.98	12.50	0.68	47.2	0.260	5.11	0.91	11.071	5.473	1.112	2.341
6.1	1.23	7.92	0.77	32.5	0.260	5.54	0.58	7.922	5.370	.998	1.726
6.71	1.27	7.01	0.96	31.9	0.260	6.28	0.54	10.360	6.889	1.246	2.407

линии обрушения. Такое же почти треугольное распределение дают формулы Лю и Далримпла для сильного и слабого течений, однако максимальное значение скорости, достигаемое на линии обрушения как и по формуле (11), здесь значительно меньше. Сравнение экспериментальных данных с различными теоретическими профилями вдольберегового течения показывает, что наилучшее соответствие дает формула Лонге-Хиггинса (15) с учетом перемешивания. Формула (13) предсказывает меньшие значения вдольбереговых скоростей, чем по остальным формулам и экспериментальным данным. Как и следовало ожидать, формулы (11) и (12) дают завышенные результаты на линии обрушения и заниженные при подходе к берегу. Следует однако отметить, что средние значения вдольбереговых скоростей внутри прибойной зоны, рассчитанные по формуле Лонге-Хиггинса (15) и формуле Лю и Далримпла для слабого течения (12) отличаются не более чем на 20% и хорошо соответствуют экспериментальным данным [12]. Это является вполне удовлетворительным показателем для волновых гидродинамических процессов в прибрежной зоне.

Как указывалось выше в работах Лонге-Хиггинса и Лю и Далримпла рассматривается плоский прямолинейный откос с постоянным уклоном dH/dx . При произвольной топографии дна мы рассматриваем трансформацию волн в пределах узкой лучевой трубки и вследствие этого изменение глубины необходимо рассматривать по нормали к изолинии как dH/dn .

Поскольку при произвольной топографии дна

угол между лучом волны и нормалью к изолинии может быть достаточно большим, была рассмотрена модельная задача формирования энергетического течения в бухте параболической формы и исследована применимость подходов Лонге-Хиггинса и Лю и Далримпла к расчету поля вдольбереговых скоростей при сложной топографии дна.

На рис. 3 построена лучевая картина трансформации волн в бухте параболической формы при длине волны $\lambda = 119.5$ м и высоте волны $h = 8.53$ м. Из представленного графика следует, что по мере удаления от центра лучи изгибаются все сильнее и сильнее за счет параболичности контура берега и изолиний батиметрии дна. При этом линия обрушения за счет дивергенции волновой энергии все ближе подходит к берегу.

На рис. 4 построены поперечные профили вдольбереговых течений вдоль лучей, отмеченных на рис. 3 жирной линией, рассчитанные по формулам (11)-(13) и (15). Из представленных графиков следует, что формула Лонге-Хиггинса (11) существенно завышает вдольбереговые скорости для больших углов подхода ($20^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$). Для малых углов подхода ($\theta \leq 13^\circ$) результаты, рассчитанные по всем формулам, практически совпадают. Вдольбереговые скорости, найденные по формуле Лонге-Хиггинса (15) также существенно ниже скоростей, рассчитанных по (11) для больших углов подхода. В среднем скорости, вычисленные по формулам Лю и Далримпла (12), (13) и по формуле Лонге-Хиггинса (15), имеют приблизительно одинаковые значения, но для достаточно боль-

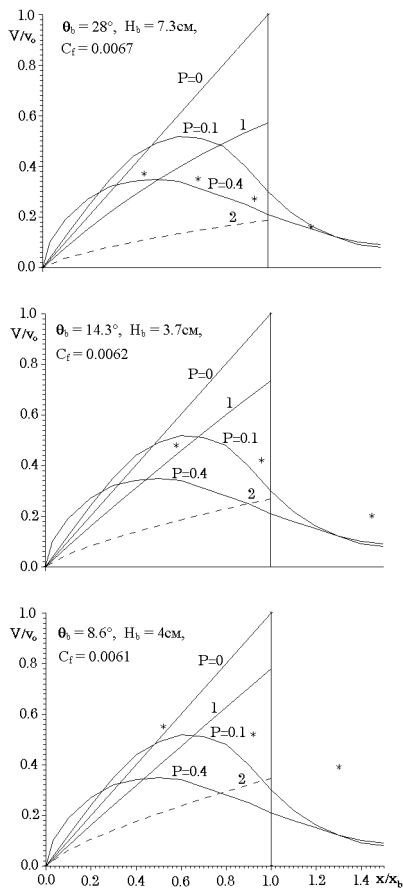


Рис. 2. Сравнение профилей скоростей вдольберегового энергетического течения надплоским откосом ($s = 0.11$), вычисленные по теории Лонге-Хиггинса при различных значениях параметра P и формулам Лю и Далримпла для сильного и слабого течений, с экспериментальными данными [12]:
* - экспериментальные данные [12]; 1 и 2 – значения скоростей, вычисленные по формулам (12) и (13) соответственно

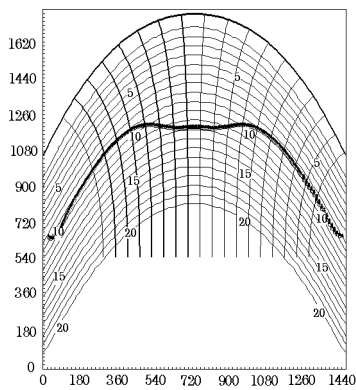


Рис. 3. Лучевая картина трансформации волн, $\lambda = 119.5\text{ м}$, $h = 8.53\text{ м}$

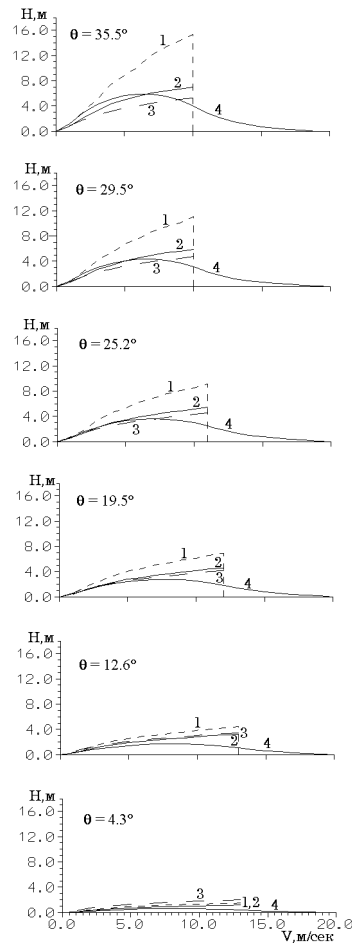


Рис. 4. Поперечные профили вдольбереговых течений вдоль соответствующих лучей, рассчитанные по формулам (11) - (13), (15) (кривые 1 – 4 соответственно)

ших углов подхода ($25^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$), для скорости, рассчитанной по формуле (15) идет смещение максимума в сторону берега. Внутри прибойной зоны скорости, найденные по формуле (15), на 20-30% превышают значения скоростей, рассчитанных по формулам Лю и Далримпла. На границе прибойной зоны наблюдается обратная картина. Значения скоростей, рассчитанных по формулам (12)-(13), на 20-30% превышают значение скорости, рассчитанной по формуле (15). С уменьшением угла подхода волны ($\theta \leq 25^\circ$) скорости, найденные по формулам (12), (13) и (15), внутри прибойной зоны практически совпадают. Но ближе к линии обрушения значения скоростей, рассчитанных по формуле (15), ниже значений скоростей, рассчитанных по формулам Лю и Далримпла. Та-

ким образом, приведенные выше результаты показывают, что при произвольной топографии дна скорость вдольберегового энергетического течения следует рассчитывать по формулам (12)-(13) и (15). Но предпочтительнее является формула (15), так как вдольбереговая скорость по ней рассчитывается и внутри и вне прибойной зоны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный в статье сравнительный анализ применимости различных подходов к расчету вдольбереговых энергетических течений при произвольной линии берега и топографии дна показал, что наиболее приемлемым является подход, основанный на формулах Лонге-Хиггинса, учитывающих трение на боковых поверхностях. Он позволяет рассчитывать распределение вдольбереговых скоростей как внутри прибойной зоны, так и вне ее и устраняет разрыв скорости на линии обрушения, образующийся при использовании других моделей. Для случая, когда необходимо определить только интегральные характеристики вдольбереговых течений внутри прибойной зоны, вполне допустимым является использование формул Лю и Далримпла, дающих результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными.

1. Селезов И.Т., Сорокина В.В. Численное исследование рефракции поверхностных волн лучевым методом // Гидротехническое строительство.– 1981.– N1.– С. 39-42.
2. Berkhoff J., Booij N., Radder A. Verification of numerical wave propagation modes for simple harmonic linear water waves // Coastal Eng.– 1982.– N6.– P. 225-279.
3. Железняк М.И., Селезов И.Т., Сорокина В.В., Ткалич П.В. Численное моделирование рефракции поверхностных волн при наличии каустик // Портовые гидротехнические сооружения.– Одесса. ОИ-ИМФ, 1986.– С. 43-46.
4. Путнам Дж., Манк В., Трэйлор М. Предсказание вдольбереговых течений // Основы предсказания ветровых волн, зыби и прибои.– М.: Из-во иностр. лит.– 1951.– С. 389-402.
5. Войцехович О.В., Цайтц Е.С. Анализ методов расчета скоростей вдольберегового течения // Водные ресурсы.– 1985.– N3.– С. 34-40.
6. M.S.Longuet-Higgins Longshore current generated by obliquely incident sea waves, 1 // Journal of Geophys.– 1970.– v.75, N 33.– P. 6778-6789.
7. Liu P.L-F., Dalrymple R.A Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angles of incidence // J. Marine Res.– 1978.– Vol.36. N.2.– С. 357-375.
8. Леонтьев И.О. Расчет волн, течений и вдольбереговых потоков наносов в прибрежной зоне // Океанология.– 1993.– Т.33, N4.– С. 429-434.
9. Inman D.L., Tait R.J., Nordstrom C.E. Mixing in the surf zone // J.Geophys.Res.– 1971.– V.76. N15.– P. 3493-3514.
10. Bowen A.J., Inman D.L. Nearshore mixing due to waves and wave-induced currents // Rapp.P. v.Reun.Cons.Int.Explor.Mer.– 1974.– V.167.– P. 6-12.
11. Miche R. Mouvements ondulatoires des mers en profondeur constante ou décroissante.– Wave Res. Lab. Univ. Calif. Berkley: 1954, Ser. 3. Issue.– 363 p.
12. Galvin C.J., Eagleson P.S. Experimental study of longshore currents on a plane beach // U.S.Army Coastal Eng.Res.Center Tech.Mem.– 1965.– 10.– P. 1-80.
13. M.S.Longuet-Higgins. Longshore current generated by obliquely incident sea waves, 2 // Journal of Geophys.– 1970.– v.75, N 33.– P. 6790-6801.
14. М.С.Лонге-Хиггинс Механика прибойной зоны // Механика.– 1974.– т.143, N1.– С. 84-103.
15. J.A. Putnam, W.H. Munk and M.A. Traylor. The prediction of longshore currents // Trans. Amer. Geophys.– 1949.– 30.– P. 337-345.