ISSN 2181-8584

IRRIGATSIYA va MELIORATSIYA

№02(4). 2016

Муассис:
Тошкент ирригация ва мелиорация институти (ТИМИ)

Манзилимиз: 100000,
Тошкент ш.,
Қори-Ниёзий, 39. ТИМИ

Бош муҳаррир:
Султонов Тохиржон Закирович

Илмий муҳаррир:
Салоҳиддинов Абдулхаким Темирхўжаевич

Таҳрир ҳайъати:
проф. М.Хамидов;
қ.х.ф.н. Ш.Ҳамраев;
т.ф.н. Х.Ишанов;
проф. Ў.Умурзаков;
проф. М. Бакиев;
проф. О.Рамазонов;
проф. Ш.Рахимов;
проф. О.Арифжанов;
проф. О.Гловацкий;
проф. Р.Икрамов;
проф. Ф.Бараев;
проф. Б.Серикбаев;
проф. А.Чертовицкий;
проф. А.Султонов;
проф. З.Исмаилова.

E-mail: ***i_m_jurnal@tiim.uz***
internet: ***www.tiim.uz***

«Irrigatsiya va Melioratsiya» журнали илмий-амалий, аграр-иқтисодий соҳага ихтисослашган. Журнал Ўзбекистон Матбуот ва ахборот агентлигида 2015 йил 4 мартда 0845-рақам билан рўйхатга олинган

Муҳаррир:
С.С.Ходжаев.

Дизайнер:
М.П.Ташханова;
С.С.Таджиев.

ИРРИГАЦИЯ ВА МЕЛИОРАЦИЯ

ГИДРОТЕХНИКА ИНШООТЛАРИ ВА НАСОС СТАНЦИЯЛАР

ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РЕЗКОИЗМЕНЯЮЩЕГОСЯ ДВИЖЕНИЯ ВОДНОГО ПОТОКА НА НАПОРНЫХ ГИДРОТЕХНИЧЕСКИХ СООРУЖЕНИЯХ

Базаров Д.Р. - д.т.н., профессор,
Школьников С.Я. - к.т.н., в.н.с., НИС Гидропроект, Москва,
Хидиров С.К. - ассистент, Мавлянова Д.А. - ассистент, Каххоров У.А. - старший преподаватель,
Ташкентский институт ирригации и мелиорации

Аннотация

Мақолада бир ўлчамли масалаларда кўндаланг кесим бўйича, икки ўлчамли масалаларда оқим чуқурлиги бўйича ўрталаштириладиган, оқимнинг массаси ва импульси сақланишига асосланган бир ва икки ўлчамли Сен–Венан дифференциал тенгламаларини узун тўлқинларни компьютерда моделлаштиришда қўлланилиши кинематик тўлқин тенгламалари билан қиёсий кўринишда асосланган. Сув оқимининг кескин ўзгарувчан ҳаракати гидродинамик авария ҳолатларида амалга ошиши башорати нафақат гидротехник иншоотлар тўғонларида ва балки, асосан саноат чиқиндиларидан барпо этиладиган ҳимоялаш дамбаларини кескин фавқулодда бузилиши ҳолатларида ҳам бажарилиши зарурлиги таъкидланган. Бундай дамбаларнинг фавқулодда кескин бузилиши ҳолатларида иншоот пастки бъефига жуда катта миқдорда қаттиқ жисм массалари оқиб чиқиб, сел оқимини ташкил қилиши ва бундай ҳаракатда қуруқ ишқаланиш қонунини ўрни асосланган. Шунингдек, мақолада бундай ҳолатларда сув оқимининг ҳаракатларини компьютерда моделлаштиришда тўлқинларнинг кинематик ва диффузион моделларига нисбатан Сен–Венан дифференциал тенгламаларининг устунлик жиҳатлари келтирилган. Мақолада тўғон ва дамбаларда проранларни очилишида А.М.Прудовский ярим эмпирик усулининг қўлланилиши қулайлик томонлари ёритилган.

Abstract

The article provides a computer simulation study of long waves with the use of one–dimensional or two–dimensional (planned) differential equations of Sen–Venan, is the equation of conservation of mass and momentum of the channel flow, which in the one case, averaged over the cross section, and in the two–dimensional – the depth of the stream. It is noted that the computer simulation of the forecast dramatically changing the movement of the water flow in the case of hydrodynamic accidents should be carried out not only for dam reservoirs, but also for the deaf through the dams is usually arranged from industrial wastes. The article notes that the dam failure can dull a massive removal of stockpiled on waste and the spread of the tailrace in the form of a mud flow in which the essential role played by the dry friction addition, noted inappropriate use in practical calculations of waves breaking mathematical models of diffusion and the kinematic waves as the program for the numerical implementation of the Sen–Venan equations are already written, and accessible enough, and preparation of input data for the numerical simulation is virtually the same. The article substantiates the usefulness of the disclosure in the forecast closure channel semi–empirical methodology A.M.Prudovskiy.

Аннотация

В статье приводится обоснование компьютерного моделирования длинных волн с использованием одномерных или двумерных (плановых) дифференциальных уравнений Сен–Венана, являющиеся уравнениями сохранения массы и импульса руслового потока, в сопоставлении с уравнениями кинематической волны. Компьютерное моделирование прогноза резкоизменяющегося движения водного потока в случае гидродинамических аварий необходимо проводить не только для плотин водохранилищ, но и для глухих, сквозных дамб обычно устраиваемых из отходов промышленных предприятий. В статье отмечена нецелесообразность использования в практических расчетах волн прорыва математических моделей кинематической и диффузионной волн, так как программы для численной реализации уравнений Сен–Венана уже написаны и достаточно доступны. Также, в статье обоснована целесообразность использования в прогнозе раскрытия прорана полуэмпирической методики А.М.Прудовского.

В настоящее время во многих странах мира и в том числе в ряде стран СНГ ведутся массовые гидравлические численные эксперименты по моделированию гидродинамических аварий плотин и дамб, которые сопровождаются резкоизменяющимся движением водного потока. Численные эксперименты проводятся с целью определения размера ущерба, который может быть нанесен в результате такой аварии. Определенный в расчетах ущерб включается в декларацию безопасности Гидротехнических сооружений (ГТС) и используется при страховании гражданской ответственности ГТС за ущерб, который может быть нанесен при аварии ГТС, являющийся опасным объектом.

При прорыве напорного фронта плотин возникают прорывные паводки, распространяющиеся по нижнему бьефу с большой скоростью и обладающие чрезвычайно высокой разрушительной способностью. Но наиболее тяжелые последствия в мировой гидротехнической практике были вызваны прорывами напорного фронта дамб обвалования. Например, на реке Хуанхэ в Китае во время 2–й мировой войны (дамба была взорвана китайскими военными в ходе боевых действий с японской армией) погибло более 0,6 млн. человек [1].

По своим механическим свойствам прорывные паводки относятся к длинным волнам; способы их моделирования аналогичны способам моделирования других длинноволновых течений в открытых руслах: дождевых паводков, весенних половодий, волн попуска, маскаре (волн, вошедших в русла рек, впадающих в моря, и распространяющихся по этим руслам против течения) и др.

Наиболее часто при численном гидравлическом моделировании длинных волн используются одномерные или двумерные (плановые) дифференциальные уравнения Сен–Венана, являющиеся уравнениями сохранения массы и импульса руслового потока, в одномерном случае осредненными по поперечному сечению, а в двумерном – по глубине потока. При выводе уравнений Сен–Венана принимается ряд гипотез, наиболее важными из которых являются гипотезы о гидростатическом распределении давления по глубине и о допустимости использовать в нестационарных процессах методов оценки гидравлического трения, принятых при расчетах установившихся потоков; для одномерных моделей так же принимается важная гипотеза о горизонтальности свободной поверхности в поперечном потоку направлении.

В практике гидрологических расчетов широко применяются и уравнения кинематической и диффузионной волн в непризматических руслах сложной формы. В данной работе, однако, ограничимся рассмотрением одномерных уравнений кинематической и диффузионной волн для течений в широких прямоугольных руслах. Имея в виду, что гидравлический радиус R_h в широких прямоугольных руслах равен глубине, нетрудно получить из формулы Шези, что удельный расход:

$$q = \frac{h^{5/3}\sqrt{I}}{n} \tag{1}$$

подставляя (1) в первое из уравнений классических уравнений Сен–Венана, имеющее вид для широкого прямоугольного русла:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0$$

получим уравнение кинематической волны:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial h^{5/3}\frac{\sqrt{I}}{n}}{\partial x} = 0 \tag{2}$$

Уравнение диффузионной волны формально имеет аналогичный вид, но в нем I не является заранее известной функцией координаты x (в частном случае даже константой), а описывается уравнением:

$$I = -\frac{dZ_Д}{dx} - \frac{\partial h}{\partial x} \tag{3}$$

где, глубина входит в уравнение под знаком второй производной по x. Нетрудно видеть, что уравнение кинематической волны может давать положительные решения лишь при $i > 0$. Уравнения же диффузионной волны позволяют иметь локальные участки с отрицательным уклоном. При решении задач трансформации стока это является большим достоинством модели, так как позволяет учесть часть стока, задержанную в локальных понижениях местности.

Следует отметить, что дифференциальные уравнения Сен–Венана гиперболического типа носят волновой характер с постепенным распространением возмущений по области течения. Уравнение диффузионной волны параболического типа, в котором возможно «дальнодействие» – мгновенное распространение возмущения по всей области. Разумеется, такое «дальнодействие» имеет маленькие величины, мало влияющие на качество решения с точки зрения инженера–исследователя.

Скорость распространения волн малой амплитуды для уравнений Сен–Венана в широких прямоугольных руслах равна:

$$C_{1,2} = V \pm \sqrt{gh} \tag{4}$$

Скорость распространения волн малой амплитуды для уравнения кинематической волны:

$$C_к = \frac{5}{3}\frac{\sqrt{I}}{n}h^{2/3} \tag{5}$$

Из рассмотрения этих формул видно, что для уравнений Сен–Венана в тех случаях, когда $V > \sqrt{gh}$, любые малые возмущения сносятся потоком; в этом случае в русле реализуется бурный режим течения $Fr = \frac{V^2}{gh} > 1$. Если такой режим устанавливается на границе расчетной области и поток втекает в область, то на границе необходимо задать два независимых граничных условия; если же поток вытекает из области, то режим течения не зависит от течения на границе и граничные условия не ставятся. При спокойном режиме течения ставится одно граничное условие вне зависимости от направления потока.

Для уравнения кинематической волны ставится одно граничное условие в верхней части русла.

Все рассматриваемые выше дифференциальные уравнения выписаны в дивергентном виде: одномерные – в виде:

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{X}}{\partial x} + \overline{\Phi} = 0, \tag{6}$$

двумерные – в виде:

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{X}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{Y}}{\partial y} + \overline{\Phi} = 0, \tag{7}$$

где $\overline{T}$, $\overline{X}$, $\overline{Y}$, $\overline{\Phi}$ – функции времени и пространственных переменных. Рассмотрим в плоскости $\{x, t\}$ некоторую область (рис. 1) Ω с границей $\partial\Omega$, состоящей из двух параллельных прямых A_1A_2 и B_1B_2, отстоящих вдоль оси t на расстояние Δt. Возьмем двойной интеграл по области Ω из уравнения (6):

$$\iint_{\Omega}\left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{X}}{\partial x} + \overline{\Phi}\right)dxdt = 0 \tag{8}$$

и применим к нему теорему Грина [2]:

$$\oint_{\partial\Omega} \overline{T}dx - \overline{X}dt + \iint_{\Omega}\overline{\Phi}dxdt = 0 \tag{9}$$

Выберем направление обхода, например, против часовой стрелки, и перепишем криволинейный интеграл через интегралы по соответствующим участкам кривой $\partial\Omega$, переходя к одной переменной – времени:

$$\int_{A_1A_2}\left(\overline{T}\frac{dx}{dt} - \overline{X}\right)dt - \int_{A_2B_2}\overline{X}dt - \int_{B_1B_2}\left(\overline{T}\frac{dx}{dt} - \overline{X}\right)dt + \int_{A_1B_1}\overline{X}dt + \iint_{\Omega}\overline{\Phi}dxdt = 0 \tag{10}$$

Если, Δt стремится к 0, получим в пределе:

$$\int_{C_1C_2}\left(\overline{T}_{|+}\frac{dx}{dt} - \overline{X}_{|+}\right)dt = \int_{C_1C_2}\left(\overline{T}_{|-}\frac{dx}{dt} - \overline{X}_{|-}\right)dt \tag{11}$$

где индексами “–” и “+” обозначены значения функций и по разные стороны от линии C_1C_2, к которой примыкают линии A_1A_2 и B_1B_2.

Интегралы $\int_{A_2B_2}\overline{X}dt$, $\int_{A_1B_1}\overline{X}dt$ и $\iint_{\Omega}\overline{\Phi}dxd$ при таком примыкани стремятся к 0. Если линия C_1C_2 является линией разрыва функций на плоскости $\{x, t\}$, то (11) выражает условия на этом разрыве, причем величина является скоростью распространения этого разрыва. Так, из (11) получаем условия Рейкина–Гюгонио для уравнений Сен–Венана (здесь и далее считаем корректив количества движения α равным 0):

$$\begin{cases} \omega_{|+}D - Q_{|+} = \omega_{|-}D - Q_{|-}, \\ Q_{|+}D - (Q_{|+}^2/\omega_{|+} + gS_{|+}) = Q_{|-}D - (Q_{|-}^2/\omega_{|-} + gS_{|-}). \end{cases} \tag{12}$$

Условия Рейкина–Гюгонио (12) являются условиями, которые должны быть выполнены на боре – подвижном гидравлическом прыжке (рис.1.). Такие условия можно получить из рассмотрения законов сохранения массы и импульса непосредственно. Система гидродинамических уравнений (12), имеющих фундаментальное значение для волновой гидравлики в работе академика С.А.Христиановича [3], были получены при помощи преобразований Галилея из прыжковой функции. Нетрудно видеть, что при неподвижном разрыве уравнения (12) переходят в прыжковую функцию. Так же, представляется невозможным гидравлические прыжки понижения, переводящие спокойный поток в бурный через разрыв сплошности и боры понижения, при которых более низкий уровень распространяется в зону более высокого уровня через разрыв.

Обратим внимание на то, что уравнения Сен–Венана могут представляться и в других видах. Ограничимся для простоты рассмотрением призматических русел, для которых:

$$\frac{\partial S}{\partial x}\bigg|_{Z_{fs}=const} = -\omega\frac{dZ_{Д}}{dx} \qquad (13)$$

Имея в виду, что $Q=\omega V$ и используя известные из теории дифференциального исчисления формулы, получим из уравнения сохранения массы:

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{\partial Q^2/\omega+gS}{\partial x}-g\frac{\partial S}{\partial x}\bigg|_{Z_{fs}=const}+\frac{\lambda}{2}V^2\chi=$$

$$=\omega\frac{\partial V}{\partial t}+\left(V\frac{\partial\omega}{\partial t}+V\frac{\partial Q}{\partial x}\right)+Q\frac{\partial V}{\partial x}+g\omega\frac{\partial|Z_{fs}}{\partial x}+\frac{\lambda}{2}V^2\chi=0$$

Слагаемые в скобках равны 0 в силу первого из уравнений сохранения импульса и массы. Разделив полученное уравнение на ω, получим второе уравнение Сен–Венана в виде:

$$\frac{\partial V}{\partial t}+V\frac{\partial V}{\partial x}+g\frac{\partial Z_{fs}}{\partial x}+\frac{\lambda}{2}\frac{V^2}{R_h}=0 \qquad (14)$$

Полученный вид уравнения движения Сен–Венана называется квазилинейным; из него невозможно непосредственно получить условия на разрыве. Преобразуем это уравнение следующим образом:

$$\frac{\partial V}{\partial t}+\frac{\partial V^2/2+gZ_{fs}}{\partial x}+\frac{\lambda}{2}\frac{V^2}{R_L}=0 \qquad (15)$$

Из этого уравнения можно получить условия на разрыве, отличные от условий Рейкина–Гюгонио и не соответствующие тем, которые могут наблюдаться в природе. При построении конечно–разностных схем следует использовать уравнения в правильном дивергентном виде, что позволяет рассчитывать разрывы сплошности потока, боры и гидравлические прыжки сквозным способом. Кроме того, дивергентная форма уравнений при соответствующих конечно–разностных схемах позволяет избежать накопления схемной ошибки при расчетах. В тех случаях, когда заранее известно, что разрывов сплошности потока в численном эксперименте не будет целесообразно применять уравнение движения Сен–Венана в виде (15), что обеспечивает выполнение после установления течения уравнения Бернулли [4]. Заметим, что в [5] показано, что одномерные уравнения Сен–Венана имеют бесконечное количество дивергентных форм. Сколько некорректных дивергентных форм плановых уравнений Сен–Венана возможно составить, пока неизвестно, но как минимум одна такая форма существует [6].

Уравнения Сен–Венана в математическом смысле подобны уравнениям газовой динамики баротропной среды. Обнаружение газово–гидравлической аналогии российскими учеными Н.Е.Жуковским и Д.П.Рябушинским было большим научным достижением. Так, условия на боре аналогичны условиям на ударной волне. Подробное изложение применений этой аналогии в гидродинамике описано в [7]. Основное значение для вычислительной гидравлики имеет то, что эта аналогия позволяет использовать для целей гидравлики весьма продвинутый математический аппарат газовой динамики. Целесообразность использования в численных методах дивергентной формы уравнений была обнаружена классиками газовой динамики. Р. Курантом и К.Фридрихсом [8]; первая в мире публикация по применению такого же подхода к задачам речной гидравлики была осуществлена советскими учеными О.Ф.Васильевым и М.Т.Гладышевым [9].

Уравнение кинематической волны так же имеет разрывные волны повышения. Но следует иметь в виду, что масштаб рассмотрения процессов, описываемых уравнением кинематической волны, много больший, чем масштаб рассмотрения для уравнений Сен–Венана и волновые явления, которые описываются уравнением кинематической волны как разрывные, в уравнениях Сен–Венана непрерывны. В качестве примера приведем задачу о поступлении в первоначально сухой канал с постоянным уклоном и трением постоянного расхода воды [10]. После периода достаточно сложной перестройки волны, моделирование которой возможно лишь численными методами, в канале формируется моноклинальная волна, распространяющаяся по течению без изменения формы. В [11] показано, что уравнения Сен–Венана имеют аналитическое решение, позволяющее определить форму моноклинальной волны и при попуске, проходящем по фону установившегося течения, но эти решения сложны и в виде аналитических зависимостей приведены в специальной литературе. При распространении волны посуху решение задачи сильно упрощается благодаря тому, что скорость прогрессивной волны в этом случае будет равна скорости водного потока. Эта волна непрерывна, а соответствующее ей решение уравнения моноклинальной волны представляет собой скачок уровня, разделяющий моноклинальную волну на две части. Площадь части волны, обгоняющей этот скачок уровня, равна площади между кривой поверхности моноклинальной волны и участка равномерного течения за скачком (рис. 2).

Согласно вышеизложенному, можно констатировать факт о том, что использование в практических расчетах волн прорыва математических моделей кинематической и диффузионной волн нецелесообразно, так как программы для численной реализации уравнений Сен–Венана уже составлены и достаточно усовершенствованы, вместе с этим достаточно доступны, а подготовка исходных данных для численного моделирования практически одинакова, в то время, как точность прогноза приближенных моделей намного ниже, чем у точных моделей. В то же время уравнение кинематической волны много проще для анализа результатов, что делает крайне желательным умение специалистов–расчетчиков иметь навыки пользоваться этими уравнениями. Так, известно, что параметры волны прорыва на большем расстоянии от аварийного гидроузла перестают зависеть от гидрографа излива и определяются лишь объемом водохранилища. Это явление связано с тем, что волны понижения распространяются по области течения быстрее волн повышения и на достаточном удалении от входного сечения догоняют их, после чего волна повышения начинает затухать много быстрее. При условном входном гидрографе с резким включением и выключением дополнительного расхода, что моделирует паводок, начиная с момента начала взаимодействия волн повышения и понижения волновой профиль определяется объемом паводка. Такая задача для условий первоначально сухого русла в рамках теории кинематической волны имеет аналитическое решение [12].

Отметим, что существуют опасные явления, возникающие при гидродинамических авариях в ГТС, но не описываемые уравнениями Сен–Венана. Известно, что гидравлический прыжок может иметь две предельные конфигурации – прыжок с вальцом (совершенный) и прыжок–волна (несовершенный), а также промежуточные конфигурации, при которых вальцы могут образовываться на входе в волны. Разумеется, такие же конфигурации возможны и у бора. Уравнения Сен–Венана не описывают структуру гидравлических прыжков и боров, а заменяют их разрывом, сосредоточенным в одномерном случае в одном створе, а в двумерном – на одной линии. Такой подход представляется удовлетворительным для совершенных прыжков и боров, высота которых не превосходит (во всяком случае, значительно) от значения максимальной глубины потока (hmax), а длина вальца обычно не превосходит 3–5 h_{max}. В несовершенных прыжках и борах высота волны может сильно превосходить большую глубину, а длина волны 10÷100 hmax. Считается, что ондуляции (волны в теле гидравлического прыжка или бора) хорошо описываются уравнениями Буссинеска [5], в которых приближенно описывается влияние на распределение давления кривизны струй. Однако, при увеличении числа Фруда во входном створе при моделировании гидравлического прыжка с использованием уравнений Буссинеска прыжок не переходит в совершенный, как это было бы при физическом эксперименте, а начинают резко нарастать амплитуды ондуляций. В [5] описана весьма сложная теория, позволяющая проводить расчеты при обоих конфигурациях прыжка. Известный гидротехник А.М.Прудовский при решении задачи определения ондуляций в боре накладывал экспериментальные данные о величине ондуляций в зависимости от волнового числа Фруда на численное решение, полученное с использованием уравнений Сен–Венана.

При возможном возникновении прорывного паводка могут возникнуть значительные донные переформирования. Для решения таких задач к системе уравнений, моделирующий водный поток, подключают уравнения транспорта наносов и деформации дна [14–18].

Результаты анализа катастрофических аварий плотин, произошедших в США, Франции, Италии, Индии, Бразилии, Южной Корее других странах показывают основные виды аварий. Это переливы воды через гребень плотины, они могут быть связаны чисто техническими причинами – отказом затворов водосбросных сооружений вследствие редкого использования, отсутствием профилактики и периодической проверки их эксплуатационной надежности, а также из–за прекращения подачи электроэнергии [19].

Поэтому, одной из важнейших, в значительной степени определяющих параметры зоны затопления, задач моделирования гидродинамических аварий, является задача раскрытия прорана в теле плотин и дамб при переливе воды из водохранилища через гребень плотины. По требованиям ICOLD [20] при моделировании гидродинамических аварий принимаются следующие гипотезы:

а) для бетонных арочных плотин – мгновенное разрушение всей плотины;

б) для бетонных гравитационных плотин – мгновенное разрушение элемента (блока или секции), авария которого более вероятна;

в) для эксплуатируемых бетонных плотин причину аварийного состояния необходимо устанавливать по результатам наблюдений за состоянием тела плотины;

г) для плотин и дамб из грунтовых материалов – разрушение участка с образованием прорана; необходимо выполнять прогноз раскрытия прорана.

В связи с отсутствием общей теории размыва прорана в странах СНГ для решения этой задачи широко используют полуэмпирическую методику, разработанную А.М.Прудовским [20, 21]. Суть гипотезы, заложенной в методику А.М.Прудовского, прогноза раскрытия прорана в теле плотины,

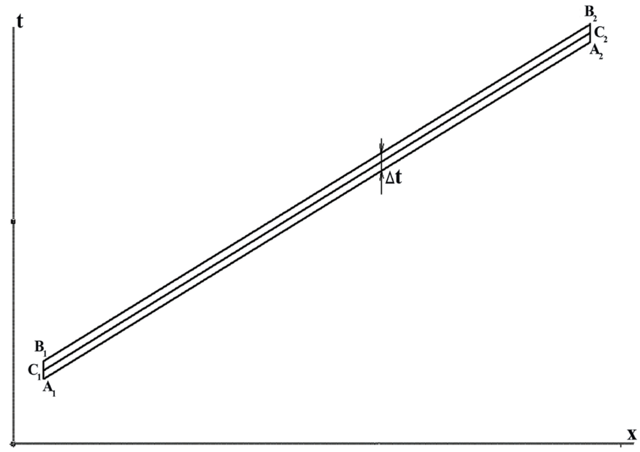

Рис. 1. Схема для вывода условий Рейкина–Гюгонио на разрыве

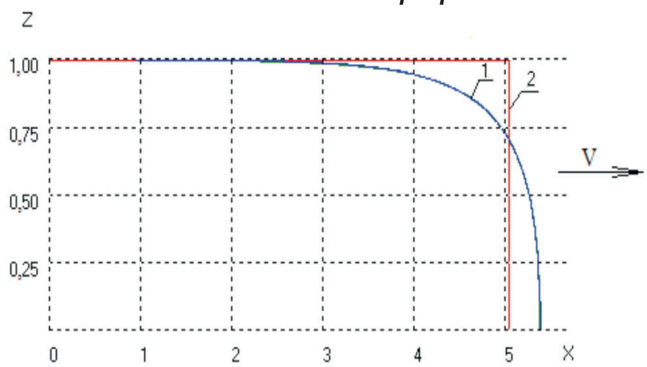

Рис. 2. Результаты численного решения задачи о трансформации волны попуска с внезапно включенным расходом в первоначально сухом шероховатом русле с постоянным уклоном и трением

Обозначения: 1 – слившиеся при проведении расчетов численное решение задачи с использованием уравнений Сен–Венана и аналитическое решение моноклинальной волны, подобранное таким образом, чтобы расход воды во входном сечении при больших временах стремился бы к тому же значению, что и в численном эксперименте, 2 – численное решение задачи с использованием уравнения кинематической волны

заключается в том, что, во–первых, размыву подвержено тело плотины, но не подвержены породы, слагающие ее основание и береговые примыкания, и, во–вторых, расход выноса грунтового материала, вымываемого из тела плотины, принимается пропорциональным расходу потока над размываемым откосом и длине смоченного периметра откоса. При таких гипотезах удается достаточно правдоподобно моделировать процесс прорыва напорного фронта плотин для большого количества реальных аварий. Как показали результаты идентификации, проведенной с использованием результатов лабораторных исследований отдела гидравлических исследований НИИЭС и данных натурных наблюдений на гидроузлах с плотинами из грунтовых материалов, претерпевшими аварии, сопровождавшиеся прорывом напорного фронта, коэффициент пропорциональности слабо зависит от материала плотины. В соответствии с [20, 21], эволюция прорана описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{dW}{dt} = \alpha h^{5/2} \qquad (16)$$

где: t – время; h – разность уровня верхнего бьефа и подошвы плотины; W – объем вынесенного из прорана грунта; α – эмпирический коэффициент. В соответствии с рекомендациями [21], α=0,07 в системе СИ.

Из рассмотрения формулы (16) очевидно, что она пригодна лишь для проранов, размыв которых происходит при истечении из них потока в критическом режиме. В самом деле, в формуле (16) никак не учитывается влияние на ход процесса отметки воды в нижнем бьефе, что возможно лишь при неподтопленном истечении.

Выводы. Согласно выше изложенному можно сделать вывод о том, что для описания резкоизменяющегося движения водного потока при численном исследовании целосообразно использовать систему уравнений Сен–Венана.Поскольку уравнения Сен–Венана не описывают структуру гидравлических прыжков и боров, рекомендовано заменить их разрывом возможных гипотез В.М. Прудовского при прорыве напорного фронта плотины.

Список использованной литературы:

1. В.В.Беликов, С.В.Норин, С.Я.Школьников О прорыве дамб польдеров. // Гидротехническое строитель ство, 2014, №12.
2. Н.С.Пискунов Дифференциальное и интегральное исчисления. М.: Наука. Гл. ред. физ.–мат. лит., 1985 Dam Breek Flood Analyses. // ICOLD. Bulletin 111. 1998.
3. С.В.Христианович Неустановившиеся движения в каналах и реках. В кн. “Некоторые новые вопросы ме ханики сплошных сред”. Изд. АН СССР, М–Л., 1938 г.
4. Л.С.Кучмент Модели процессов формирования речного стока. Л., Гидрометеоиздат, 1980.
5. Дж.Уизем Линейные и нелинейные волны. Изд. Мир, М. , 1977.
6. С.Я.Школьников Исследование течений в реках и озерах численными методами. Диссертация на соис кание ученой степени кандидата технических наук. М., 1980.
7. Р.И.Виноградов, М.И.Жуковский, М.Р.Якубов Газогидравлическая аналогия и ее практические примене ния. Машиностроение, М., 1978.
8. Р.Курант, К.Фридрихс. Сверхзвуковое течение и ударные волны. ИЛ, М., 1950.
9. О.Ф.Васильев, М.Т.Гладышев О расчете прерывных волн в открытых руслах. Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа. 1966 г., №6.
10. С.Я.Школьников, Н.С.Юзбеков Трансформация прорывной волны на суходоле. // Проблемы безопасно сти при чрезвычайных ситуациях. Обзорная информация ВИНИТИ. М. 1999 г, вып. 6.
11. Дж.Дж.Стокер Волны на воде. Изд. Иностранной литературы, М., 1959.
12. С.Я.Школьников Трансформация паводковых волн, распространяющихся по сухому руслу. // Гидротех ническое строительство, №7, 1999.
13. В.М.Лятхер, С.Я.Школьников Численное моделирование течений на быстротоках. Материалы конферен ций и совещаний по гидротехнике. Методы исследований и гидравлических расчетов водосбросных ги дротехнических сооружений. Энергоатомиздат», Л., 1985 г.
14. А.Н.Милитеев, Д.Р.Базаров Математическая модель для расчета двумерных (в плане) деформаций ру сел. //Водные ресурсы, 1999, т. 26, №1, с. 22–26.
15. А.Н.Милитеев, Д.Р.Базаров Двумерные (в плане) уравнения для размываемых русел. // Сообщения по прикладной математике. М., ВЦ РАН, 1997, 18 с.
16. Д.Р.Базаров и др. // Некоторые особенности русловых процессов при численном моделировании // “Ўз. Р. мелиорация ва с/х ривожланишининг замонавий асослари” мавзусидаги халқаро илмий техник анжу ман, 2008 йил 27–29 ноябр, 156–158 с. 66;
17. Д.Р.Базаров, С.К.Хидиров // Анализ существующих методов расчета крепления нижних бьефов гидро технических сооружений на устойчивость и прочность // «Архитектура, қурилиш, дизайн” 1, 2012 г. Изд. ТАСИ, Ташкент, 2012 г.
18. Разработка комплекса мероприятий по обеспечению безопасности гидротехнических сооружений. Мето дическое пособие МФСА, Алматы 2014. С.
19. Dam Breek Flood Analyses. // ICOLD. Bulletin 111. 1998.
20. А.М.Прудовский Образование прорана при прорыве земляной плотины. // Безопасность гидротехни ческих сооружений. Вып. 2–3. М., НИИЭС, 1998.
21. А.М.Прудовский, Е.С.Васильева О моделировании прорыва грунтовой плотины. // Безопасность гидро технических сооружений. Вып. 17. М., НИИЭС, 2010.