Н. С. ЗНАМЕНСКАЯ

551.49 379

ГРЯДОВОЕ ДВИЖЕНИЕ НАНОСОВ

ТЕОРИЯ И ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ



221675

ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ЛЕНИНГРАД • 1968

БИБЛИОТЕ: Ленинградского Гидрометеорологического Института В монографии на основе структурного подхода к изучению руслового процесса устанавливаются основные закономерности движения гряд, предлагается классификация микроформ, которая увязывается с типизацией средних форм и типизацией руслового процесса. Количественные критерии этой классификации позволили связать форму гряд с гидравликой потока и характеристиками наносов, а также придать гидравлический аспект типизации руслового процесса. Использование этой зависимости позволило по-иному решить ряд практических задач, среди которых: расход донных наносов, потери энергии, деформации русла и моделирование на размываемых моделях.

Монография рассчитана на инженеров-гидрологов, гидравликов, гидротехников и научных сотрудников, работающих в области руслового процесса, а также для студентов указанных специальностей.

The mechanism of motion of dunes is analysed on the basis of the discrete conception of hydraulico-morphological process in rivers. Classification of microforms is given as related to types of mesoforms and hydraulico-morphological process. Quantitative criteria of this classification made it possible to consider the form of dunes as connected with the hydraulics of stream and with bed-load characteristics. This allowed to solve in a new way such problems as the bed-load discharge, energy loss, modelling of movable beds, deformation of river bed, etc.

The monograph is meant for engineers in hydrology and hydraulics, scientific workers in the field of evolution of river bed, and for students.

введение

С каждым годом растет количество возводимых на реках гидротехнических сооружений. Строятся не только крупные гидростанции и портовые сооружения, но также и большое число водозаборов, различных трубопроводов, дюкеров, мостов, опор линий электропередач, дамб, струенаправляющих сооружений, перемычек и преград. Все эти сооружения, будучи введены в поток, нарушают его естественный режим и либо вызывают деформации русла, либо оказываются подверженными их воздействию. Деформации русла могут не только нарушить нормальную эксплуатацию сооружений, но и подвергнуть опасности само их существование. Поэтому знание закономерностей руслового процесса представляется задачей большой важности. Ее решение позволит вовремя предусмотреть возможность аварий на возводимых или эксплуатируемых сооружениях И избежать нежелательных последствий проявления руслового процесса. Эти же закономерности позволят предвидеть ожидаемые деформации русла в пределах судовых ходов и запланировать необходимый объем землечерпания.

СЭнание законов развития русла позволит в недалеком будущем не только прогнозировать те изменения, которые произойдут в результате ожидаемого изменения гидравлического режима потока и режима движения наносов, но и управлять русловым процессом в благоприятную для сооружения сторону.

Для крупных объектов строительства обычно производят оценку ожидаемых русловых переформирований преимущественно для прилегающих участков нижнего и верхнего бьефов. Для большинства же более мелких сооружений такой оценки, как правило, вообще не производится, и нормальная их эксплуатация не обеспечивается.

Для оценки влияния руслового процесса на сооружения либо производят расчет ожидаемых деформаций, либо проводят исследования на моделях.

В первом случае необходимо построение плана течений для разных фаз гидрологического режима, детальное знание

шероховатости русла, гидравлических сопротивлений и расходов донных наносов.

Во втором случае необходимо обеспечить на модели подобие руслового процесса, происходящего в натурных условиях, и возможность количественного пересчета полученных на модели деформаций русла в натуру.

Имеющиеся в настоящее время предложения по учету потерь энергии, основанные на оценке влияния зернистой шероховатости и даже размеров гряд, не отражают всего многообразия русловых форм и связанных с ними гидравлических сопротивлений, а поэтому не обеспечивают достаточно полного решения вопроса. Используемая же в практике лабораторных исследований методика моделирования жестких моделей, примененная к размываемым моделям, не позволяет учесть закономерностей формирования донного рельефа и его связи с гидравликой потока.

В настоящей работе делается попытка выявления закономерностей грядового движения наносов, нахождения связи этой формы движения с проявлением руслового процесса на основе анализа данных по грядам, имеющихся в литературе, а также многолетних экспериментальных исследований грядового движения наносов. Установление в первом приближении этих закономерностей позволяет подойти к решению перечисленных выше русловых задач о потерях энергии, расходе донных наносов, деформациях русла и предложить новый подход к моделированию руслового процесса на размываемых моделях. Разработка перечисленных проблем проводилась исходя из основных принципов, изложенных в гидролого-морфологической теории руслового процесса, разрабатываемой в Государственном гидрологическом институте. Обычно при решении подобных вопросов опираются на законы гидродинамики и схематизируют сам русловой процесс. Природные же явления существенно отличаются от таких схематизаний.

Типизация руслового процесса, разработанная в ГГИ Н. Е. Кондратьевым и И. В. Поповым [117], показывает, сколь различны проявления руслового процесса, а значит, как многообразны граничные условия течения каждого типа руслового процесса. Отсюда вытекает необходимость различного подхода к решению задач для каждого типа процесса, учета морфологических особенностей русла, без знания которых применение аппарата гидродинамики для естественных потоков теряет свою ценность.

Граничные условия зависят не только от морфологии русла, но также и от характера гидрологического режима в течение года и гидравлических параметров потока в рассматриваемый отрезок времени. Граничные условия, меняясь с изменением гидравлики потока, в свою очередь влияют и на характеристики потока. Все это значительно затрудняет использование гидроди-

намических методов для естественных потоков. Поэтому в настоящей работе поставленные вопросы решаются на основе законов изменения морфологии русла, использования опытных данных и применения расчетного аппарата гидравлики. При этом используется принятое в Отделе русловых процессов ГГИ разделение наносов на донные и взвешенные, причем в расчет принимаются донные наносы, которые слагают основную часть русловых форм и транспорт которых определяет деформации русла. При этом та часть взвешенных наносов, которая при изменении режима потока опускается на дно и двигается донным путем, рассматривается в общем числе донных наносов. Подробное обоснование такого разделения и связи русловых деформаций русла с донными наносами приводится в главе V.

ГЛАВА І

О ТЕРМИНОЛОГИИ РУСЛОВЫХ ФОРМ

Движение донных наносов почти всегда связано с перемещением русловых образований — песчаных или гравелисто-галечных гряд. Как в реках, так и в лаборатории наблюдается большое разнообразие русловых образований, различающихся по внешнему виду и размерам, но при внимательном рассмотрении можно убедиться, что эти образования почти всегда имеют грядовую форму.

Размеры гряд изменяются в широких пределах. Так, например, длина самых малых гряд (рифелей) может составлять 5-10 см. а длина самых больших достигает нескольких километров. Несмотря на такую значительную разницу в размерах, как те, так и другие отражают взаимосвязь определенных гидравлических условий и степень подвижности наносов. Изменение гидравлики потока приводит к тому, что в русле прекращается движение одних форм и начинается развитие и перемещение других, что дает возможность наблюдать значительное разнообразие русловых образований на одном и том же участке реки. Так, например, на одном из участков р. Даугавы одновременно наблюдались гряды длиной от 7 км до 5-10 м. При обследовании Нижней Волги в 1963 г. на побочне Коршевитом были обнаружены четыре порядка гряд — побочень, имевший длину около 3 км, на нем крупные гряды длиной до 100 м, на которых в свою очередь размещались более мелкие гряды длиной около 10 м, покрытые рифелями, протяженность последних не превышала 20 см.

На рис. 1 приведена заимствованная у Бруун [165] эхограмма, где хорошо видны три порядка гряд — крупная гряда длиной примерно 4 км, далее гряды длиной около 100 м и мелкие гряды длиной 2—3 м.

В соответствии с этим в литературе встречаются различные наименования русловых форм. Выделяют гряды, рифеля, дюны, барханы, побочни и т. д. Каждый автор по-своему трактует эти понятия и не всегда точно формулирует, что именно он имеет

в виду при употреблении данного термина. Поэтому возникает необходимость уточнения этих наименований. Ниже приводятся терминологические определения, дающие первые представления о русловых формах, важные и потому, что некоторые понятия в настоящей работе трактуются иначе, чем это было распространено ранее.

При дальнейшем изложении некоторые из предложенных терминов будут рассматриваться более подробно. Здесь же ограничимся лишь их крат-

кой трактовкой.

Гряды -- собирательный термин, которым, как правило, полчеркивается специфическая конфигурания руслового образования, имеюшего относительно пологий верховой и крутой низовой склоны. В этом смысле к грядам относятся и рифеля, и барханы, и другие русловые образования грядовой формы (побочни, осередки и косы). Гряды имеют определенную конфигура-





Рис. 1. Эхограмма гряд разных порядков.

цию в плане и свойственную им крутизну в зависимости от гидравлики потока и состава наносов, а размеры гряд зависят от размера потока (его глубины и ширины).

В иностранной литературе распространен термин «дюны», под которым понимаются любые, несоизмеримые с размерами русла гряды, кроме рифелей и антидюн.

Гряды могут сильно отличаться по своим абсолютным размерам, которые несоизмеримы с размерами русла (шириной и глубиной); в предельных же случаях длина гряд может быть одного порядка с шириной потока, а высота может составлять 0,2—0,4 глубины.

Рифеля — такие гряды массового распространения в русле, длина которых несоизмерима с шириной потока, а крутизна (отношение высоты гряды к длине) велика и составляет 0,05—0,15. Они образуются в начале движения донных наносов. Вследствие своей массовости рифеля определяют шероховатость дна. Самые пологие рифеля (рис. 2) обычно двухмерны, а самые крутые (рис. 3) уже трехмерны, и иногда по аналогии с эоловыми образованиями они называются барханами.

Антидюны — песчаные грядовые образования, перемещающиеся вверх по течению; иногда антидюны называются *грядами*волнами.



Рис. 2. Рифеля.



Рис. 3. Барханы.

Ленточные гряды — крупные гряды вытянутой формы, которые занимают обычно основную часть русла по ширине и имеют, кроме поперечных, продольные гребни (рис. 4). Такие гряды, по зарубежной терминологии, обычно называют «бар» и распространяют этот термин и на другие крупные гряды, идентичные нашим побочням и осередкам.

Под побочнями в практике речников-гидравликов принято понимать русловые пески, прилежащие к берегу, а под осередками — русловые пески, расположенные в средней части меженного потока. Побочни и осередки представляют собой обсохшие части крупных гряд. Так как побочни образуются из гряд одного



Рис. 4. Гряды.

типа (перекошенных), а осередки — из гряд другого типа (плоских и крутых), условимся всю гряду первого типа называть побочнем, а второго типа — осередком.

Перекаты — скрытые под водой пониженные части гребневых участков крупных гряд (побочней и осередков).

В главе IV дается более подробное обоснование предложенных представлений.

Поскольку термин «гряды» относится к грядам как малого размера, так и к крупным русловым формам, необходимо ввести более обобщенные определения. По терминологии, принятой в ГГИ [119], разобьем все русловые образования на две группы.

Малые гряды (в том числе барханы и рифеля) будем называть микроформами. Крупные песчаные гряды, по своим размерам соизмеримые с шириной и глубиной потока, в том числе и ленточные гряды, назовем мезоформами, или средними формами.

Разделение гряд на микро- и мезоформы вызывается практической необходимостью, возникающей при решении различных задач. Так, при оценке гидравлических сопротивлений русла по длине потока следует учитывать наличие микроформ, которые вследствие своей массовости могут рассматриваться как элементы шероховатости дна. Микроформы не вносят заметных изменений в общую морфометрию речного русла, но представляют особый интерес при определении расхода наносов. Наличие мезоформ в русле необходимо учитывать при практической оценке деформаций русла и при разработке соответствующих морфометрических зависимостей.

Различный подход к изучению гидравлики этих двух видов русловых форм вытекает из разных соотношений между размерами форм и размерами исследуемого участка реки. Вследствие того что микроформы малы по сравнению с размерами всего потока и определяют только тип шероховатости его дна, течение над ними можно принимать равномерным, а изменение гидравлических характеристик в пределах одной гряды рассматривать как макротурбулентную пульсацию.

При рассмотрении мезоформ, размеры которых соизмеримы с размерами исследуемого участка реки, нельзя не считаться с изменением осредненных гидравлических характеристик — глубины и скорости течения. Поэтому режим потока при наличии мезоформ следует рассматривать как неравномерный.

При изменении гидравлических условий в потоке происходит переформирование русловых форм, однако оно отстает от изменения гидравлики потока.

Микроформы более подвижны, чем средние формы; для их переформирования требуется меньше времени, в естественных условиях при плавном изменении расхода воды практически можно считать, что в любой момент времени размер и характер микроформ соответствуют существующим гидравлическим условиям. Для перестройки мезоформ требуется существенно больше времени, вследствие чего они обычно не успевают приспособиться к изменившимся гидравлическим условиям и могут существовать при несвойственных им фазах водного режима. Именно эти различия и принимаются в расчет при разделении русловых образований на микро- и мезоформы.

Учитывая все вышесказанное, можно попытаться дать следующее, более полное определение русловых форм.

Микроформами называются легкоподвижные песчаные гряды малого размера, строение которых связано с макротурбулентностью потока. Эти гряды покрывают все русло и определяют шероховатость дна. Благодаря сравнительно быстрой приспособляемости к изменениям гидравлического режима они могут рассматриваться как существующие при равномерном установившемся движении потока, так как неравномерностью в пределах одной гряды можно пренебречь.

Мезоформами называются крупные песчаные гряды, соизмеримые с размерами речного русла, вызывающие неравномерность протекающего над ними потока.

Характеристики мезоформ отвечают некоторому определенному расходу воды. При меньших расходах эти формы сохраняют свои основные размеры, но замедляются или полностью останавливаются в своем развитии или же частично разрушаются и перестраиваются. Поэтому можно сказать, что для возникновения мезоформ достаточно установившегося режима, хотя ввиду изменчивости расходов воды в гидрологическом году в естественных реках эти формы вынуждены существовать при неустановившемся режиме.

Вводя более четкое разграничение в понятия малых и средних русловых форм, не следует упускать из виду, что в природе могут встречаться различные промежуточные и переходные образования, в которых сочетаются свойства обеих русловых форм.

ГЛАВА II

МИКРОФОРМЫ

§ 1. Существующие классификации микроформ

Для того чтобы успешно решать задачи, связанные с определением гидравлических потерь энергии, определением расхода донных наносов, с прогнозированием деформаций и другие, необходимо опираться на закономерности возникновения и перемещения русловых образований.

В главе I было кратко рассмотрено разделение всех гряд на две группы, для каждой из которых характерны свои особенности возникновения и развития. Однако при разделении на микрои мефозормы не рассматривалось возможное многообразие гряд, входящих в каждую группу, и эти различные гряды не связывались с определяющими их критериями.

Рассмотрение песчаных и гравелистых форм свидетельствует о большом разнообразии гряд одного порядка, связанном с изменением гидравлики потока. Действительно, в начале движения донных наносов из одного и того же подвижного материала формируются гряды иной конфигурации, чем при интенсивно развитом движении наносов, связанном с увеличением скорости потока. При некотором критическом значении происходит разрушение гряд и наносы перемещаются слоем. Отсюда возникает необходимость ввести это многообразие в какую-либо систему, причем желательно, чтобы эта система отражала не только изменение характеристик самих гряд, но и изменение определяющих их гидравлических параметров. В этом смысле классификацию микроформ следует рассматривать как первое звено в цепи последовательного изучения закономерностей движения песчаных гряд.

В настоящее время известны классификации гряд, предложенные различными авторами. Хотя эти классификации и близки между собой, однако они заслуживают отдельного рассмотрения. Дж. Богарди [158, 159] для классификации гряд в качестве гидравлического критерия использует коэффициент устойчивости *b*, получивший распространение в ВНР (Венгрии). Этот коэффициент является величиной, обратной квадрату числа Фруда, взятому по динамической скорости v_* ,

$$b = \frac{d}{HI} = \frac{gd}{v_*^2} \,, \tag{1}$$

где H — глубина; I — уклон свободной поверхности потока; g — ускорение силы тяжести.



За критерий, определяющий характеристику донных наносов, Богарди принимает величину их среднего диаметра, значения которого отложены по оси абсцисс (рис. 5).

Система полученных прямых линий отличается величиной параметра β, связанного с коэффициентом устойчивости выражением

$$\beta = \frac{b}{d^N} = \frac{g d^{0,118}}{v_*^2} \,. \tag{2}$$

Изолиниями β вся область движения донных наносов разделена на область гладкого движения без гряд (при начале трогания донных наносов), рифеля, дюны, переходную область и антидюны. Система прямых линий на этом графике пересекается

системой кривых равного значения $\frac{v_*}{m}$, где v_* — динамическая

скорость, w — гидравлическая крупность частиц. Анализ рис. 5 показывает, что рифеля могут образовываться преимущественно из мелких наносов при определенном диапазоне значений числа Fr_{*}. Область крупных наносов наименее изучена. Однако из этих графиков все же следует, что крупные наносы при больших значениях числа Fr_{*} образуют антидюны, минуя другие формы движения. Этот вывод вызывает сомнение, поскольку трудно себе представить, что при начале трогания наносов сразу образуются антидюны.

Недостатком классификации Богарди следует признать малую обеспеченность графика экспериментальными материалами (использованы только данные Альбертсона) и отсутствие в ней количественных характеристик самих гряд.

В 1961 г. американскими исследователями Д. Саймонсом и Э. Ричардсоном [220] была предложена новая классификация гряд. Всю область движения донных наносов они разделили на три условных режима (зоны): 1) нижний, к которому относятся рифеля, дюны, покрытые рифелями, и дюны; 2) верхний, к которому относятся гладкая фаза движения наносов, представляющая собой движение наносов слоем, гряды-волны, два типа антидюн и 3) переход между верхним и нижним режимами.

Д. Саймонс и Э. Ричардсон не только классифицируют гряды, но описывают свойственную каждому типу гряд форму свободной поверхности потока, что следует отметить как достоинство рассматриваемой классификации. В качестве гидравлической характеристики потока они приводят значения чисел Фруда

 $\frac{0}{\sqrt{gH}}$, свойственные каждой форме гряд. Однако в приведенной \sqrt{gH} ,

ими классификации гряд отсутствуют характеристики донных наносов. Для восполнения этого недостатка Саймонс и Ричардсон приводят график (рис. 6), также представляющий собой классификацию гряд. На этом графике они связывают качест-

венную форму гряд с критерием подвижности наносов $\frac{v_*}{w}$ и чи-

слом Рейнольдса, взятым по диаметру и динамической скорости v_* . На приведенном графике не отражено вляяние кинетичности потока (влияние числа Фруда на формы гряд), хотя они и признали за этим критерием доминирующее значение, поскольку в своей предыдущей классификации связали форму гряд с формой свободной-поверхности [224].

Сопоставляя приведенные две классификации, можно сказать, что последняя имеет преимущество, заключающееся в попытке связать форму гряд с характером свободной поверхности потока. Кроме того, следует признать ее бо́льшую обеспеченность экспериментальными материалами, вследствие чего удалось более детально представить формы гряд. Обращает на себя внимание тот факт, что Саймонс и Ричардсон, в отличие от Богарди, не выделяют гладкой формы движения наносов сразу после начала трогания частиц. На отсутствие этого вида движения также указывает и В. С. Кнороз [63, 64].

По-видимому, понятие «переходная зона» в этих двух классификациях трактуется по-разному, так как у Богарди не выде-



Рис. 6. Классификация гряд по Саймонсу и Ричардсону (первый вариант).

лена гладкая фаза движения перед переходом к антидюнам и не выделяются в самостоятельный тип гряды-волны. Однако графики Богарди (у автора их несколько) по сравнению с графиком, изображенным на рис. 6, имеют преимущество в том, что на них показана возможность существования разных по форме гряд при одном и том же показателе устойчивости *b*, т. е. при одном и том же значении Fr, тогда как Саймонс и Ричардсон, хотя и обращали на это внимание, не смогли объяснить этого факта и не сумели представить эту зависимость графически.

В своей последней работе Саймонс, Ричардсон и Нордин [225] приводят график, изображающий классификацию гряд в несколько измененном виде. На рис. 7 видно, что области различных видов движения наносов расположены иначе и представлены не в функции от числа

$$\operatorname{Re}_{*d} = \frac{v_{*d}}{\gamma}, \qquad (3)$$

а непосредственно от эффективного диаметра. Такая зависимость может быть, по мнению самих авторов [225], использована для прогноза русловых форм и при решении различных инженерных задач, даже несмотря на то, что с ее помощью можно определить только качественное состояние образующихся форм.

Кроме перечисленных, существует также классификация Дж. Кеннеди, предложенная в 1963 г. [196]. Основным признаком разделения гряд здесь принято условие совпадения или несовпадения по фазе контура свободной поверхности потока



Рис. 7. Классификация гряд по Саймонсу и Ричардсону (последний вариант).

с контуром линии дна. При этом за контур поверхности дна принята некоторая синусоидальная линия, ограничивающая не только твердую поверхность дна, но и водоворотную зону, образующуюся за гребнем гряды. Классификация Кеннеди, в отличие от вышеприведенных, основана на теоретических построениях. Подробнее эта работа будет рассмотрена ниже при описании теории возникновения гряд (гл. III, § 2). Здесь же она рассматривается с точки зрения классификации гряд. Графическое ее изображение представлено на рис. 8. В качестве определяющих параметров Кеннеди использует квадрат числа Фруда $Fr^2 = \frac{v^2}{gH}$ и некоторый безразмерный параметр грядового движения *j*, который 16 зависит от физических свойств жидкости и наносов. Наиболее полную классификацию дал Кеннеди для области антидюн.

В области малых чисел Фруда выделяются только дюны (гряды), признаком появления которых считается несовпадение указанных выше фаз. Дж. Кеннеди отмечает, что приведенная им классификация не совсем пригодна для дюн вследствие того, что к ним мало подходит принятое им условие синусоидальности граничной линии между дном и транзитным потоком. Кроме того, отсутствие рекомендаций для определения основного параметра *j*



Рис. 8. Классификация гряд по Кеннеди.

делает эту интересную классификацию в настоящее время непригодной для каких бы то ни было расчетов. Следует отметить также, что наибольшее число Фруда, при котором, по Кеннеди, возможно появление антидюн, равно двум, тогда как эксперименты показывают наличие антидюн и при значительно больших величинах числа Fr.

Как видно из изложенного, классификации различных авторов очень близки друг к другу по выделенным формам гряд, несмотря на то что между этими классификациями имеются качественные различия. Появление гряд разной формы связывается со степенью бурности потока и каким-либо критерием, характеризующим крупность наносов. Однако никто из перечисленных авторов не вводит в классификацию количественные характеристики гряд, что дало бы возможность определить размеры гряд в зависимости от гидравлики потока.

2 Заказ № 221

91675

БИБЛИОТЕНА МИСТОРИСТО ПИДОТОСКОТО

§ 2. Методика экспериментального исследования грядового движения

Экспериментальное исследование грядового движения началось еще в XIX в. Известны классические работы Дюбуа, Дикона, Джильберта, Мэрфи и др. В СССР одними из первых детальным изучением гряд занимались В. Н. Гончаров, Г. В. Лапшин, М. А. Великанов, Н. А. Михайлова, В. Ф. Пушкарев и др.

При постановке лабораторных исследований всегда обращалось внимание на необходимость изучения движения гряд при равномерном установившемся режиме потока и наносов. Такое условие, как правило, обеспечивается при равенстве расходов донных наносов в начале и конце исследуемого рабочего участка лотка. Это условие необходимо для получения однозначности искомых зависимостей между параметрами гряд и характеристиками потока.

В 1958 г. Брукс [162] подверг сомнению вообще возможность существования однозначных зависимостей между характеристиками гряд и гидравликой потока, но проведенная дискуссия по его статье показала, что в его опытах, по-видимому, не соблюдалось вышеуказанное необходимое условие равенства расхода донных наносов в начале и конце участка. Для размываемого дна при транспорте наносов, кроме расхода Q и глубины H, необходимо задавать также расход донных наносов q_m . Как видно из литературы, все последующие исследования обычно проводились при соблюдении этого условия.

При экспериментальном исследовании гряд обычно добиваются, чтобы в начале опытов режим потока был близок к равномерному, тогда наблюдается равенство уклонов свободной поверхности потока и дна. Это достигается установкой соответствующего положения щита в конце лотка. Положение щита в процессе опыта остается неизменным.

В результате движения гряд при заданном сочетании жидкого и твердого расходов происходит переформирование лна. изменение его уклона и уклона свободной поверхности потока и соответственно изменение средней глубины потока и средней скорости течения. Когда поток изменит форму дна и выработает такой уклон, при котором обеспечивается транспорт подаваемых в него наносов, переформирование дна прекращается и обеспечивается транзит расхода донных наносов. В этом случае опыт можно считать законченным, так как устанавливается соответствие между формой перемещающихся гряд и выработанной потоком глубиной, скоростью и уклоном свободной поверхности. При этом средний расход донных наносов в пределах каждой гряды остается постоянным и сохраняется идентичная форма гряд. В процессе установления такого равновесия можно считать, что каждой гряде соответствует местная гидравлика потока и местный расход донных наносов, который, однако, отличается от полаваемого в лоток в начале рабочего участка.

Установление соответствия между формой гряд и гидравликой потока в лотке может косвенно оцениваться по устойчивости свободной поверхности потока — неизменности среднего уклона поверхности воды. Под устойчивостью, или стабильностью, уклона здесь следует понимать колебание уровня поверхности воды около некоторого среднего значения. Эти колебания связаны с прохождением гряды через данный створ.

При изучении скоростного поля потока обычно используется киносъемка. В экспериментах автора такая киносъемка применялась с частотой от 8 до 32 кадров в секунду. Для визуализации потока использовались шарики, состоящие из смеси алюминиевого порошка с воском, или специальная эмульсия. В последнее время в ГГИ широко применяется для визуализации потока сополимер стирола, мелкие гранулы которого очень хорошо насыщают всю толщу потока.

Для получения данных по потерям энергии обычно пользуются сведениями об уклоне потока, значения которого получают по разности отметок свободной поверхности в начале и конце рабочей части лотка.

После окончания опытов лоток осторожно освобождается от воды и песчаное дно нивелируется по заданным продольным профилям. За среднюю глубину потока обычно принимают либо осредненную глубину по всему продольнику, либо среднюю из глубин над гребнем гряды, либо осредненную глубину над подвальем. Если учесть, что в подвальях гряд расположены водоворотные образования, которые не участвуют в транзитном течении, то, по-видимому, правильным будет считать за характерную глубину среднюю глубину транзитного течения, которая близка к глубине над гребнем гряды. Во всех разработках автора использована именно эта глубина. За среднюю скорость потока принимается скорость, полученная делением расхода воды на расчетную глубину — глубину над гребнем гряды.

В настоящем параграфе изложена наиболее распространенная методика исследования закономерностей грядового движения наносов в лабораторных гидравлических лотках. Этой же методики придерживался и автор настоящей работы. Частные отклонения от методики были оговорены выше.

Лабораторные исследования явились основным экспериментальным материалом, анализ которых позволил придти к нижеприведенным решениям, изложенным в настоящей работе. Это обстоятельство вполне объяснимо. При постановке лабораторных экспериментов легче добиться обеспечения однозначности искомых зависимостей, тогда как в натурных условиях вследствие изменчивости расхода воды далеко не всегда можно быть уверенным, что зафиксированные в русле гряды соответствуют измеренному гидравлическому режиму. По этой причине к натурным материалам по грядам следует относиться с большой осторожностью.

Сказанное, однако, не означает, что полученные результаты характеризуют лишь лабораторные условия. Хотя закономерности движения гряд получены при анализе экспериментальных данных в лотках, они относятся к физическому процессу взаимо-



I — плоские гряды; 2 — рифеля; 3 — перекошенные гряды; 4 — крутые гряды; 5 — смыв гряд или разрушающиеся гряды; 6 — гладкая фаза; 7 — антидюны.

действия текущей воды и сыпучего подстилающего дна. В естественных условиях эти закономерности лишь осложняются влиянием дополнительных факторов. таких как неравномерное неустановившееся движение воды, сложная конфигурация русла, неоднородность состава наносов, криволинейность течения. Влияние этих факторов анализируется, и даются логичные способы учета этих особенностей. Кроме того, при построении графических зависимостей, явившихся основой предлагаемых ниже расчетов, были все же использованы некоторые натурные материалы, относительно которых была уверенность в том, что полученные гряды соответствуют измеренному режиму. Ниже при описании рис. 9 делается ссылка на эти материалы.

Следует отметить также, что предлагаемые методы расчета деформаций русла, расхода донных наносов, полученные на основании анализа преимущественно лабораторного материала сопоставлялись с наблюденными в естественных условиях деформациями русла и величинами расхода донных наносов. Результаты этих расчетов приводятся в соответствующих главах и свидетельствуют о правомерности распространения закономерностей грядового движения наносов, полученных в лабораторных условиях, на естественные русла.

Несколько подробнее о требованиях к постановке натурных исследований движения песчаных гряд сказано в § 5 гл. VI.

§ 3. Классификация гряд

На основании проведенных автором лабораторных исследований и использования экспериментальных материалов других исследователей в 1962 г. была предложена классификация гряд. При создании этой классификации были использованы следуюшие соображения.

Грядовое движение наносов начинается практически с началом движения донных наносов и прекращается при переходе их во взвешенное состояние.

Как показали исследования, каждому виду гряд присуща своя структура турбулентности потока и поэтому ее необходимо учитывать как один из признаков формы гряд.

Другим признаком формы гряд можно принять их крутизну $\frac{\Delta}{\lambda}$, выраженную отношением высоты гряды Δ к ее длине λ

[103, 104].

Многие экспериментальные исследования и полевые наблюдения показали, что каждый из параметров, определяющих крутизну гряд, изменяется с изменением скорости и глубины потока различно [77, 118, 32, 15, 16, 64, 73, 144].

Результаты многочисленных исследований показали также, что при прочих равных условиях форма гряд зависит от состава донных наносов [15, 16, 32, 33, 63, 64, 118]. Поэтому при классификации песчаных гряд следует выбрать такие критерии, которые для песков разной крупности наилучшим образом характеризовали бы как изменение крутизны гряд, так и изменение структуры турбулентности, присущей грядам данного типа. Таким критерием является число Фруда. Оно учитывает отношение основных действующих сил инерции и тяжести, наиболее чутко реагирует на малейшее изменение глубины и скорости потока, изменение кинетичности потока, формы свободной поверхности (которые выражают структуру турбулентности).

Подвижность наносов хорошо характеризуется отношением средней скорости течения v к гидравлической крупности

наносов *w*. Этот критерий, например, давно используется А. В. Караушевым [56, 57].

На рис. 9 представлена графическая зависимость между числом $Fr = \frac{v}{\sqrt{gH}}$, отношением $\frac{v}{w}$, крутизной гряд $\frac{\Delta}{\lambda}$ и скоро-

стью перемещения гряд с., имеющая большое значение для всех приведенных ниже гидравлических расчетов. Для построения этой зависимости использованы материалы автора (1953-1965 гг.), В. Н. Гончарова [15, 17], Г. В. Лапшина [77]. В. Ф. Пушкарева [118], Якштас и Теперина, В. С. Кнороза [63. 64]. Я. В. Бодряшкина [9]. А. Ф. Печкурова [114]. И. К. Никитина [109], Дж. Джильберта [185], Т. Цзубаки, Т. Кавасуми и Т. Ясутоми [233], К. Синухара и Т. Цзубаки [219], Н. Брукса [162], Хзие и А. Калинске [194], М. Альбертсона [227], Д. Саймонса и Э. Ричардсона [220—226], натурные данные, опубликованные В. Н. Гончаровым [15, 16], С. Т. Алтуниным [3, 4], а также имевшиеся в распоряжении автора данные лабораторных исследований Якштаса и Теперина, и натурные данные Ляпина, Клавена и Волжской ГМО. В результате вся область движения наносов в довольно широком диапазоне изменения критерия полвижности наносов была освещена лабораторными и частично натурными материалами.

Следует отметить, что опытные материалы перечисленных авторов разнородны. Необходимые величины для составления определяющих критериев имеются не во всех работах. Так, например, в работах Брукса, Хзие и Калинске не приводится сведений о высоте и длине гряд, а лишь дается качественное их описание по принятой этими исследователями терминологии. Некоторые авторы (Брукс, Якштас и Теперин) иногда не приводят сведений о длине гряд, скорости перемещения гряд, скорости потока, о составе наносов.

Использование разнородного материала, когда каждый автор по-своему определяет основные параметры грядового движения (высоту, длину гряд, среднюю глубину потока, среднюю скорость течения и расчетный диаметр частиц), приводит к неизбежному разбросу точек при построении графических зависимостей, по-этому при использовании графика (рис. 9) нельзя ожидать высокой точности. Тем не менее оказалось возможным разбить всю область движения донных наносов по равным значениям крутизны гряд $\frac{\Delta}{\lambda}$ на семь качественно различных форм: плоские гряды, рифеля, перекошенные гряды, крутые гряды, смыв гряд, гладкая фаза движения наносов, антидюны. Как видно на графике (рис. 9), одна и та же форма гряд может существовать в потоке при разных гидравлических условиях, при разных числах Fr, в зависимости от крупности подстилающего дна, чем и 22

определяется причудливая форма изолиний $\frac{\Delta}{\lambda}$. Такая сложная

форма кривых, по-видимому, не должна вызывать удивления. Здесь так же, как и на известном эмпирическом графике Зегжды, форма кривых определяется сложностью и многообразием самого описываемого графиком явления.

При построении рис. 9 была обнаружена тенденция к неизменности скорости смещения гряд вдоль изолиний $\frac{\Delta}{\lambda}$, что и послу-

жило основанием к приданию тем же изолиниям второго параметра — их скорости $c_{\rm F}$.

Стремление вместо скорости смещения принять какой-либо безразмерный критерий, учитывающий косвенно смещение гряд, пока не дало желаемых результатов.

Единство изолиний крутизны гряд и скорости их смещения означает, что подобные гряды при свойственном им режиме двигаются с одинаковыми скоростями. Распространенное мнение о том, что более высокие гряды движутся с меньшими скоростями, основано на натурных наблюдениях в потоках, когда одновременно перемещаются и высокие и низкие гряды, существующие при данных гидравлических условиях. Однако сопоставление скоростей перемещения таких гряд неправомерно вследствие того, что в этом случае более высокие гряды являются унаследованными формами и движутся замедленно в условиях несвойственного им режима.

Не все области, изображенные на рис. 9, равноценны по количеству опытных точек. Правая часть графика меньше обеспечена опытными данными, так как для получения больших отно-

шений – иеобходимо использование данных по движению w

очень мелких наносов. В литературе имеются лишь данные Хзие и Калинске [194], применявших в своих лабораторных экспериментах мельчайшие илы со средним диаметром 0,011 мм, однако они приводят лишь качественное описание гряд. Сопоставление качественных признаков этих гряд и гряд, полученных другими авторами, приводящими также и количественные показатели, позволило провести аналогию между ними и распространить изолинии крутизны гряд и на эту область.

Кроме того, приведенные Хзие и Калинске сведения о коэффициенте шероховатости *n* для полученных ими гряд косвенно подтвердили возможность такой аналогии, так как изолинии *n* почти индентичны изолиниям крутизны гряд и скорости их перемещения (рис. 10). На рис. 10 изображены в тех же координатах

Fr и $\frac{\sigma}{\omega}$ изолинии коэффициента шероховатости *n*, по Маннингу,

полученные на основании обработки того же экспериментального материала, по которому был получен и график, изображенный на рис. 9. Как видно на графике, коэффициент шероховатости n зависит от формы гряд. Сопоставление рис. 9 и 10 показывает, что в области плоских гряд наблюдается местное уменьшение числа n. Такое уменьшение вполне понятно, так как оно связано с уменьшением влияния на величину n гребневых выступов гряд, которые в этой области расположены на значительном удалении друг от друга. При уменьшение шероховатости, связаное с увеличением влияния зернистой шероховатости. Если учесть, что для этой области (малые значения $\frac{v}{w}$) свойственны

большие размеры зерен, то возрастание коэффициента *n* при начале движения наносов становится вполне логичным.

Для области рифелей характерны большие значения коэффициента *n*, связанные с большими значениями крутизны гряд. При возникновении рифелей коэффициент шероховатости *n* сразу принимает большие значения, так как в этой области роль зернистой шероховатости ничтожно мала по сравнению с шероховатостью формы гряд.

Значение графика, изображенного на рис. 10, заключается не только в возможности определять коэффициент *n* для заданных гидравлических условий, что позволит, например, уточнить построение плана течений, но также и в том, что, используя этот график, можно при заданных глубине потока, уклоне свободной поверхности и гидравлической крупности донных наносов определять путем подбора среднюю скорость потока.

Область рифелей, расположенная на рис. 9 в нижней левой его части, требует дальнейшего уточнения. Эта область достаточно хорошо освещена имеющимися данными по крутизне гряд. Однако малое количество данных по скоростям перемещения гряд требует их пополнения.

Затруднение при исследовании заключается в том, что для детального обследования гряд в этой области в лабораторных условиях необходимы лотки с большой глубиной потока, позволяющие к тому же пропускать значительные расходы воды.

Натурные же исследования затруднительны тем, что требуют таких наблюдений за скоростями смещения гряд, которые бы отражали неизменность последних во времени в связи со стабильностью расхода воды, а это условие при натурных исследованиях почти никогда не соблюдается. Небольшие колебания уровня и расхода воды мало сказываются на изменении размеров гряд, но сильно влияют на среднюю скорость смещения их. Поэтому для исключения этого обстоятельства, с одной стороны, необходимы короткие сроки наблюдений за последовательным положением гребней гряд, а с другой, эти короткие сроки вследствие



Рис. 10. Зависимость коэффициента n, по Маннингу, от Fr и $\frac{v}{w}$.

небольшого смещения гребней влияют на уменьшение точности наблюдений, так как здесь сказывается погрешность плановых измерений, которая относительно больше при меньших смещениях гряд.

Вследствие указанных трудностей определения скоростей рифелей конфигурация этой области на графике существенно изменялась по мере накопления дополнительных данных [36, 37, 41].

В последнее время (эксперименты ГГИ 1966 г.) эта зона пополнилась сведениями о скоростях перемещения рифелей, сформированных из дробленого каменного угля [71], причем связь между скоростями песчаных и угольных гряд выражается через коэффициент относительной плотности песка $\rho_{\rm fr}$, воды ρ и угля $\rho_{\rm y}$

$$c_{\mathbf{r}_{\Pi}} = \frac{\rho_{\mathrm{y}} - \rho}{\rho_{\Pi} - \rho} c_{\mathbf{r}_{\mathrm{y}}}.$$
 (4)

Использование крутизны гряды $rac{\Delta}{\lambda}$ дает существенные пре-

имущества в применении классификации микроформ для различных инженерных расчетов в области гидравлики открытых русел и дает возможность использовать эту классификацию при моделировании на размываемых моделях.

Каждая форма грядового движения наносов имеет определенную крутизну гряд и характерную форму макротурбулентности потока, определяющую потери энергии. При описании разных форм структуры макротурбулентности применяется метод фрагментирования потока — выделение его характерных частей [34, 40, 65, 68].

Выделим три основных фрагмента в потоке с грядовым дном:

1) транзитная часть потока — основная часть текущей воды,

2) придонная зона, расположенная над напорной гранью гряды,

3) водоворотная зона, занимающая подвалье гряды.

Ниже дается краткое описание всех форм движения наносов. 1. Плоские гряды $\left(\frac{\Delta}{\lambda} \text{ от 0 до 0,04}\right)$ возникают сразу же при начале трогания донных наносов (рис. 11, *a*, *b*, *c*). Профиль гряд напоминает правильные ступеньки. Скорости смещения гряд малы и возрастают с ростом крутизны гряд $\frac{\Delta}{\lambda}$, которая в свою очередь растет с увеличением числа Fr и критерия $\frac{v}{w}$ (для данного состава насосов). Транзитная часть потока пред-

ставлена здесь слабоизвилистыми линиями токов, причем свободная поверхность потока при таких грядах обычно спокойна

(лишь для крупных наносов свободная поверхность может стать волнистой, вплоть до появления стоячих волн).

Водоворотная зона развита слабо, состоит из двух, а иногда одного сравнительно крупного вальца, заметного простым глазом и составляющего от 1 до 15% площади потока над одной грядой. В придонной области этих гряд наблюдалось перемещение индикаторов по траекториям (рис. 11 *a*), напоминающим циклоиды, но отличающимся от них величиной шага. Можно представить, что эти циклоидальные траектории описываются частицами жидкости, находящимися на границе некоторых водоворотов, имеющих форму, близкую к эллиптической. Наличие в придонной зоне таких циклоидальных траекторий является специфической особенностью плоских гряд.

Циклоидальные траектории более устойчивы в нижнем пределе исследованного диапазона отношения $\frac{\Delta}{\lambda}$; частицы в этом случае проходят четыре—шесть ветвей циклоид, после чего вырываются в поток и уходят по другой траектории. При верхних значениях параметра $\frac{\Delta}{\lambda}$ частицы жидкости делают два-три прыжка и далее с разрушением вальца уходят в транзитную часть потока.

2. Рифеля — область крутых песчаных образований с крутизной от 0,04 до 0,15, возникающих, как и плоские гряды, сразу после начала движения донных наносов и преимущественно из относительно мелкого песка. Существенное отличие рифелей от только что рассмотренных плоских гряд состоит в том, что водоворотная область у рифелей значительно сильнее развита, чем у плоских гряд и занимает почти ¹/₄ всей площади отсека над одним образованием. С этим связана, по-видимому, и значительная крутизна рифелей, которую они в состоянии поддерживать за счет более интенсивной работы водоворотной зоны подвалья.

Для первоначального размыва дна, сложенного сравнительно мелким песком, упаковка которого более компактна, чем крупного песка, требуется начальное усилие, выражающееся преимущественно в увеличении подъемной силы, т. е. силы, направленной вертикально вверх. Эта сила, по-видимому, становится достаточной для подъема частицы, когда величина продольной влекущей силы, необходимой для транспорта донных частиц, уже перешла свое критическое значение. Поэтому каждая мелкая частица оказывается как бы приподнятой подъемной силой и частицы сравнительно легко группируются в высокие песчаные скопления с коротким шагом.

В противоположность этому для трогания более крупных частиц, упаковка которых менее компактна, преимущественное значение имеет сдвигающая продольная сила. При значительно меньших величинах вертикальной составляющей скорости крупные, а значит более тяжелые частицы с бо́льшим трудом группируются в высокие гребешки, поэтому частицы, перекатываясь, способны проходить без остановки бо́льшие расстояния. Размер водоворотной зоны, по-видимому, также связан с соотношением продольной и вертикальной составляющих скорости.

Конечно, приведенные соображения могут рассматриваться лишь в самом первом приближении, а механизм формирования рифелей и гряд требует дальнейшего и тщательного изучения на базе физического эксперимента.

Критерий появления рифелей. который был предложен А. Шильдсом [218] и подтвержден И. К. Никитиным [111], выражающийся в критическом значении числа Рейнольдса, взятого по диаметру частицы, требует внимательного рассмотрения. Дело в том, что проводившаяся в последнее время натурная проверка предложенной зависимости (рис. 9) показала, что в области существования рифелей могут быть обнаружены русловые образования. по своим характеристикам вполне отвечающие характеристикам рифелей и соответствующие приведенной в начале настоящей главы терминологии, но по своим абсолютным размерам не укладывающиеся в общепринятые представления о рифелях — размеры этих образований составляют по высоте около 1 м, а длина этих форм не превышает 8 м [59, 60]. По критерию Шильдса-Никитина, эти формы не являются рифелями. Однако по принятой классификации такие формы следует, по-видимому, отнести именно к рифелям, так как эти образования появляются в большом количестве и определяют шероховатость дна. Дополнительные эксперименты и наблюдения должны внести ясность и в этот вопрос.

3. Перекошенные гряды — форма движения донных наносов; возникают при дальнейшем увеличении числа Фруда Fr

и критерия $\frac{v}{w}$, характеризуются развитым движением донных

наносов в виде трехмерных гряд с крутизной от 0,04 до 0,08 (рис. 11 д, е, ж). При этом в подвалье гряды образуются продольные гряды (стрелки). Транзитная часть потока представлена, как и в первом случае, слабоизвилистыми линиями токов, но их извилистость больше, чем в первом случае. Цельность транзитного потока периодически нарушается действием водоворотных шнуров, возникающих в подвалье гряды. Это явление, наиболее типичное для перекошенных гряд, можно объяснить возросшей пространственностью гряд и возникновением восходящих токов над максимальными отметками гребней, в результате чего в подвалье гряды уменьшается гидродинамическое давление. Вследствие этого боковые струи искривляются в поперечном и в вертикальном направлениях. Совместное действие искажения линий токов в плоскости *xy* и плоскости *z* вызывает закручивание боковых струй. В результате в подвалье появляется продольная гряда, намытая этими восходящими вихрями (рис. 11 *e*, *ж*), которые способствуют образованию местного вздутия свободной поверхности потока.

Другая местная выпуклость свободной поверхности наблюдается над гребнем гряды. Она связана, по-видимому, с восходящими линиями токов, образующимися над гребнями гряд.

Перекос гряд происходит обычно при больших числах Фруда, чем перемещение плоских гряд и рифелей (при прочих равных условиях) и вызывает неустойчивость катящихся придонных водоворотов. Циклоидальные траектории частиц потока встречаются значительно реже, чем в первом случае. По киносъемке можно проследить лишь одну-две ветви циклоиды. Скорость перемещения этих гряд значительно больше, чем в 1 и 2-й областях.

4. Крутые гряды — форма движения донных наносов, возникают при дальнейшем увеличении чисел Fr и критерия $\frac{v}{w}$; крутизна гряд $\frac{\Delta}{\lambda}$ составляет 0,08—0,12. Этим грядам, в отличие от рифелей, свойственно большое ложкообразное подвалье, занимающее почти $\frac{1}{3}$ всей длины гряд. Транзитная часть потока для этой зоны представлена сильно извилистыми линиями токов, свободная поверхность волниста, причем имеется одно местное вздутие потока, расположенное над водоворотной зоной, т. е. дно и свободная поверхность потока находятся в противоположной фазе.

Выпуклая водоворотная зона за гребнем гряды как бы отжимает транзитную часть потока, образуя местное искривление линий токов. Искривленные струи потока более интенсивно размывают хвостовую часть следующей гряды. Донные наносы перемещаются частично в обратном направлении, подхватываемые находящимися в подвалье сильно развитыми водоворотами.

Формулу для расхода донных наносов в этом случае для двухмерного потока можно написать в виде

$$q_{\rm r} = c_{\rm r} \, (z_{\rm cp} - z_0), \tag{5}$$

где z_0 — превышение точки подвалья с нулевым расходом наносов; $z_{\rm cp}$ — превышение средней отметки гряды, равное $\frac{\Delta}{2}$, над наинизшей точкой подвалья.

Обычно в обратном направлении движется только песок мелких фракций, так как обратные скорости малы. Поэтому подвалье таких гряд устлано мелкими наносами, которые погребаются под крупными фракциями, движущимися за счет сползания гряд. В разрезе это дает косую и горизонтальную слоистость гряды, причем горизонтальные полосы выражены мелкими фракциями песка, а косые—крупными фракциями.

На напорной грани гряд редко можно наблюдать катящиеся водовороты (они неустойчивы и быстро разрушаются), и внешние частицы катящихся вихрей не описывают более 1—2 ветвей циклонд. Наиболее характерной особенностью кинематической структуры потока для этих гряд является сильно развитая водоворотная зона с системой взаимосвязанных вальцов разного размера; эта зона может занимать около 50% плошали всего потока.

Плотность транзитной части потока в грядах этого типа снова восстанавливается и лишь изредка нарушается выбрасыванием из придонной водоворотной области облака наносов. Такие гряды обычно образуются из мелкого песка при больших числах Фруда. По-видимому, можно ожидать появления таких гряд и из более крупного материала, но при значительно бо́льших числах Фруда.

5. Разрушение гряд и уменьшение крутизны от максимальной до 0,005. Начало смыва гряд характеризуется устойчивым чередованием форм гряд — сменой коротких и крутых гряд длинными и пологими. Возможно, что это явление послужило основанием Саймонсу и Ричардсону [220—225] для утверждения о нарушении в этой области каких-либо устойчивых связей между гидравлическими характеристиками и формой гряд. Чередование форм гряд обычно наблюдается при числах Фруда, близких к единице, и сопровождается периодическим появлением остановившихся волн.

Интенсивный расход донных наносов вызывает быстрое увеличение высоты гряды и, как следствие, рост уровня свободной поверхности над гребнем гряды. Однако такой рост не может продолжаться до бесконечности, и когда условия устойчивости свободной поверхности (волны) нарушаются, происходит сброс воды с гребня волны, и уровень свободной поверхности понижается, что вызывает местное резкое увеличение скорости (вследствие резкого уменьшения глубины и сохранения расхода воды). Под действием быстро возросшей скорости происходит интенсивный размыв гребня гряды. Этим и объясняется разрушение крутых гряд и появление вместо них пологих длинных гряд, которые с момента их образования снова начинают расти и превращаться в крутые гряды. Далее процесс повторяется.

Нарушение устойчивого чередования гряд происходит при дальнейшем увеличении числа Fr; тогда процесс становится однонаправленным. В этом случае смена гряд представляет собой форму последовательного перехода от гряд более коротких к грядам более длинным, т. е. наступает смыв гряд (рис. 11 м, л, н). В описываемом случае свободная поверхность потока слабоволниста. Водоворотная зона сокращается, выпуклая часть транзитного потока расположена над гребнем гряды, т. е. поток находится в одинаковой фазе с формой дна.

С увеличением числа Fr происходит заметное увеличение расхода донных наносов. При увеличении последнего, при прочих равных условиях, гряды меняют свою длину скачками, увеличивая ее каждый раз примерно вдвое,⁴ что приводит к их уполаживанию и приближению к гладкой фазе движения наносов.

По абсолютным значениям $\frac{\Delta}{\lambda}$ эта область близка к плоским, перекошенным и крутым грядам. Эти гряды отличаются друг от друга величинами расхода наносов и скоростями смещения, которые в этой области значительно больше. чем в схожих с ней

перечисленных областях.

Характер кинематической структуры потока соответствует аналогичным рисункам скоростного поля плоских, перекошенных и крутых гряд, только уменьшается степень устойчивости катящихся водоворотных образований на дне потока и остается, как главный признак этой области, соответствие фаз линий свободной поверхности и дна. Эта область движения наносов большинством исследователей именуется как переходная. Дж. Кеннеди [196] относит такие гряды к антидюнам, так как за основной отличительный признак антидюн принимает совпадение фаз. При этом он отмечает, что такие антидюны перемещаются вниз по течению.

При определении антидюн мы приняли другой признак — условие перемещения гряд вверх по течению. Поэтому считаем, что эту область лучше называть областью смыва гряд. По этой же причине явление, которое наблюдали на отводящем канале Палеозерской ГЭС Н. Е. Кондратьев и О. В. Макринова [95], по нашей классификации, по-видимому, относится к чередованию форм (смыв гряд), а не к антидюнам, как это было определено авторами.

6. Гладкая фаза — интенсивный транспорт донных наносов в виде очень пологих гряд $\left(\frac{\Delta}{\lambda} = 0,005 \div 0\right)$, двигающихся со значительными скоростями (рис. 11 *o*, *n*, *p*). Создается впечат-

ление, что наносы перемещаются слоем, в виде так называемой гладкой фазы движения наносов. Для этой формы характерны большие скорости потока, значительный расход донных наносов и практически отсутствие водоворотной зоны в подвалье гряд.

При очень мелком песке гладкая фаза может развиваться при Fr < 1, и тогда свободная поверхность потока представ-

¹ На это же обстоятельство обращает внимание В. В. Ромашин [122], замечая, что для р. Даугавы последовательные порядки гряд отличаются по своей длине вдвое.

ляется сравнительно спокойной. В случае крупного песка гладкая фаза развивается обычно при Fr > 1, т. е. поток сначала проходит стадию остановившихся волн, а затем уже достигает гладкой фазы. Транзитная часть потока в этой области представлена для мелких наносов почти параллельными дну линиями токов с плоской свободной поверхностью. В придонной области наблюдается качение эллиптических вихрей, которые заметно сплющиваются под действием больших скоростей в транзитной части потока.

7. Антидюны — форма движения донных наносов, представляющая собой перемещение вверх по течению русловых образований, имеющих волнообразный профиль (рис. 11 *с*, *т*). Перемещение антидюн вверх по течению связано с увеличением уклона свободной поверхности потока над низовой частью антидюн и происходящим вследствие этого размывом этого участка. Наличие же обратного уклона над верховой частью антидюн способствует отложению здесь донных наносов, принесенных с низового участка предыдущей антидюны. Таким образом размывается скат, обращенный в сторону движения потока, и наращивается противоположный скат, вследствие чего и происходит движение антидюны вверх по течению.

Антидюны появляются, как правило, при бурном режиме потока, очень больших расходах наносов и весьма значительных уклонах дна. Размеры антидюн зависят от соотношения глубины потока и крупности донных наносов. В наших экспериментах антидюны изменялись по высоте от 0,5 до 12 см и по длине от 30 до 220 см. С увеличением расхода донных наносов, связанного с увеличением чисел Fr и критерия $\frac{v}{w}$, крутизна антидюн

сначала возрастает, достигает максимума, а затем убывает. Скорость же их смещения неуклонно растет.

Транзитная часть потока с антидюнным движением представляет собой систему извилистых линий токов, причем выпуклость линий токов приходится над выпуклой частью антидюн, т. е. поток и дно находятся в одной фазе.

Д. Саймонс и Э. Ричардсон подразделяют антидюны по характеру свободной поверхности и степени бурности потока.

Действительно, антидюны, образующиеся в области, прилегающей к области гладкой фазы движения донных наносов, отличаются устойчивостью как своей формы, так и волнообразной свободной поверхности потока. Эти антидюны имеют меньшую крутизну и характеризуются меньшими скоростями смещения.

Дальнейшее увеличение подвижности донных наносов (увеличение Fr и $\frac{v}{w}$) вызывает образование неустойчивых антидюн с большой крутизной (до 0,06) и скоростью их перемещения 32 (до 6,5 км/сутки). Свободная поверхность потока также неустойчива. По мере роста крутизны антидюн увеличивается и крутизна волн над ними, приводящая к образованию гидравлического прыжка и разрушения антидюн на данном участке. Одновременно на соседнем участке начинается интенсивный рост других антидюн, и описанная последовательность процесса повторяется.

Как показали наши эксперименты, антидюны могут образовываться как из мелкого (d=0,18 мм), так и из крупного песка (d=1,0 мм), причем для образования антидюн из крупного песка необходимо сочетание больших чисел Фруда (Fr =

 $= \frac{v}{\sqrt{gH}} = 2 \div 3$) с очень большими расходами донных наносов

 $q_m = 3 \div 5$ кг/сек. при весьма значительных уклонах дна $i = 0,02 \div 0,03$ [71]. Ранее исследованные антидюны из мелкого песка и его легких заменителей [96] формировались при существенно меньших числах Fr и соответственно требовали меньших расходов воды и наносов, а также уклонов дна.

Подача больших расходов наносов, расходов воды и создание больших уклонов дна связаны с чисто техническими трудностями, вследствие чего, по-видимому, и создалось мнение о том, что из крупного песка антидюны формироваться не могут [220, 224].

ГЛАВА III

ГИДРОДИНАМИКА И ГИДРАВЛИКА МИКРОФОРМ

§ 1. Общие соображения о турбулентности потоков

Теория руслового процесса представляет собой комплекс морфологической теории и гидродинамики. Неразрывная связь этих двух аспектов обусловлена тем, что морфологические закономерности, присущие русловым формам, проявляются под действием текущей воды, движение которой подчинено законам гидродинамики. Классическая гидродинамика в настоящее время имеет дело преимущественно с идеализированным, упрощенным явлением. Законы турбулентного движения жидкости столь сложны. что в настоящее время они надежно разработаны лишь для каналов. имеющих правильное изменяемое (недеформирующееся) русло. При решении практических задач законы гидродинамики, применимые, строго говоря, к тем идеализированным моделям течения, для которых они были разработаны, часто распространяются и на естественные реки. Методами приложения гидродинамических законов к инженерным задачам обычно занимается гидравлика. Однако те неизбежные упрощения, которые вынуждена употреблять гидравлика для решения практических задач, оказываются неприемлемыми вследствие того, что среди пренебрегаемых сторон часто оказываются сами морфологические закономерности.

Каждая схематизация явления имеет две стороны. С одной стороны, разумная схематизация приносит пользу и дает возможность решения определенного круга задач, которые до введения такого упрощения не под силу науке. Однако круг задач, который можно решать с помощью данной схематизации, ограничен, и попытки решения иных задач, находящихся вне этого круга, обычно приводят к неудачам. Здесь уже данная схематизация является тормозом развития науки и требуется новый

подход, новая модель явления, могущая отразить те стороны явления, которые оказались неотраженными в старой молели.

В качестве примера можно привести тот прогресс, который был связан с введением понятия средней скорости. Как известно, скорость в турбулентном потоке меняется по времени и в пространстве. Оперирование с законами гидродинамики для такого объекта представляло на определенном этапе исследования непреодолимые трудности. Введение понятия средней скорости, представляющей собой некоторую фиктивную скорость, дало в руки гидравликов мощное орудие. Оказалось возможным решать многие инженерные задачи, используя это понятие. В дальнейшем результаты подобных расчетов в целом ряде практических задач уже оказались недостаточными. Возникли вопросы, на которые гидравлика старыми средствами не могла дать ответ.

В результате появились новая схема турбулентного течения и новое понятие о пульсации скорости и был дан толчок для решения нового круга задач. Однако в настоящее время традиционная теория турбулентности переживает большие трудности [90]. Составлены многочисленные системы уравнений, причем число неизвестных намного превышает число уравнений и поэтому, как показали последние совещания отечественных гидродинамиков [131] и труды ведущих ученых этого направления [24, 90], в теории турбулентности на данном этапе исследования принят курс на экспериментальное исследование турбулентных потоков. По-видимому, в этих условиях правомерно отыскание и принципиально иных путей исследования. Идея такого нового пути принадлежит Н. Е. Кондратьеву [65, 68, 119].

В Государственном гидрологическом институте разрабатывается теория руслового процесса как сочетание гидролого-морфологического и гидродинамического аспекта. Вследствие чрезвычайной сложности изучаемых природных явлений в рассматриваемом комплексе наук предпочтение отдается морфологическому направлению как определяющему закономерности изменения граничных и начальных условий, в которых протекает данный гидродинамический процесс. Оказывается, такой подход уже сейчас позволяет непосредственно решать многие народнохозяйственные задачи, связанные с оценкой изменений речного русла.

Оценка гидродинамических процессов в этих случаях может на первых порах производиться упрощенным гидравлическим путем. Такой подход к решению сложных задач все же оказывается вполне приемлемым вследствие того, что упрощенные решения прилагаются к реальным схемам явления, в которых учитываются основные их морфологические особенности и закономерности развития. Примером такого подхода может служить рассмотрение дискретных форм транспорта наносов и элементарных схем этого явления (см. главу V).

Однако некоторые вопросы, связанные с гидравликой микроформ, уже сейчас представляется возможным решать на более высоком уровне. К числу таких вопросов относится определение потерь энергии.

С помощью модели фиктивного однородного непрерывного потока оказывается невозможным описать и объяснить те реальные явления, которые существуют при взаимодействии потока и русла. Использование принципа дискретности является той новой схематизацией, которая позволяет расширить представления турбулентности потока и подойти к определению потерь энергии гидродинамическим путем.

Рассмотрение турбулентных потоков как дискретных даст возможность с большей правдоподобностью описать характер течения жидкости в отдельных фрагментах потока. Впервые этот принцип был предложен Кондратьевым [65] и в настоящее время уже получает практическое приложение [34, 40, 47].

При изучении же турбулентности потоков, по-видимому, необходимо переходить к изучению действительной структуры потока, которая может быть получена по мгновенному скоростному полю. Раскрытие этой структуры с полной уверенностью можно отнести к числу наиболее сложных задач гидродинамики, если требовать строгого ее решения. Сложность задачи вытекает, в частности, из того, что искомые кинематические структуры не обладают устойчивостью. При наличии же размываемого дна проблема еще усложняется взаимосвязью кинематической структуры потока с морфологическими образованиями на дне потока.

Существующие пути изучения турбулентности не дают непосредственного описания мгновенных скоростных полей. Как правило, они оперируют с косвенными или осредненными характеристиками. Можно попытаться раскрыть сложное явление русловой турбулентности, опираясь на непосредственную картину скоростей, полученную из визуальных наблюдений, из рассмотрения фотоснимков скоростных полей.

Нахождение аналитического выражения, которое бы предельно близко соответствовало наблюдаемой кинематической картине каждого фрагмента, явилось бы описанием того гидродинамического закона течения, которому в действительности подчиняется описываемое явление. Однако строгое аналитическое описание наблюдаемой картины затрудняется как сложностью составления такого описания, вследствие сложности самой структуры потока, так и несовершенством получения самих отпечатков структуры. Поэтому первым шагом по избранному пути следует считать отыскание приближенных решений.

Отпечатки кинематической структуры наиболее отчетливо получаются при использовании кино- или фотосъемки. Уже фото-
графии Прандтля позволяют обнаружить в потоке водоворотные образования и транзитную часть, напоминающую потенциальное течение. Эти фотографии свидетельствуют о наличии разных законов течения в пределах одного потока и могут рассматриваться как основание для фрагментирования потока.

В потоке с размываемым дном также можно выделить ряд характерных фрагментов, в которых течение подчиняется своему собственному закону.

В литературе имеется ряд попыток нахождения отдельных законов течения, относящихся преимущественно к транзитной зоне потока. Любопытно отметить, что большинство из этих попыток основано на использовании потенциального закона течения в этой области. Практические приложения этих решений имеют целью отыскание аналитического выражения для граничной линии тока, разделяющей жидкую и твердую среды. Однако эти решения могут рассматриваться и как попытки установления закона течения в транзитной зоне. Как правило, эти решения появлялись при попытке создать теорию движения донных наносов.

§ 2. Теории грядового движения донных наносов

Одна из первых попыток представить грядовое движение в аналитическом виде принадлежит Ф. М. Экснеру [180]. Решение этой задачи подробно изложено во многих курсах динамики руслового потока, поэтому отметим только, что использование



Рис. 12. Изменение формы гряд при разных схемах расчета. *а* – по Экснеру; б – по Гришанину; в – по Лялину.

уравнения баланса твердого вещества в общеизвестном виде и принятие расхода твердого вещества пропорциональным первой степени скорости, что, кстати, является очень грубым приближением, привело Экснера к получению последовательных во времени форм дна, отдаленно напоминающих гряды (рис. 12 *a*).

Задание первоначальной синусоидальной формы дна обедняет теоретическую схему Экснера, так как в природе и лаборатории гряды часто возникают на плоско-наклонном или горизонтальном дне, что необъяснимо с точки зрения этой теории.

Кроме того, из выражения, полученного Экснером, следует, что гребень гряды движется быстрее остальных ее частей, что и приводит к подковообразному виду гребня. Из теории Экснера получается еще несколько противоречащих практике выводов, среди которых можно назвать, например, увеличение скорости смещения гряд с увеличением крупности слагающих ее частиц, при прочих равных условиях. Аналогичным решением Экснера является и решение Швейковского, который вместо средней скорости рассматривал донную скорость.

Не будем останавливаться на хорошо известных теориях Франкля и Полиа, недостатки которых были отмечены еще М. А. Великановым в 1955 г.

И. И. Леви внес некоторые уточнения в решение Экснера, в частности, коэффициент пропорциональности он принимает зависящим от транспортирующей способности потока, что приводит к более медленному росту гребня со временем, чем по Экснеру.

В. М. Маккавеев для описания движения гряд использует уравнение движения потока в виде

$$v \frac{\partial v}{\partial x} = g I_x + \frac{g}{\gamma} \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon \frac{\partial v}{\partial z} \right). \tag{6}$$

Здесь є — коэффициент виртуальной вязкости, равный, по А. В. Караушеву,

$$\varepsilon = \frac{\gamma v H}{MC} \,, \tag{7}$$

где С — коэффициент Шези; М — некоторый коэффициент, зависящий от С.

Далее, используя свойство периодичности гидродинамических процессов, Маккавеев принимает

$$I_x = I_0 + I \cos \frac{2\pi}{\lambda} \,. \tag{8}$$

Здесь λ — длина гряды, подлежащая определению. Полагая далее, что $\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2gH}{MC} n^2$, и находя коэффициент шероховатости *n* из граничного условия у дна, он получает выражение для длины гряд

$$\lambda = \pi \; \frac{MC}{gHn^2} \,. \tag{9}$$

Вышерассмотренные теории движения являются, как уже было сказано, первыми попытками теоретического решения сложной проблемы возникновения гряд и нахождения аналитического

выражения для линии грядового дна. Поэтому этим решениям свойственны упрощения и ограничения, о которых говорилось выше.

Из этих теорий следует, что в любом случае дно с течением времени должно принять одну единственную форму, соответствующую последней стадии, когда сыпучий гребень изгибается в виде «подковы» (у Экснера) или приобретает более правильную форму (у Леви). При этом остается в стороне все многообразие форм гряд и их возникновение не объясняется никакими физическими причинами. Это, конечно, является существенным недостатком рассмотренных теорий.

Теоретическое решение, предложенное Маккавеевым, в какой-то мере идет дальше теории Экснера и Леви. Из выражения (9) видно, что длина гряд λ зависит от гидравлики потока и шероховатости дна. Правда, вывод о том, что длина гряд будет уменьшаться с увеличением глубины, представляется не совсем правильным. Здесь наблюдается более сложная зависимость. Но сам факт получения теоретической зависимости для одной из характеристик гряд очень важен. К сожалению, использование для этой цели коэффициента M затруднительно, поскольку физическая сущность его не вполне ясна, а определение связано с нахождением функции C, величина которой, в свою очередь, связана с формой гряд.

Использование виртуального коэффициента вязкости, определение которого также вызывает затруднения, тоже осложняет использование уравнения, предложенного Маккавеевым для практических целей.

Эта теория, как и две первые, также не объясняет причину возникновения гряд.

М. А. Великанов [12], используя уравнение баланса наносов и статистическую теорию, также сделал попытку рассчитать уравнение движения гряд путем учета низкочастотной пульсации. Однако предложенная им теория еще далека от практического использования из-за множества входящих в нее параметров.

Большой интерес в этом отношении представляет решение, предложенное К. В. Гришаниным [21]. Используя предположение М. А. Великанова о том, что причиной образования песчаных гряд являются квазипериодические турбулентные пульсации продольной составляющей скорости потока, Гришанин рассмотрел условия возникновения двухмерных гряд. Полагая, что крупномасштабные элементы внутренней структуры турбулентного руслового потока имеют вид больших вихрей с осями, нормальными к плоскости осредненного движения, и поперечные размеры вихрей близки к глубине потока, перемещение этих вихрей Гришанин представляет в виде вихревой цепочки.

Пульсация скоростей в придонном слое обусловлена, по мнению Гришанина, движением больших вихрей. Для рассмотрения деформации дна под действием крупномасштабных пульсаций продольной скорости вводится схематизация потока. Рассматривается поток бесконечной глубины и бесконечной протяженности, в пределах которого расположена вихревая цепочка с равноотстоящими друг от друга вихрями.

Система координат выбрана так, что начало помещается на дне, положительная полуось x направлена по течению, а положительная полуось y от дна в толщу потока. Расстояние вихрей от дна обозначается $\frac{h}{2}$, шаг цепочки, т. е. расстояние вихрей друг от друга, λ . Интенсивность вихрей принимается одинаковой и обозначается Г. Используя теорию комплексного потенциала, уравнение деформации Экснера, принимая величину расхода наносов по формуле

$$q_{\mathrm{T}} = kmd \left(u - u_{\mathrm{R}} \right) \tag{10}$$

(где $u_{\rm d}$ — донная скорость) и считая коэффициент динамической сплошности *m* постоянным, после дифференцирования уравнение деформации при подстановке в него выражения для скорости *u* в плоскости дна, где y=0,

$$u(x, 0, t) = u_{\infty} - \frac{\Gamma}{\lambda} \frac{\operatorname{sh} \frac{\pi h}{\lambda}}{\operatorname{ch} \frac{\pi h}{\lambda} - \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct)}$$
(11)

принимает следующий вид:

$$\frac{\partial \widetilde{y}}{\partial t} + m_0 d \frac{2\pi\Gamma}{\lambda^2} \frac{\operatorname{sh}\frac{\pi h}{\lambda} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct)}{\left[\operatorname{ch}\frac{\pi h}{\lambda} - \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct)\right]^2} = 0.$$
(12)

Интегрирование уравнения (12) при начальном условии плоского дна

$$\widetilde{y}(x, 0) = 0 \tag{13}$$

дает

$$\widetilde{y}(x, t) = \frac{m_0 d}{c} \frac{\Gamma}{\lambda} \left[\frac{\operatorname{sh} \frac{\pi h}{\lambda}}{\operatorname{ch} \frac{\pi h}{\lambda} - \cos \frac{2\pi}{\lambda} x} - \frac{\operatorname{sh} \frac{\pi h}{\lambda}}{\operatorname{ch} \frac{\pi h}{\lambda} - \cos \frac{2\pi}{\lambda} (x - ct)} \right].$$
(14)

Из уравнения (14) следует, что форма, которую принимает дно в результате начальной (элементарной) деформации, полностью определяется геометрическим параметром вихревой дорожки $\frac{h}{\lambda}$. Форма, которую приобретают гряды при их дальнейшем развитии, зависит также от скорости движения вихрей *с*. 40 На рис. 12 б показаны безразмерные профили гряд, построенные по уравнению (14) при значениях параметра $\frac{h}{\lambda} = 0,3 \div 0,6$ для случая остановившихся гряд. Как видно на рис. 12 б, теоретические профили очень похожи на реальные очертания наблюдаемых гряд. К. В. Гришанин отмечает, что за пределами указанного диапазона значений $\frac{h}{\lambda} = 0,3 \div 0,6$ данные теории и опыта быстро сближаются. При малых значениях $\frac{h}{\lambda}$ напорные грани гряд принимают несвойственные им резкие перегибы, а при больших значениях $\frac{h}{\lambda}$ мы имеем профили рифелей, возникающих при волнении.

Анализ уравнения (14) показывает, что в случае непрерывного перемещения вихрей, песчаные гряды должны были бы периодически возникать и уничтожаться. В реальных потоках этого не происходит, по мнению Гришанина, из-за двух причин: во-первых, вследствие краткого периода существования вихрей, во-вторых, благодаря динамическому затенению частиц в зонах их первоначального сгущения. Выражения для неисчезающих гряд Гришанину получить пока не удалось.

Интегрирование уравнения деформации при квадратичной зависимости коэффициента динамической сплошности от придонной скорости приводит к сложному выражению $\tilde{y}(x, t)$, которое содержит в явном виде величину неразмывающей скорости v_0 . Профили гряд, построенные по этому выражению, получаются более сглаженными, хотя и не сильно различаются с вышеприведенными.

Переход от первоначально зародившихся гряд к грядам устойчивой формы Гришанин представляет как периодическое накопление высоты гряд, которые не могут разрушиться под действием максимума «актуальной» придонной скорости в результате противодействия динамического затенения на участках первоначального сгущения песчинок. Стабилизация гряд — переход к устойчивому равновесию между потоком и грядами, способствует, по мнению Гришанина, обратному влиянию гряд на структуру потока.

Такую же задачу попытался решить А. Н. Ляпин [88] и также получил выражение для граничной линии тока (между транзитным потоком и песчаным размываемым дном). В отличие от Гришанина, Ляпин при задании продольного изменения скорости потока исходит из гидродинамической теории устойчивости Шлихтинга, согласно которой на равномерный поток, движущийся в направлении *x* со скоростью *u*, накладывается плоско-параллельное возмущение в виде волны длиной λ , распространяющейся в том же направлении.

Из принятой в этой теории комплексной функции тока

$$\Psi(x, y, t) = \varphi(y) e^{i(\alpha x - \vartheta t)}$$
(15)

при таком расположении осей координат на дне потока, когда ось x направлена вдоль по течению потока, а ось y вверх, составляющие актуальных скоростей потока равны:

$$u = u_1 + \varphi'(y) e^{i(\alpha x - \beta t)}$$
(16)

И

$$v = -i\alpha\varphi(y) e^{i(\alpha x - \beta t)}.$$
(17)

Здесь

$$u = u_1 + u', \quad v = v',$$
 (18)

где u' и v' — скорости возмущающего движения;

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}; \qquad (19)$$

β — комплексная частота колебательного движения. Отношение

$$c = \frac{\beta}{\frac{\alpha}{\epsilon}}$$
(20)

представляет собой скорость распространения возмущения в на-правлении *х*.

Принимая линейную зависимость тангенциальных ускорений от перемещений принятого возмущения и заменяя комплексную функцию тока (15) потенциалом скоростей

$$\varphi = u_1 x + c e^{-ny} \sin\left(\alpha x - \beta t\right), \tag{21}$$

Ляпин рассматривает только придонную струйку тока, для которой $y \approx 0$. Ввиду большой скорости распространения волны, несоответствующей движению песчаных гряд на дне руслового потока, Ляпин переходит к остановившемуся возмущению. Тогда продольное изменение скорости у дна оказывается простейшим, подчиняющимся синусоидальному выражению

$$u = u_1 + c \sin \alpha x. \tag{22}$$

Используя линейную зависимость (10) Гришанина и интегрируя уравнение баланса наносов для величины деформированного дна \tilde{y} , Ляпин получает выражение

$$\widetilde{y} = km_0 dca^2 \cos axt. \tag{23}$$

Вышеприведенное построение гряд отвечает только движению идеальной жидкости. Переходя к реальной жидкости и используя систему уравнений в естественных координатах ξ и η, Ляпин принимает рассеивание энергии пропорциональным квадрату актуальной скорости. Считая, что тангенциальные ускорения изменяются, как и в первом случае, по линейному закону, он получает уравнение затухающих колебаний

$$\frac{d^2u}{dt^2} + m \frac{du}{dt} + \sigma u = 0, \qquad (24)$$

после интегрирования которого и некоторой замены получает уравнение деформации дна

$$\widetilde{y}(x, t) = -kmd \frac{\sigma\xi_0}{\alpha_1 - \alpha_2} (\beta_1 e^{\beta_1 x} - \beta_2 e^{\beta_2 x}) t.$$
(25)

Задавая плавное, синусоидальное нарастание ускорений, Ляпин получает форму гряд, показанную на рис. 12 в.

Появление теорий движения донных наносов не является случайным. Действительно необходимость решения практических задач вынуждает исследователей искать теоретические решения для реальных потоков, имеющих подвижное деформируемое дно, а значит для потоков с грядовой формой перемещения донных наносов.

Для использования имеющегося арсенала гидродинамики необходимо знание граничных условий. Этим, по-видимому, и объясняются имеющиеся в литературе попытки отыскания аналитических выражений и для линии, разделяющей водную и сыпучую среды.

Решение этой задачи, предложенное Кеннеди [196], представляет значительный интерес. Так как в отечественной литературе оно до сих пор не рассматривалось, остановимся на нем подробнее. Дж. Кеннеди сделана попытка на основании принятого выражения для граничной линии тока определить основные характеристики грядового движения наносов, высоту гряды, рассматриваемую как амплитуду синусоидальной формы дна, скорость перемещения гряды и уравнение линии, очерчивающей свободную поверхность потока. Задача рассматривается как двухмерная. Поток принимается безвихревым. Вязкостью, поверхностным натяжением и сжимаемостью жидкости пренебрегаем.

Рассматривается поток по волнистому дну с глубиной ¹ *H* и скоростью *U* в положительном направлении *x*. Начало координат расположено на невозмущенном участке свободной поверхности. Положительное направление оси *z* вверх (рис. 13). Тогда

¹ Здесь и далее, избегая путаницы, сохраняем принятые в настоящей работе обозначения.

уравнения свободной поверхности и дна, естественно, будут иметь вид:

$$y_{\pi} = \zeta(x, t), \quad y_{\pi} = -H + \eta(x, t).$$
 (26)

Амплитуды ζ и η принимаются весьма малыми по сравнению с длиной волны и $\partial \zeta / \partial x$ и $\partial \eta / \partial x$, представляют собой значения, существенно меньшие единицы, что позволяет пренебречь нелинейными членами в граничных условиях.



Рис. 13. Схемы к выводу уравнений граничной линии тока, по Кеннеди.

а — гравитационные волны, перемещающиеся в стоячей воде; б — то же в потоке со скоростью U; в — поток над движущимся волновым дном.

Так как поток принимается потенциальным, скорость возмущения \overline{q} выражается как градиент скоростного потенциала Φ $\overline{q} = (U + uv) = \nabla \Phi,$ (27)

где *и* и *v* — компоненты возмущения по осям *x* и *y*, вызванной волнистостью дна. Тогда вследствие несжимаемости жидкости

$$\nabla^2 \Phi = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0.$$
 (28)

Кинематическое граничное условие, заключающееся в том, что скорость на свободной поверхности направлена по касательной к этой поверхности, приводит

$$U\frac{\partial\zeta}{\partial x} + \frac{\partial\zeta}{\partial t} = \frac{\partial\Phi}{\partial y}.$$
 (29)

Аналитическое условие, заключающееся в том, что давление постоянно на свободной поверхности, выражается уравнением Бернулли

$$g\zeta + U \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$$
 при $y = 0.$ (30)

На линии раздела жидкость—дно имеются два кинематических условия, которые должны удовлетворяться. Первое состоит в том, что компонента скорости, нормальная ко дну, должна исчезать

$$U\frac{\partial\eta}{\partial x} + \frac{\partial\eta}{\partial t} = \frac{\partial\Phi}{\partial y} \quad \text{при} \quad y = -H.$$
(31)

Второе условие предполагает непрерывность движения донных наносов, т. е. удовлетворение уравнению баланса наносов

$$\frac{\partial q_{\mathrm{T}}}{\partial x} + \gamma_{\mathrm{H}} \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0, \qquad (32)$$

где $q_{\rm T}(x, t)$ — местный расход донных наносов на единицу ширины в весовом выражении; $\gamma_{\rm H}$ — объемный вес наносов в русле. Дж. Кеннеди принимает синусоидальную форму дна с переменной амплитудой a(t). Тогда уравнение линии дна можно написать в виде

$$\eta(x, t) = a(t) \sin k (x - U_{\rm B} t), \tag{33}$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число; λ — длина волны; $U_{\rm B}$ — скорость перемещения донных образований, принятая постоянной в направлении x (рис. 13)⁴.

Уравнение (33) хорошо описывает профиль антидюн, но, даже по мнению самого автора, значительно хуже описывает профиль песчаных гряд, для которых свойственна острая несимметричность верхового и низового ската. Выход из этого положения Кеннеди видит в рассмотрении вместо линии дна, свойственной грядам (дюнам), граничной линии тока, обтекающей гряду и водоворотную область подвалья, которую Кеннеди называет «зона отрыва» (рис. 14). Однако такая схема может быть принята с большой натяжкой, так как она приемлема лишь для крутых гряд, имеющих короткий шаг и приближающихся по своей

¹ По нашему обозначению, $U_{\rm B} = c_{\rm F}$.

конфигурации к области разрушения гряд — к грядам-волнам, прочие же гряды не соответствуют этой схеме.

Комплексный потенциал, который удовлетворял бы выражению (28) через (31) для данной функции дна, описываемый уравнением (33), находится для простой гармонической прогрессивной поверхностной волны постоянной амплитуды A₀, распростра-



Рис. 14. Поток со свободной поверхностью над грядой.

няющейся в отрицательном направлении оси x со скоростью $U - U_{\rm B}$ в стоячей жидкости с горизонтальным дном при средней глубине $H_{\rm FR}$,

$$w_0(z'_0t) = \frac{A_0(U - U_{\rm B})}{\sin \hbar k H_{\rm r,n}} \cos k \left[z'_0 + i H_{\rm r,n} + (U - U_{\rm B}) t \right], \quad (34)$$

где $z_0' = x' + iy'$; индекс «0» означает, что все это справедливо для волн постоянной амплитуды.

После преобразования системы координат по выражению

$$z' = z - Ut$$

она перемещается со скоростью — U по отношению к неподвижному наблюдателю, а волны движутся со скоростью $+U_{\rm B}$ по отношению к координатам. Затем система координат приводится к покою наложением скорости U на систему. Это выполняется добавлением U_z к комплексному потенциалу. Поскольку $U_{\rm B}$ всегда много меньше U, им можно пренебречь.

Результирующий поток показан на рис. 13 в. Тогда выражение (34) после указанных операций превратится в выражение

$$w_0(z, t) = Uz + \frac{A_0U}{\sinh kH_{r,n}} \cos k (z + iH_{r,n} - U_{B}t).$$
 (35)

Теперь любая линия тока может быть заменена движущейся границей, как показано на рис. 13 с. Поэтому выражение (35) яв-

ляется также комплексным потенциалом для потока над медленно движущимся волнистым дном постоянной амплитуды. Из способа, которым было получено выражение (35), вытекает, что U, $H_{\rm r\pi}$ и k связаны обычной формулой для скорости волн малой амплитуды

$$U^2 = \frac{g}{k} \operatorname{th} kH_{\mathrm{r},\mathrm{r}} \tag{36}$$

и для профиля поверхности можно написать

$$\xi_0 = A_0 \sin k \left(x - U_{\rm B} t \right). \tag{37}$$

Разделяя действительную и мнимую части выражения (35), можно получить потенциал скорости

$$\Phi_0 = Ux + A_0 U \frac{\operatorname{ch} (y + H_{\mathrm{r},\mathrm{n}})}{\operatorname{sh} k H_{\mathrm{r},\mathrm{n}}} \cos k \left(x - U_{\mathrm{B}} t \right)$$
(38)

и функцию тока

$$\Psi_0 = Uy + A_0 U \frac{\operatorname{sh} k \left(y + H_{\Gamma A} \right)}{\operatorname{sh} k H_{\Gamma A}} \sin k \left(x - U_{\scriptscriptstyle B} t \right).$$
(39)

Дно соответствует линии тока $\Psi_0 = -UH$ и ее положение определяется по выражению

$$\mathbf{y} = -H + \eta(\mathbf{x}, t).$$

Подставляя значения Ψ и *у* в (39) и пренебрегая величинами более высокого порядка малости, получаем

$$\eta_0 = A_0 \, \frac{\,\mathrm{sh}\,k\,(H_{\mathrm{ra}} - H)}{\,\mathrm{sh}\,kH_{\mathrm{ra}}} \, \mathrm{sin}\,k\,(x - U_{\mathrm{B}}t). \tag{40}$$

Если вместо A_0 подставить в выражения (37)—(39) переменную амплитуду A(t) и граничные условия, данные выражениями (29), (30) и (31), то видно, что они удовлетворяются при условии, если A(t) есть медленно изменяющаяся функция, т. е. $A(t) \ll \ \ll UkA$. Поэтому для потока над дном, имеющим профиль, выраженный по (33) с медленно изменяющейся амплитудой, потенциал скорости

$$\Phi = Ux + UA(t) \frac{\operatorname{ch} k (y + H_{r,n})}{\operatorname{sh} k H_{r,n}} \cos(x - U_{\mathfrak{s}}t)$$
(41)

можно выразить при условии, что $U_{\rm B} \ll U$. Отношение (39) к (33) дает выражение для амплитуды профиля дна

$$a(t) = A(t) \frac{\operatorname{sh} k (H_{\mathrm{ra}} - H)}{\operatorname{sh} k H_{\mathrm{ra}}}.$$
(42)

Если в выражение (42) подставить (36), получим

$$a(t) = A(t) \left(1 - \frac{g}{kU^2} \operatorname{th} kH\right) \operatorname{ch} kH.$$
(43)

Последние два уравнения показывают, что профили дна и водной поверхности будут находиться в фазе в зависимости от того, будет ли U^2 больше или меньше, чем выражение $\frac{g}{k}$ th kH, или будет ли H меньше или больше. чем H_{rm} .

Чтобы получить выражения для $U_{\rm B}$ и a(t), необходимо использовать оставшееся граничное условие (32), которое даст нам еще одну неизвестную — расход наносов $q_{\rm T}(x, t)$, и что вынуждает Кеннеди принять видоизмененную эмпирическую формулу [169, 170]

$$q_{\tau}(x, t) = m \left[\frac{\partial \Phi}{\partial x} \left(x - \delta - H t \right) \right]^n, \tag{44}$$

предложенную для общей концентрации наносов. В формуле (44) m, n и δ — постоянные, зависящие от глубины и скорости потока и свойств жидкости и наносов. Местный расход наносов не изменяется мгновенно с изменением местной глубины и местной средней скорости. Здесь учитывается лишь суммарный эффект, обусловливающий запаздывание местного расхода наносов по отношению к местной скорости, и величина δ характеризует фазовое расстояние запаздывания. Зависимостью параметра δ от амплитуды и длины волны донных форм (т. е. от величины и интенсивности измерения скоростных нарушений) можно пренебречь в первом приближении, и тогда δ принимается лишь как функция средней глубины и скорости потока, а также подвижности частиц наносов в данной жидкости. Подставив (41) в (44) и разложив это выражение по биному Ньютона, получим

$$q_{\tau}(x, t) = mU^{n} - kmnU^{n}A(t) \frac{\operatorname{ch} k (H_{\Gamma,\pi} - H)}{\operatorname{sh} kH_{\Gamma,\pi}} \sin k (x - \delta - U_{B}t) + 0 (U^{2}).$$
(45)

Если в формуле (45) пренебречь членами более высокого порядка, чистый поступающий расход наносов $q_{\rm T}$ для всего потока в любое время будет равен

$$\bar{q}_{\mathrm{T}} = mU^n. \tag{46}$$

Производя подстановки в основное выражение (32), пренебрегая членами высшего порядка в биноме Ньютона и решая дифференциальное уравнение для переменной амплитуды дна, в котором также опускаются лишние члены, Кеннеди получает выражения для амплитуды дна (высоты антидюн или гряд)

$$a(t) = A(0) \frac{\operatorname{sh} k(H_{r\pi} - H)}{\operatorname{sh} kH_{r\pi}} \exp\left[t \frac{n\bar{q}_{\tau}k^2}{\gamma_{\rm H}} \operatorname{cth} k(H_{r\pi} - H)\right] \sin k\delta \quad (47)$$

и скорости перемещения гряд и антидюн

$$U_{\rm B} = -\left(\eta \bar{q}_{\rm T} \frac{k}{\gamma_{\rm H}}\right) \operatorname{cth} k \left(H_{{\bf r},{\rm T}} - H\right) \cos k \delta. \tag{48}$$

Уравнение (47) показывает, что высота малых песчаных донных гряд на первоначально плоском дне, вызванная любым произвольным возмущением будет увеличиваться по экспоненциальному закону с течением времени. Это увеличение будет наблюдаться при условии, что k и δ будут такими, что экспоненциальный член в выражении (47) будет оставаться положительным, а поэтому при этих условиях плоское дно будет неустойчивым. Амплитуда не может, конечно, расти беспредельно; по мере того, как она увеличивается, будет возникать нелинейные эффекты, управляющие высотой вполне развитых дюн и антидюн.

В зависимости от величины δ , измеряемой в долях величины π и знака разности глубин $H_{r\pi}$ и H, Кеннеди по соответстствующим выражениям (42), (47), (48) определяет в фазе или не в фазе будут находиться кривые продольного профиля свободной поверхности и дна, а также в какую сторону будет направлено движение донных форм в зависимости от знака функции. Результаты этого анализа приведены в табл. 1.

Полагая, что для каждой скорости потока, глубины и крупности наносов имеется характерная длина волны, и определяя для нее волновое число k дифференцированием выражения (29), после исключения $H_{rл}$ Кеннеди получает аналитическое выражение, связывающее число Фруда (его квадрат) с основными параметрами формы дна, произведением kH и безразмерной величиной, связывающей расстояние запаздывания с глубиной потока

$$\delta = jH \tag{49}$$

(где ј — безразмерная величина, зависящая от глубины и скорости потока и свойств жидкости),

$$Fr^{2} = \frac{U^{2}}{gH} = \frac{1 + kH \operatorname{th} kH + jkH \operatorname{ctg} jkH}{(kH)^{2} + (2 + jkH \operatorname{ctg} jkH) kH \operatorname{th} kH}.$$
 (50)

Особый интерес представляет случай, когда глубина потока H значительно больше величины запаздывания δ , что наблюдается при $i \rightarrow 0$, тогда

$$\lim_{h \to 0} \operatorname{Fr}^{2} = \frac{2 + kH \operatorname{th} kH}{(kH)^{2} + 3kH \operatorname{th} kH}.$$
(51)

С помощью этого выражения Кеннеди проанализировал зависимость (50) при разных значениях *j* и, выделяя нереальные условия, выбрал из бесконечного множества значений чисел Fr лишь тот диапазон, который связан с реальностью значений *j* и значений тригонометрических функций, зависящих от реальности

Профиль дна Лвижение Конфигурация $H_{\Gamma\pi} - H$ Случай κδ sin κô cos κδ и поверхности донных форм дна Положителен $| 0 < \kappa \delta < 1/2 \pi |$ Положителен Положителен Вверх $, \frac{1/2 \pi}{1/2 \pi \kappa \delta < \pi}, \frac{1/2 \pi}{\kappa \delta < \pi},$ Нет движе-2 В фазе Нуль Антидюны ния 3 -Отрицателен Вниз 4 a Отрицателен $|\pi < \kappa \delta \leqslant 3/2 \pi|$ Отрицателен Положителен Нет донных 4 b 0 < кд Положителен Плоское дно форм 4 c Положителен $\pi < \kappa \delta < 2 \pi$ Отрицателен Отрицателен $|{}^{3}/_{3}\pi < \kappa \delta < 2\pi$ Отрицателен Положителен 5 Не в фазе Вниз Дюны

Конфигурации дна и условия для их существования

самого физического процесса. Так, например, длина волны, по Кеннеди, не может быть меньше, чем фазовое расстояние б (отставание изменения твердого расхода от изменений гидравлических характеристик). Иными словами, должно соблюдаться условие

 $jkH < 2\pi. \tag{52}$

Произведенный анализ позволил Кеннеди составить классификационную схему (см. рис. 8). Анализируя этот рисунок, Кеннеди делает несколько интересных выводов. Во-первых, он определяет минимальное число Фруда, равное 0,844 при j=0, характеризующее минимальные условия перехода от плоского дна к антидюнам. Наибольшее число Фруда для тех же условий, по Кеннеди, Fr=1. Во-вторых, при малых значениях j антидюны, движущиеся вниз по течению, не могут иметь места. Поэтому j_{max} для таких антидюн получается путем несложных решений равным 1,78. Дж. Кеннеди считает, что предельное значение числа Fr, при котором вообще наблюдаются антидюны, равно 2,0.

Насколько позволяло сравнение, было получено хорошее совпадение между предсказанными и наблюденными длинами волн антидюн и диапазонов длин волн дюн. Модель, принятая Кеннеди, лучше согласуется с конфигурацией антидюн, применительно же к грядам может быть распространена в какой-то мере на область крутых гряд и рифелей. Плоские и перекошенные гряды плохо описываются этой моделью, так как вид граничной линии вода—дно будет иметь резко асимметричный вид, сильно отличающийся от принятой схемы Кеннеди. По-видимому, этим и объясняется замеченная самим автором непригодность принятой схемы к описанию перемещения трехмерных гряд.

Выделенные Кеннеди определяющие факторы (число Фруда, глубина потока и фазовое запаздывание δ) считаются правильными. К сожалению, отсутствие рекомендаций по определению δ делает предложенную Кеннеди классификацию пока непригодной для расчетов характеристик гряд.

Введение нового параметра j, связанного с величиной δ и волновым числом k, накладывает дополнительное ограничение в принятую модель. Из этого условия следует, что длина или шаг гряды должны совпадать по величине с длиной поверхностной волны над грядой. Это условие соблюдается только для рифелей, крутых гряд и антидюн. Для плоских и перекошенных гряд, как показали наши эксперименты, в пределах одной гряды наблюдается группа поверхностных волн с более коротким шагом.

С выводом Кеннеди о критических значениях числа Fr для перехода от гладкой фазы к антидюнам нельзя согласиться. В наших экспериментах [37, 71] с крупным песком гладкая фаза наблюдалась при значениях числа Фруда больше двух. Поэтому же нельзя согласиться и с выводом Кеннеди о том, что для больших

 4^{*}

значений *ј* режим плоского дна (гладкой фазы) отмечается лишь для узкого диапазона чисел Fr.

Минимальное значение числа Фруда, равное 0,88, для начала перехода гряд к гладкой фазе близко к нашим экспериментальным значениям для песка мелкой и средней крупности. Меньшие значения чисел Фруда соответствуют, по-видимому, гладкой фазе из пылеватых песков и илов и заменителей песка [96, 194].

Понимая под максимальной высотой гряд и антидюн установившуюся при данном режиме их высоту, Кеннеди выделяет основные факторы, влияющие на эту величину: глубину, скорость потока, свойства жидкости и наносов. С нашей точки зрения, в числе факторов, управляющих этой высотой, следует назвать и расход донных наносов, изменение которого в выше лежащем створе может вызвать изменение форм гряд на ниже лежащем участке. Эти изменения неизбежно вызовут изменения гидравлических характеристик потока на этом участке, а значит приведут в соответствие глубину, скорость течения и размеры песчаных гряд.

Очень важен вывод Кеннеди о том, что размеры и скорость перемещения гряд зависят от одних и тех же характеристик потока и наносов, а также то, что в схеме Кеннеди используется потенциальное течение в основной части потока.

А. Андерсон [149] также предложил анализ перемещения гряд, основанный на непрерывности движения наносов и потенциальности течения над волнистым дном переменной амплитуды. Он получил зависимость, сходную с зависимостью Кеннеди,

$$Fr^{2} = \frac{\operatorname{sh} 2kH}{kH (\operatorname{th} kH \operatorname{sh} 2kH - 2)}, \qquad (53)$$

которая, однако, дает значительно бо́льшие значения чисел Фруда в области движения антидюн, что приближается к нашим опытным данным.

Та же задача была решена и Н. Е. Кондратьевым более простым, чисто гидравлическим путем [68]. Исходя из совпадения или несовпадения волнистости гряд и свободной поверхности, соответствующей разным типам гряд, Кондратьев рассматривает поток единичной ширины (рис. 15), который характеризуется двумя параметрами, остающимися постоянными в пределах рассматриваемого участка:

единичным расходом, равным

$$q = vH, \tag{54}$$

и удельной энергией потока, равной

$$E = z + \frac{\alpha v^2}{2g}.$$
 (55)

Это справедливо для случая, когда потерями энергии в пределах одной гряды можно пренебречь, т. е. когда волнистость свободной поверхности не связана с потерями энергии.

Заменяя в уравнении (55) величину v^2 через соответствующее выражение (54), и полагая, что $\tilde{\zeta}$ — ордината нижней границы





Рис. 15. Схема расчета формы гряд, по Кондратьеву. *а* — поток в одной фазе с линией дна (антидюны); б — поток в противофазе с линией дна (гряды).

основного транзитного потока для α=1, получим уравнение граничной линии

$$\zeta = z - q \ \sqrt{\frac{\alpha}{2g \ (E - z)}} = z - \frac{0,0225q}{\sqrt{E - z}} . \tag{56}$$

Уравнение (56) можно рассматривать как $\zeta = f(z)$, тогда случаю совпадения фаз соответствует условие $\frac{\partial \zeta}{\partial z} > 0$ и, наоборот, случаю противофазы соответствует условие $\frac{\partial \zeta}{\partial z} < 0$.

Уточнив эти условия, получим

$$\frac{\partial \zeta}{\partial z} = 1 - \frac{q}{2} \sqrt{\frac{\alpha}{2g}} \frac{1}{(E-z)^{3/2}}.$$
(57)

Отсюда следует, что совпадение фаз линии дна и линии свободной поверхности имеет место тогда, когда

$$\frac{q}{2} \sqrt{\frac{a}{2g}} \frac{1}{(E-z)^{3/2}} < 1.$$
 (58)

Обратное положение возникает при

$$\frac{q}{2} \sqrt{\frac{\alpha}{2g}} \frac{1}{(E-z)^{3/2}} > 1.$$
 (59)

Если в формулах (56)—(58) принять $\alpha = 1$, а величины q и (E - z) выразить соответственно выражениями через H и v, то вместо левой их части можно написать

$$\frac{q}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2g}} \frac{1}{(E-z)^{3/2}} = \frac{vH}{2\sqrt{2g} \left(\frac{v^2}{2g}\right)^{3/2}}.$$
(60)

После сокращения это выражение примет следующий вид:

$$\frac{Hg}{v^2} = \frac{1}{\mathrm{Fr}^2},\tag{61}$$

т. е. получим величину, обратную числу Фруда.

Таким образом, исходя из уравнений (58)—(61), можно записать условия совместимости фаз

$$Fr > 1$$
 (62)

и условия несовместимости фаз

$$Fr < 1.$$
 (63)

Н. Е. Кондратьев использует число Фруда, взятое на гребне гряды, которое одинаково хорошо характеризует оба рассматриваемых случая и является критерием для отнесения грядового движения к одному из двух качественно различных типов.

Эти гряды отличаются и характером деформаций. Естественно предположить, что размывается та часть гряды, которой соответствует область увеличивающихся скоростей. И наоборот, в области замедляющихся скоростей можно ожидать отложения наносов. Тогда случай противофазы линий уровня и дна будет соответствовать перемещению гряды вниз по течению и в результате размыва верховой грани и отложения наносов в подвалье гряды. Случай совпадения фаз представляет обратную картину — размыв низовой грани гряды и отложение наносов на верховой грани ниже лежащей гряды. При этом наносы перемещаются вниз по течению, а сама гряда перемещается вверх по течению.

Все вышеприведенные решения относятся к попыткам найти уравнение граничной линии тока, разделяющей транзитную часть потока от дна. По-видимому, найдя такое решение, можно объяснить природу возникновения гряд, классифицировать их более детально и строго и в дальнейшем при увязке с влиянием физических параметров подойти к их прогнозу.

Замечательно, что в большинстве решений допускается существование потенциального течения в транзитной части потока и при различных допущениях получается вполне правдоподобная картина песчаного дна. В этом отношении решение Гришанина имеет тот недостаток, что его гряды должны, по-видимому, периодически смываться. Однако у Гришанина в зависимости от шага вихревой цепочки получаются гряды разной формы. Решение Ляпина не имеет этого недостатка, однако в нем нет и гибкости в оценке изменения форм гряд. Наиболее проста схема Кондратьева, которая позволяет разграничить гряды от антидюн с помощью гидравлического анализа, хотя может быть и не следует пренебрегать потерями энергии в пределах гряды. Может быть именно это допущение приводит к расхождению эксперимента и теории, так как опыт показывает, что переход к антидюнам может происходить не обязательно при Fr=1, а в зависимости от крупности наносов, формирующих антидюны либо при Fr < 1, что согласуется, например, с выводами Кеннеди, либо при Fr > 1. Решение Кеннеди более просто. Оно дает как уравнение граничной линии тока, так и разграничивает дюны от антидюн и подразлеляет последние на подтипы.

Однако для практического использования решение Кеннеди требует дополнительной доработки для выяснения природы параметров *i* и δ и их связи с основными характеристиками потока и наносов, а также уточнения основной расчетной схемы для случая плоских и перекошенных гряд и области смыва гряд (переходная область).

§ 3. Потери энергии в потоке с грядовым дном

А. Существующие эмпирические и полуэмпирические зависимости

Определение потерь энергии — одна из важнейших задач гидравлики. В свое время появление графика Зегжды для определения коэффициента гидравлического сопротивления в зависимости от числа Рейнольдса и относительной зернистой шероховатости явилось крупным событием [29].

Для оценки потерь энергии в размываемых потоках предложен целый ряд полуэмпирических формул, структура которых аналогична формулам для определения потерь энергии в трубах. Вместо зернистой шероховатости в этих формулам учитывается эквивалентная шероховатость выступов дна.

Известны также формулы, учитывающие влияние формы гряд на гидравлические сопротивления потока [32, 63]. Эти формулы имеют преимущество перед формулами Для С, но, как правило, они получены для лабораторных условий и в небольшом диапазоне глубин потока, поэтому при распространении их на естественные условия следует быть крайне осторожным. Формула Кнороза [63] основана на допущении о постоянстве отношения длины водоворотной зоны к длине гряды, что справедливо только для одной формы гряд. Так как эксперименты Кнороза в основном относятся к плоским грядам, то распространять это положение на другие виды гряд не рекомендуется.

Известны также некоторые формулы для коэффициента шероховатости *n* (Срибного и Маккавеева—Чанга). В формуле Срибного коэффициент *n* связан с величиной уклона потока, а в формуле Маккавеева—Чанга с размером частиц, слагающих русло. Обе эти формулы не учитывают изменения шероховатости дна с появлением песчаных гряд, а потому их не следует использовать для случая движения донных наносов.

График зависимости (рис. 10) коэффициента шероховатости n, по Маннингу, от формы гряд, или, точнее, от критериев, от которых зависит форма гряд, позволяет определить величину n, зная H, v и d донных наносов. Этот график, как уже упоминалось, был построен по данным, для которых были известны Fr, $\frac{v}{w}$, а коэффициент n определяется по измеренному уклону по формуле Шези—Маннинга.

Б. Теория определения потерь энергии – по мгновенному скоростному полю

Принцип фрагментирования, предложенный Н. Е. Кондратьевым [68], является важнейшим в изучении действительной структуры потока. Этот принцип был применен автором при анализе кинематической структуры потока и для расчленения потерь энергии в потоке с грядовым дном [34, 40, 47].

В таком потоке с достаточной убедительностью выделяются транзитная часть, где течение можно рассматривать как потенциальное, водоворотная область, состоящая из системы связанных водоворотов, и придонная область, отличающаяся по своей структуре от обоих названных выше фрагментов.

Анализ материалов киносъемки показал, что в придонной области на верховом откосе гряд водоворотные образования перемещаются аналогично тому, как движутся гусеницы трактора. Траектории, которые описывают граничные точки этих водоворотов, напоминают циклоиду и отличаются от правильной циклоиды лишь величиной шага. Наличие таких траекторий убедительно свидетельствует о факте существования катящихся вальцов более вытянутой, чем круг формы, которая в первом приближении может быть принята за эллиптическую.

Успехи попыток решения задачи о происхождении гряд с помощью принятия потенциального закона течения в транзитной части потока подтверждают его правомерность.

Для оценки величины рассеяния энергии потоком можно использовать формулу скорости рассеяния энергии для единицы объема потока, предложенную Стоксом в 1851 г. Эта формула для двухмерного потока может быть записана в виде

$$\Phi = 2\mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \Gamma/CM^2 \cdot CEK.$$
(64)

При выводе этой формулы не было сделано каких-либо ограничений, поэтому она дает выражение мгновенных потерь в элементарном объеме для любого, в том числе и для турбулентного потока, если только величины составляющих скорости *и* и *v* являются компонентами действительных мгновенных скоростей движения жидкости. При этом условии входящий в эту формулу коэффициент вязкости µ можно рассматривать как коэффициент физической вязкости, зависящий только от температуры волы.

Зависимость коэффициента μ от температуры создает впечатление, что величина скорости рассеяния энергии Ф также должна меняться с изменением температуры воды. Как известно из практики, такой зависимости обнаружить пока не удалось. Проведенное в Русловой лаборатории ГГИ специальное исследование показало, что под влиянием температуры изменяется не только вязкость потока μ , но и структура водоворотных образований, в результате чего в формуле (64) изменяется также член, заключенный в квадратные скобки. Изменение этого члена таково, что оно примерно компенсируется изменением коэффициента μ . При определении же суммарной потери энергии, которая выражается произведением скорости рассеяния Ф на величину площади водоворота, происходит окончательная компенсация изменения Ф величиной этой площади, которая также меняется с изменением температуры воды.

В литературе известны попытки [187, 232] использовать уравнение (64) для определения потерь энергии в турбулентном потоке. Оперирование с осредненными скоростями течения предопределяло использование виртуального коэффициента вязкости, что затрудняло общее решение задачи. Кроме того, предположение об изотропной турбулентности неоправдано для потока с грядами.

Предлагаемая ниже методика определения потерь основана на использовании действительного мгновенного поля скоростей, полученного путем фотографирования потока, в котором перемещаются индикаторы с удельным весом, равным единице.

Индикаторы оставляют на фотопленке след в виде короткого штриха. Непосредственное определение величин скорости по этим штрихам не может быть осуществлено с достаточной надежностью, поскольку для получения поля мгновенных скоростей нельзя допустить длительной выдержки при фотографировании, а по короткому штриху невозможно с достаточной точностью определить величину и направление скорости. Вместе с тем по полю полученных штрихов удается с достаточной уверенностью провести линии токов и все поле разделить на ряд фрагментов, в границах каждого из которых линии токов можно выразить одним семейством кривых

$$z = \varphi(x, p), \tag{65}$$

где z — ордината, x — абсцисса; p — параметр, отличающий одну линию тока от другой в данном семействе кривых.

Переход от линии тока к компонентам скорости, входящим в уравнение рассеяния энергии, Н. Е. Кондратьев рекомендует определять следующим способом.

Для каждой линии тока должно удовлетворяться условие

$$v = u \frac{\partial z}{\partial x} , \qquad (66)$$

где *u* — горизонтальная, а *v* — вертикальная составляющие скорости.

В более общем виде это условие будет иметь вид

$$v = u \, \frac{\partial \varphi}{\partial x} \,. \tag{67}$$

Уравнение неразрывности для элементарной струи будет

$$(z_1 - z_2) u_{\rm cp} = q_{1-2} = {\rm const}, \tag{68}$$

где q_{1-2} — расход элементарной струйки с ординатами z_1 и z_2 , когда параметры p_1 и p_2 отличаются мало. Это уравнение можно записать в дифференциальной форме

$$u \frac{\partial \varphi}{\partial p} dp = \frac{\partial q}{\partial p} dp.$$
(69)

Величина $\frac{\partial q}{\partial p}$ может рассматриваться как некоторая функция параметра *p*, и условие (69) не накладывает никаких ограничений на выбор этой величины. Тогда

$$\frac{\partial q}{\partial p} = \zeta(p). \tag{70}$$

Из уравнения (69) можно получить выражения для горизонтальной составляющей

$$u = \frac{\zeta(p)}{\frac{\partial \varphi}{\partial p}} \tag{71}$$

и вертикальной

$$v = \zeta(p) \frac{\frac{\partial \varphi}{\partial x}}{\frac{\partial \varphi}{\partial p}}.$$
(72)

Как видно из формул (71) и (72), для нахождения компонент скорости *и* и *v*, необходимых при решении задачи об энергетических потерях, достаточно иметь аналитическое выражение для системы линий токов каждого фрагмента. Поле скоростей, используемое для подсчета потерь энергии, отображает поток в данный момент времени. В следующий момент положение линий токов в каждом фрагменте изменяется. Эти изменения от момента к моменту и являются пульсацией скорости. Так как данный анализ справедлив для любого мгновенного поля скоростей, то никакого особого учета пульсаций в такой постановке вопроса не требуется. При этом предполагается, что принятые для анализа и подсчета потерь энергии рисунки кинематической структуры потока являются типичными



Рис. 16. Кинематическая структура потока с грядовым дном.

для данного потока, а поэтому определенные таким способом потери энергии свойственны этому потоку.

1. Транзитная область. Найдем аналитическое выражение системы линий токов для транзитной части потока.

На рис. 16 и 17 приведены фотографии потока с грядовым дном, транзитная область которого может быть представлена в внде семейства синусоидальных линий токов. Тогда для всего семейства можно записать

$$z = z_i + A_i \sin kx. \tag{73}$$

Здесь начало координат расположено на гребне гряды, ось x направлена по течению потока и ось z вертикально вверх, A_i — переменная амплитуда синусоидальных линий тока. Известно, что амплитуда линий тока меняется с глубиной по закону гиперболического синуса, как это принято, например, у Кеннеди. Однако для простоты решения в первом приближении принят линейный закон изменения амплитуды по глубине, что приведет к некоторому завышению амплитуд промежуточных линий токов, а значит и к увеличению потерь энергии в транзитной зоне, подситанному по формуле рассеяния энергии.



показано ниже, потерями энергии в транзитной зоне можно пренебречь. Поэтому принятие линейного закона изменения амплитуд линий тока для решения данной задачи можно считать правомерным. Тогда, если

$$A_i = A_{\rm A} + a z_i, \qquad (74)$$

где A_д — амплитуда придонной граничной линии тока; z_i — высота средней линии любой промежуточной линии тока; α — коэффициент пропорциональности, равный

$$\alpha = -\frac{A_{\pi} - A_i}{z_i}, \quad (75)$$

то *z_i* будет представлять собой параметр, отличающий одну линию тока от другой, и может быть определен как:

$$z_i = \frac{z - A_{\rm A} \sin kx}{1 + \alpha \sin kx}.$$
 (76)

Выражения для горизонтальной *и* и вертикальной *v* составляющих скоростей могут быть найдены по формулам (71) и (72)

$$u = \frac{\zeta(p)}{\frac{\partial z}{\partial p}} = \frac{\zeta(z_i)}{1 + \alpha \sin kx},$$
(77)

где $\zeta(p) = \zeta(z_i)$ — функция параметра, отличающего одну линию тока от другой. Для транзитной зоны, как упоминалось выше, этот па-

раметр представляется в виде ординаты z_i. Из выражения (77) при kx = 0 находим эту функцию¹

$$\zeta(p) = u_{(k,x)=0} \tag{78}$$

тогла

$$u = u_0 \frac{1}{1 + \alpha \sin kx}, \qquad (79)$$

$$v = \zeta(p) \frac{\frac{\partial z}{\partial x}}{\frac{\partial z}{\partial p}} = u_0 \frac{(A_{\pi} + \alpha z_i) k \cos kx}{1 + \alpha \sin kx}.$$
 (80)

Для определения потерь энергии по формуле (64) найдем частные производные компонент скоростей по осям 2:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{u_0 \alpha k \cos kx}{(1 + \alpha \sin kx)^2} , \qquad (81)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{u_0 \alpha k \cos kx}{1 + \alpha \sin kx},\tag{82}$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u_0}{1 + \alpha \sin kx} \right) = 0, \tag{83}$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} = u_0 \left(A_{\mu} + \alpha z_i \right) k^2 \frac{\sin kx \left(1 + \alpha \sin kx \right) + \alpha \cos^2 kx}{\left(1 + \alpha \sin kx \right)^2} \,. \tag{84}$$

После возведения частных производных в квадрат скорость рассеяния энергии в точке (в единице объема двухмерного потока) будет равна

$$\Phi = \frac{2\mu u_0^2 k^2}{(1 + \alpha \sin kx)^4} \left\{ \alpha^2 \cos^2 kx + \alpha^2 \cos^2 kx \left(1 + \alpha \sin kx\right)^2 + \frac{1}{2} (A_{\mu} + \alpha z_i)^2 k^2 \left[\sin^2 kx \left(1 + \alpha \sin kx\right)^2 + \alpha \sin 2kx \cos kx \left(1 + \alpha \sin kx\right) + \alpha^2 \cos^4 kx \right] \right\},$$
(85)

или, обозначив $(1 + \alpha \sin kx) = \gamma$, запишем (85) в виде

$$\Phi = \frac{2\mu u_0^2 k^2}{\gamma_4} \left\{ \alpha^2 \cos^2 kx \left(1 + \gamma^2\right) + \frac{1}{2} \left(A_{\pi} + \alpha z_i\right)^2 k^2 \times \left[\sin^2 kx \gamma^2 + \alpha \gamma \sin 2kx \cos kx + \alpha^2 \cos^4 kx\right] \right\}.$$
(86)

¹ Для краткости изложения далее вместо $u_{kx=0}$ будем писать u_0 . ² Для простоты решения принимаем, что u не меняется по глубине транзитной части потока в створе kx=0, т. е. над гребнем гряды, что не противо-речит эксперименту. Такое допущение вполне правомерно, так как рассмотрение эпюр скорости над гребнем гряды свидетельствует о малой изменчивости горизонтальной составляющей скорости по глубине (эксперименты автора, Н. А. Ярных, А. Б. Клавена и др.).

Для того чтобы определить потери энергии $E_{\rm T}$ во всем транзитном фрагменте, необходимо проинтегрировать (86) по x и z. Тогда

$$E_{\rm T} = \iint_{x} \int_{z} \Phi \, dx \, dz. \tag{87}$$

Так как интегрирование по x связано с техническими трудностями, то можно (87) проинтегрировать по z, а по x выполнить численное интегрирование

$$E_{\rm T} = \frac{\sum_{x} \int \Phi \, dz}{n} \lambda = E'_{\rm T} \lambda, \qquad (88)$$

где λ — в общем случае некоторая длина участка, для которого ведется подсчет потерь энергии. В данном случае это длина гряды.

Произведя интегрирование (87) по z в пределах $z_i = 0$ на дне потока и $z_i = H$ на его поверхности, получим

$$\int_{0}^{H} \Phi dz = 2\mu \frac{u_{0}^{2}k^{2}}{\gamma^{4}} \left[\alpha^{2}\cos^{2}kx \left(1+\gamma^{2}\right)H + \frac{A_{\pi}^{2}k^{2}}{2} \left(a+b+c\right)H + \frac{A_{\pi}^{\alpha}k^{2}}{2} \left(a+b+c\right)H^{2} + \frac{A_{\pi}^{\alpha}k^{2}}{2} \left(a+b+c\right)H^{3}, \quad (89)$$

rge $a = \sin^2 kx \cos kx$; $b = \gamma \alpha \sin 2kx \cos kx$; $c = \alpha^2 \cos^4 kx$.

Для определения потерь энергии в транзитной зоне уравнение (89) необходимо численно проинтегрировать по *x*, найти среднее значение и помножить его на длину участка (длину гряды).

2. Водоворотная область. Рассмотрим водоворотную область потока в подвалье гряды, представленную, как это видно на рис. 17, системой водоворотов, форму которых в первом приближении можно принять за эллиптическую. Тогда, по Кондратьеву [68], линии тока для каждого из этих водоворотов представим схематически семейством эллипсов, объединенных общей, и в каждом водовороте своей системой координат. Оси координат совмещаются с осями эллипсов. Уравнение этого семейства напищем в следующем виде:

$$\frac{\xi^2}{a^2} + \frac{\eta^2}{b^2} = m^2. \tag{90}$$

Здесь а и *b* — полуоси наибольшего эллипса, ограничивающего рассматриваемый водоворот; *m* — безразмерный параметр, различный для каждой кривой данного семейства, выражающий отношение длины осей данного и осей ограничивающего эллипсов. Приведем уравнение (90) к виду

$$\eta = \varphi(\xi, m) = b \sqrt{m^2 - \frac{\xi^2}{a^2}},$$
 (91)

Найдем частные производные по параметру и по координате

$$\frac{\partial\varphi}{\partial m} = \frac{bm}{\sqrt{m^2 - \frac{\xi^2}{a^2}}},\qquad(92)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = -\frac{b\xi}{a^2 \sqrt{m^2 - \frac{\xi^2}{a^2}}} \,. \tag{93}$$

Используя полученные зависимости, найдем выражения для составляющих скорости путем подстановки (92) и (93) в (71) и (72)

$$u = \zeta(m) \frac{\sqrt{m^2 - \frac{\xi^2}{a^2}}}{bm}, \quad v = -\zeta(m) \frac{\xi}{ma^2}. \tag{94}$$

Для нахождения значения функции $\zeta(m)$ положим в выражении (94) $\xi = 0$, тогда

$$u_{\xi=0} = \zeta(m) \frac{1}{b}, \qquad (95)$$

откуда

$$\zeta(m) = u_{\xi=0}b. \tag{96}$$

Таким образом, функция параметра (96) в водоворотной зоне выражает распределение горизонтальной составляющей скорости на вертикали ξ =0, умноженной на величину малой полуоси эллипса. Рассмотрение экспериментальных данных скоростного режима в придонной и водоворотной областях свидетельствует о том, что на периферии водоворотов скорости имеют наибольшее значение, к центру водоворота они убывают до нуля. Отсутствие более детальных данных в распоряжении автора, а также стремление в первом приближении упростить задачу привело к принятию допущения о линейном изменении горизонтальной составляющей скорости вдоль малой оси эллипса. Тогда для области положительных ξ и η

$$\zeta(m) = \varkappa m \tag{97}$$

и, следовательно, из формул (94) и (91) имеем

$$u = \frac{\chi_{\eta}}{b^2} , \qquad (98)$$

$$v = \frac{z\xi}{a^2} \,. \tag{99}$$

Частные производные от компонент скорости по координатам, необходимые для оценки потерь, в этом фрагменте будут следующие:

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial \eta} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial \eta} = \frac{x}{b^2}, \quad \frac{\partial v}{\partial \xi} = \frac{x}{a^2}.$$
 (100)

Подставляя эти значения в уравнение скорости рассеяния энергии (64), получим скорость рассеяния энергии в единице объема для эллиптического водоворота

$$\Phi = \mu \varkappa^2 \left(\frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2} \right)^2, \tag{101}$$

где $\varkappa = \frac{b u_0}{m}^1$. Из формулы (101) следует, что скорость рассеяния энергии будет меньше для водоворотов, приближающихся к окружности, так как $a \to b$ и выражение в скобках стремится к нулю.

Значение $\left(\frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2}\right)^2$ увеличивается с ростом эксцентриситета эллипса, а это значит, что вытянутые эллипсы характеризуются большими потерями при прочих равных условиях.

Из выражения (101) видно, что энергетические потери в эллиптических вихрях не зависят от координат, а значит равномерно распределены по площади эллипса. Следовательно, потеря энергии в единицу времени в каждом водовороте определится как произведение скорости рассеяния Φ на площадь водоворота $E_{\rm B} = S_{\rm B} \Phi$.

Полученные результаты не противоречат физической целесообразности, позволяющей считать правдоподобным сделанное предположение о линейном законе изменения величины $u_{s=0}$.

3. Придонная область. Проведенное лабораторное исследование кинематической структуры потока с подвижным дном показало, что в придонной области, расположенной на верховых участках гряд наблюдается перемещение индикаторов, а значит и частиц жидкости по циклоидальным траекториям, причем размеры этих циклоид (их высоты и шаг), а также их устойчивость (число ветвей циклоид) зависят от формы гряд. Чем больше эксцентриситет жидкого эллипса, тем больше шаг циклоидальной траектории, зафиксированной киноаппаратом.

Если бы можно было зафиксировать мгновенную неподвижную картину скоростного поля такого потока, то, очевидно, на киноотпечатке в придонной области были бы отмечены эллиптические водовороты. Такие водовороты в придонной области были получены А. Б. Клавеном при использовании скользящей киносъемки [59, 60]. Применение же киносъемки неподвижным аппаратом неизбежно приводит к фиксации лишь циклоидальных траекторий.

Очевидно, при составлении уравнений движения в этой области можно исходить из того, что частицы жидкости перемещаются

¹ По этой формуле можно определять к для водоворотов, соприкасающихся с транзитной зоной. Для промежуточных водоворотов к может быть определена по рекомендациям автора, приведенным в работе [34].

здесь по эллиптическим траекториям и имеют некоторую переносную скорость. Если на общую схему движения наложить величину, обратную переносной скорости, то уравнение движения можно представить здесь аналогично рассмотренной схеме движения в зоне подвалья гряды. Тогда для определения потерь энергии в каждом отдельном водовороте справедливо будет полученное выше выражение (101).

> В. Анализ и расчет потерь энергии для разных форм гряд

Интересно оценить возможности практического использования метода определения потерь энергии по мгновенному скоростному полю потока с подвижным дном.

Такая попытка уже производилась в 1961 г. и дала обнадеживающие результаты. Как показал анализ потерь энергии в потоке с грядовым дном на основе одного кинокадра, результаты подсчета потерь по формуле скорости рассеяния энергии оказались сопоставимыми с опытными данными, и, несмотря на то, что фотоснимок не может точно воспроизвести мгновенные значения скоростей, удалось определить основные потери, показать характерное распределение их внутри потока и выделить зоны интенсивных потерь энергии [34].

Однако проведенный анализ был основан на учете потерь энергии только в двух фрагментах — в транзитной и в водоворотной областях. Третий же фрагмент, охватывающий придонную область потока, на используемом фотоснимке не был достаточно освещен индикаторами. Это обстоятельство в свое время привело к неполному учету потерь энергии описанным способом. Кроме того, проведенное исследование песчаных гряд [37] показало, что существуют различные их формы, которым отвечают характерные для них рисунки кинематического поля потока.

Напомним, что в соответствии с классификацией гряд (см. главу II) вся область движения донных наносов разделяется на плоские гряды, рифеля, перекошенные гряды, крутые гряды, смыв гряд, гладкую фазу движения наносов и антидюны.

Для дальнейшего развития этого направления было проведено исследование принципиального пути расчета потерь энергии с помощью гидродинамического анализа, а также нахождение необходимых коэффициентов и связей из опыта, которые позволили бы расчетные формулы потерь энергии сделать зависящими от простых характеристик и исключили бы трудоемкость расчета. По киноотпечаткам скоростного поля для каждой формы гряд определялись необходимые параметры каждого фрагмента: амплитуда и длина волны синусоидальных линий тока в транзитной части потока, шаг и высота циклоидальных траекторий в придонной части и размеры водоворотов в подвалье. Этих данных,

5 Заказ № 221

допуская известную схематизацию течения в фрагментах. и свелений об уклоне потока и характеристиках грял оказалось достаточно для того, чтобы получить распределение потерь энергии внутри потока для разных форм гряд и предложить расчетные зависимости для потерь энергии. Используя полученные зависимости лля потерь энергии в основных вылеленных фрагментах и имея необходимые параметры и величины горизонтальной составляющей скорости в исходных створах из опыта, можно вычислить суммарные потери энергии для всего отсека жилкости, расположенного в пределах одной гряды. Тогда потери энергии в транзитной зоне определятся по зависимости (89). потери энергии в водоворотной зоне как сумма произведений Ф на площадь каждого водоворота, входяшего в обшую зону подвалья, а потери энергии в прилонной зоне как сумма произвелений скорости рассеяния Ф на плошаль кажлого катяшегося воловорота, причем величина Ф для каждого водоворота устанавливается по формуле (101).

Если бы кинематическая структура потока была отражена на кинокадре с достаточной подробностью, т. е. так, что вся область жидкости, расположенная над грядой была бы учтена либо в транзитном течении, либо в зафиксированных водоворотных образованиях, то, очевидно, суммарные потери энергии совпали бы с потерями энергии, определенными по уклону. На самом деле с помощью киносъемки можно достаточно надежно определить лишь крупные и средние водоворотные образования, которые занимают лишь часть придонной и водоворотной зон. Остальная площадь этих зон занята вихрями более высокого порядка, наличие которых хотя иногда и обнаруживалось на кинокадрах, но получение их характеристик из опыта весьма затруднительно и ненадежно. Стремление более полно учесть потери энергии привело к использованию следующего приема.

Полагая, что справедливость использования формулы Стокса для оценки потерь бесспорна, и опираясь на успешность предыдущей попытки оценки потерь [34], будем считать, что потери энергии, определенные по уклону, равны потерям энергии, вычисленным по формуле скорости рассеяния энергии

$$E_i = \gamma \Omega v I = E_{\text{Crokca}}.$$
 (102)

Так как суммарные потери, определенные по формуле рассеяния энергии, состоят из потерь в транзитной $(E_{\rm T})$, водоворотной и придонной зонах, а потери энергии в двух последних областях есть сумма потерь энергии в крупных водоворотах $\sum E_{\rm B}$ и потерь энергии в множестве паразитических вихрей $E_{\rm II}$, занимающих все пространство между крупными вихрями, то можно записать

$$E_{i} = E_{\text{CTORCA}} = E_{\text{T}} + \sum E_{\text{B}} + E_{\pi}.$$
 (103)

Если из опыта известно E_i , а на основании вышеприведенного анализа определены $E_{\rm T}$ и $\sum E_{\rm B}$, то из выражения (103) можно определить неизвестную величину потерь $E_{\rm n}$, приходящуюся на область промежутков между основными вихрями.

Зная из опыта площадь (разность общей площади водоворотной и придонной зон и площади, занимаемой крупными вальцами), занятую этими вихрями, можно определить среднюю скорость рассеяния энергии, свойственную грядам данного типа,

$$\overline{\Phi}_{\rm n} = \frac{E_i - E_{\rm T} - \sum E_{\rm B}}{S_{\rm n}}.$$
(104)

Если определить величины $\overline{\Phi_n}$ для гряд разного типа, то можно построить график связи $\overline{\Phi_n}$ и какой-либо величины, характеризующей форму гряд. Для получения этой связи был произведен полный гидродинамический расчет потерь энергии в каждом из перечисленных фрагментов для разных форм гряд, причем использовались скоростные поля пяти разных форм гряд, причем использовались скоростные поля пяти разных форм гряд, В дальнейшем эта связь может использоваться для облегченного расчета потерь без обязательного расчета Φ по формулам (89) и (101). Кроме того, для оценки влияния температуры воды на потери энергии исследовались скоростные поля для одной и той же формы гряд, но при различных температурах воды.

Рассматривая транзитную область потока на кинокадрах, можно видеть, что с изменением форм гряд от плоских к перекошенным и крутым, вплоть до гладкой фазы движения наносов, увеличивается кривизна синусоидальных линий токов. На кадрах можно также увидеть, что длина граничной синусоидальной линии тока не всегда совпадает с длиной гряды и что для длинных гряд характерно наличие нескольких таких полных циклов синусоидальных линий. Совпадение длин гряды и синусоидальной граничной линии тока наблюдается, по-видимому, только для рифелей, где водоворотная область занимает почти половину длины гряды, и изгиб граничной линии связан только с обтеканием водоворотной области.

Для длинных гряд сопряжение транзитной области с придонной и водоворотной происходит по синусоидальной линии со многими пиками возможно вследствие того, что после первого возмущения, полученного после обтекания водоворотной области, поток продолжает колебаться. Это отметили в свое время В. М. Маккавеев [94] и А. Н. Ляпин [86].

При расчете потерь энергии в транзитной области по зависимостям (88) и (89) с кинокадров необходимо снимать длины синусоидальных волн граничной линии тока, их амплитуды так же, как и амплитуды свободной поверхности потока. Кроме того, для расчета необходимо знать горизонтальную составляющую скорости потока в створе kx=0.

J.

 5^{*}

1. Расчет потерь энергии в подвалье гряды и в придонной зоне. Размеры водоворотов в подвалье гряды могут быть определены по данным опыта; размеры катящихся вихрей *a* и *b* — по высоте *A* и шагу *T* экспериментально полученных циклоидальных кривых, используя формулу длины эллипса

$$T = \pi \left(a + b \right) \Theta. \tag{105}$$

Величина Θ в первом приближении может быть принята равной единице, что приводит к погрешности, не превышающей 10% для отношения $\frac{a}{b} = 3$, тогда:

$$a = \frac{T}{\pi} - b, \tag{106}$$

$$b = \frac{A}{2}.$$
 (107)

Таблица 2

Расчет полуосей эллипсов и их эксцентриситетов

№ опыта, форма гряд	T	A	ь	b _{cp}	a	a _{cp}	$\frac{a}{b}$	$\left(\frac{a}{b}\right)_{\rm cp}$
42, плоские гряды	13,8 6,28 3,34	9,0 1,5 0,8	1,5 0,75 0,40	0,88	2,90 1,25 0,66	1,60	1,90 1,67 1,67	1,82
50, перекошенные гряды	4,14 7,75 11,60	0,80 1,16 2,22	0,40 0,58 1,11	0,70	0,92 1,75 2,57	1,75	2,30 3,00 2,30	2,50
53, крутые гряды	4,10 5,05 6,70 9,75	0,60 0,80 1,00 1,50	0,30 0,40 0,50 0,75	0,40	1,00 1,20 1,63 2,39	1,28	3,30 3,00 3,30 1,30	3,20
53 _{II} , крутые гря- ды в холодной воде	4,10 6,70 9,75	0,80 1,00 1,50	0,40 0,50 0,75	0,55	0,87 1,63 2,33	1,61	2,18 3,25 3,10	2,93
54, смыв гряд	5,0 1,5 11,30 14,8 21,2	0,50 0,20 1,30 1,92 2,12	0,25 0,11 0,65 0,96 1,06	0,60	1,35 0,38 2,95 3,74 5,70	2,89	5,40 3,80 4,50 3,90 6,40	4,70
63, гладкая фаза	5,05	0,5	0,25	_	1,36		5,40	5,40

В табл. 2 приводятся величины *T* и *A* и вычисленные значения полуосей для разных траекторий движения частиц, наблюдаемых для различных форм гряд. Замечательно, что эксцентриситет катящихся эллипсов возрастает при увеличении движения донных наносов, т. е. при смене плоских гряд перекошенными, крутыми, вплоть до гладкой фазы движения наносов.



Рис. 18. Зависимость эксцентриситета эллиптических катящихся водоворотов от степени развитости движения донных наносов (формы гряд), связанной с величиной $\frac{v}{v_0}$ 1 - плоские гряды; 2 - перекошенные гряды; 3 - крутые гряды; 4 - смыв; 5 - рифеля; 6 - гладкая фаза.

На рис. 18 представлена графическая зависимость $\frac{u}{b} = f\left(\frac{v}{v_0}\right)$. Отношение $\frac{v}{v_0}$ характеризует степень развитости движения наносов, т. е. оно связано с формой гряд.

2. Расчет потерь энергии в области восходящих вихрей. При рассмотрении различных областей движения наносов было замечено, что в подвалье перекошенных гряд наблюдается периодически действующие восходящие вихри с продольной наклонной осью вращения. Свободная поверхность такого потока отличается, по Н. Е. Кондратьеву, блинообразными припухлостями, соответствующими месту выброса водных масс из подвалья. Такое явление не может не сопровождаться дополнительными потерями энергии и требует соответствующего учета. Для строгого учета этого вида потерь энергии необходимо было бы использовать полную формулу скорости рассеяния энергии

$$\Phi = 2\mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right]$$
(108)

и задаться аналитическим выражением трехмерного семейства линий токов при винтообразном вращении, изменением поперечной составляющей *w* по ширине водоворота и учесть переносную скорость потока. Принципиально расчет потерь энергии по этой исходной зависимости возможен, но довольно громоздок. Для простоты подсчета можно обойтись плоской статической картиной и область восходящих вихрей представить в виде области [см. табл. 4, опыт № 50, фрагмент (зона) IV], заполненной плоскими эллиптическими вихрями. Подсчет потерь энергии в этой области тогда можно будет производить по зависимости (101).

3. Схема расчета потерь энергии в придонной, водоворотной областях и зоне восходящих вихрей. Поскольку расчет потерь энергии в эллиптических вихрях аналогичен расчету в придонной, водоворотной областях и в восходящих вихрях, то для иллюстрации методики расчета можно ограничиться данными табл. 3, в которой приведен пример расчета потерь энергии в водоворотах придонной зоны одного из опытов.

Таблица З

№ опыта	a	Ь	$\left(\frac{1}{b^2}\right)$	$\left(\frac{1}{b^2}-\frac{1}{a^2}\right)^2$		и ₀ /сек.	z	×3	
$42, \mu = 0,000011$	2,90 1,25 0,66	1,50 0,75 0,40	1,50 0, 0,75 1, 0,40 15		46 40 37		56 30 13,6	3150 900 183	
№ опыта	$s = \pi a b$		Ф		E		ичество эворотов	ΣE	
42, $\mu = 0,000011$	13,7 0 2,94 0 0,83 0 17,47 0		0040 0013 0327	0,05 0,03 0,02 0,12	0,055 0,038 0,027 0,120		8 8 8 24	0,96	
$\lambda_{rp} = 139$									

Пример расчета потерь энергии в водоворотах (катящиеся вихри)

Данные табл. З показывают, что для каждого опыта в придонной зоне характерно наличие основных катящихся водоворотов разного размера (крупных, средних и мелких), но с одинаковым эксцентриситетом. Причем приведенные размеры водоворотов для каждого опыта основаны на нескольких определениях, т. е. они не являются случайными. Из этого, по-видимому, следует, что для каждого опыта в пределах придонной области одновременно существуют и перемещаются водовороты разных размеров, но одного порядка. Пересечение циклоидальных траекторий,



Рис. 19. Схема расположения катящихся водоворотов в придонной зоне. *а* - схема, составлениая с использованием опытных данных; *б* - упрощенная схема, принятая для расчета.

замеченное при обработке киноленты, свидетельствует о том, что такие водовороты, вероятно, расположены в непосредственной близости друг от друга.

Все вышесказанное позволяет принять схему расположения наблюденных водоворотов, показанную на рис. 19 *а*. Расположение водоворотов группами здесь можно объяснить лишь удачным сопряжением придонной и транзитной областей, граничная линия которых представляет собой, как уже упоминалось выше, синусоидальную линию с длиной волны, в несколько раз меньшей длины гряды, Этой линией неплохо огибаются составленные группы водоворотов.

Однако вследствие того, что киносъемка ие позволяет судить о справедливости такой группировки водоворотов, можно ограничиться и другой, более простой схемой, напоминающей схему, предложенную Н. Е. Кондратьевым [68]. Такая схема получится, если осреднить размеры всех основных водоворотов для каждого опыта и расположить эти водовороты в цепочку в придонной зоне, ограничив ее сверху прямой линией тока.

№ опыта, форма гряд	$\frac{v}{v_0}$	№ фраг- мента	S фрагмента	$\frac{s_{II} + s_{III} + s_{IV}}{\cdot}$	<i>S</i> эллипса	Е _в и Е _т	s _n	$E_i =$ = $\gamma v \Omega I$	$E_{\Pi} = E_i - \Sigma E$	$\Phi = \frac{E_{\Pi}}{S_{\Pi}}$	$E_i = \\ = \Phi_{cp} S_{\phi p}$	Е% по фрагмент у
		I	1420			0,048					0,048	0,05
45, плоские, µ == 0,0000114	1.5	II	32,4)	218,4	24,8	0,352	7,60	99,0	97,64	1,78	13,85	14,0
	-,-	III	186,0		139,0	$\frac{0,96}{1,360}$	$\frac{47,0}{54,6}$				84,96	86,0
53, крутые (в теп- лой воде), $\mu = 0,0000115$ 2,		I	610			0,052	~				0,052	0,02
	2,4	II	40		29,75	0,570	10,2	185	176,18	4,75	49,20	26,8
	III	100,5	140,5	74,0	8,200 8,822	$\frac{26,5}{36,7}$				127,0	69,0	
		I	630			0,26					0,26	0,14
53, крутые (в хо- лодной воде), $\mu = 0,000013$	2,4	II	64	159,5	43,12	1,36	20,88	185	174,73	4,30	90,0	48,5
		-111	95,5		75,5	$\frac{8,65}{10,27}$	$\frac{20,00}{40,88}$				86,0	46,9

Распределение потерь энергии по фрагментам для разных типов гряд
		I	682			0,378					0,378	0,07
54, смыв,	2,9	II	14,2	114,20	9,56	1,14	4,64	495	485,77	8,85	42,34	8,6
$\mu = 0,000009$		III	100		50,0	$\frac{7,72}{9,238}$	$\frac{50,0}{54,64}$				450,92	91,0
		Ň	690	40		1,75		113	101,25	12,4	1,75	1,55
63, гладкая фаза, µ — 0,0000081	3,0	II									111,5	985
		III	40		31,8	$\frac{10,0}{11,75}$	8,2					
		I	690			0,054					0,054	0,04
50,		II	72	203,7	48,26	0,318	23,74	128 12	125,0	1,32	31,82	24,8
перекошенные гряды, μ == 0,000009	1,8	III	131,7		93,0	1,891	38,60				52,99	41,5
		IV	142,0		101,5	0,810 9,073	$\frac{31,50}{93,94}$				$\frac{42,57}{127,38}$	$\frac{33,4}{100,1}$
73												

(P

Используя эту схему и полученное выражение для определения потерь энергии в эллиптических водоворотах (101), можно определить величину $\sum E_{\rm B}$, входящую в выражение (103). Оставшаяся неизвестной в этой формуле величина $E_{\rm II}$ может быть найдена, как уже упоминалось, по выражению

$$E_{\rm n} = E_i - E_{\rm T} - \sum E_{\rm B}. \tag{109}$$

Результаты расчета потерь энергии по фрагментам для разных форм гряд приведены в табл. 4. Как видно из данных этой таблицы, потерями энергии в транзитной зоне можно пренебречь. Основные потери энергии приходятся на придонную, водоворотную области и на зону восходящих вихрей, причем главная их часть падает на паразитические вихри.

По-видимому, при составлении расчетных зависимостей допустимо исходить из оценки этих потерь. Для тех случаев, для которых производился полный гидродинамический расчет, $E_{\rm n}$ определялась по выражению (109). Зная из опыта площадь $S_{\rm n}$, занятую паразитическими вихрями, можно определить среднюю скорость рассеяния энергии, приходящуюся на единицу площади промежутков придонной зоны,

$$\overline{\Phi}_{\pi} = \frac{E_i - E_{\tau} - \sum E_{B}}{S_{\pi}}.$$
(110)

Определяя $\overline{\Phi_n}$ для разных типов гряд, удается построить кривую связи $\overline{\Phi_n} = f\left(\frac{v}{v_0}\right)$, где v_0 — неразмывающая скорость. Эта зависимость представлена на рис. 20.



Рис. 20. Зависимость средней скорости рассеяния энергии в промежутках придонной зоны для различных ти-

пов гряд, связанных с изменением $\frac{v}{v_0}$.

Для определения потерь энергии по потерям в паразитических вихрях недостаточно знать скорость рассеяния энергии этими вихрями. Надо еще знать и площадь, занятую этими вихрями в придонной и водоворотной зонах. Так как эта площадь не только зависит от формы гряд, но и существенно меняется с изменением абсолютных размеров гряд, то получение эмпирической связи, аналогичной рис. 20, было бы неправильным. Эту площадь можно выразить в виде доли общей площади придонной и водоворотной зон. Общая площадь придонной и водоворотной зон может быть представлена как произведение высоты гряды Δ на длину λ

$$S_{n} = M \Delta \lambda, \tag{111}$$

где *М* — коэффициент пропорциональности, определяющий долю площади паразитических вихрей для каждой формы гряд. Величина коэффициента *М* была определена по данным 40 опытов (табл. 5) с грядами разных форм (данные ГГИ 1962 г. и Роборовской — Гончарова) [37, 15].

По графику скорости рассеяния энергии (рис. 20) в зависимости от отношения $\frac{v}{v_0}$ определялось значение $\overline{\Phi}_{n}$. Произведение $\Delta\lambda$ находилось из данных опыта. Приравнивая потери энергии, полученные по уклону, к потерям энергии, определенным как произведение S_{n} на $\overline{\Phi}_{n}$, находилось значение коэффициента пропорциональности

$$M = \frac{\gamma \Omega v I}{\Delta \lambda \overline{\Phi}_{\rm m}} \,. \tag{112}$$

Зависимость коэффициента M от величины $\frac{v}{v_0}$ для разных

форм гряд представлена на рис. 21. Обнаруживается общая тенденция уменьшения величины коэффициента *M* с увеличением





Таблица 5

Расчет коэффициента М по опытным данным

№ n/п	Опыт	Форма гряд	I	$H + \frac{\Delta}{2}$	υ	λ	E= זעער	$v_{\rm o}$	$\frac{v}{v_0}$	Ф	Δλ	М
	0.5	D 1	0.00040			10.00						
1	60	Рифеля	0,00249	8,80	21,00	12,60	5,80	0,22	1,0	0,9	15,10	0,42
2	64	***	0,0080	4,25	87,00	30,0		0,22	4,20		15,0	
3	63	Гладкая форма	0,00231			80	88,00	0,23	3,07	12,5	40	0,17
4	62	Крутые	0,0035	11,03	54,0	77,0	160	0,27	2,40	4,5	281,8	0,126
5	61	,,	0,0018	12,68	47,20	61,60	66,6	0,27	1,90	2,4	145,4	0,19
6	60	Перекошенные	0,0016	13,4	46,00	47,80	45,7	0,28	1,77	2,0	80.3	0,28
7	59	Рифеля	0,00153	14,82	40,00	20,0	18,1	0,30	1,41	1,48	28,8	0,42
8	58	**	0,00148	13,94	42,5	19,0	16,7	0,28	1,38	1,20	28,1	0,50
9	57	**	0,0028	5,87	33,3	15,0	8,2	0,25	1,17	1,0	26,3	0,31
10	56	,,	0,0032	6,77	31,0	15,30	10,3	0,26	1,39	1,20	29,8	0,29
11	55	Плоские	0,0015	9,70	41,20	80,0	48,0	0,27	1,67	1,80	144,0	0,18
12	54	Смыв	0,0062	5,64	71,0	200,0	490,0	0,30	2,60	5,9	258,0	0,32
13	53	Крутые	0,0044	7,35	54,20	105,0	183,0	0,30	2,30	4,0	325,5	0,14
14	52	,,	0,0031	7,13	56,20	80,30	100,0	0,30	2,22	3,52	181,5	0,157
15	50	Перекошенные	0,0042	8,37	47,50	77,30	128,0	0,30	1,80	2,10	150,6	0,40
16	49		0.0013	8.40	46.50	75.0	28.0	0.31	1.56	1.51	66.8	0.275
17	48	Плоские	0.00118	8.98	43.5	80.0	37 0	0.31	1 56	1 50	144 0	0.17
18	47	Крутые	0,0036	9,00	81,5	66,0	175,0	0,31	2,6	6,0	198,0	0,14

19	40	**	0,0043	9,95	74,0	70,0	222,0	0,32	2,66	6,2	189,0	0,19
20	45	, , , , , , , , , , , , , , , , , , , ,	0,0030	11,30	62,5	76,0	161,0	0,32	2,28	3,80	243,2	0,17
21	44	Плоские	0,0029	13,0	54,5	93,0	190,0	0,33	1,92	2,5	334,8	0,23
22	43	,,	0,0025	13,80	52,60	82,0	148,0	0,33	1,79	2,10	246,0	0,285
23	42	,,	0,00149	14,97	47,0	94,50	99,0	0,35	1,52	1,50	297,0	0,22
24	38	Перекошенные	0,0052	17,20	71,0	102,0	645,0	0,37	2,15	3,30	387,6	0,50
25	37	,,	0,0041	18,40	66,5	82,0	410,0	0,38	2,0	2,70	393,6	0,38
26	36	1)	0,0027	.20,05	59,5	96,0	308,0	0,39	1,74	1,90	412,8	0,39
2 7	35	"	0,0033	22,60	54,0	81,0	326,0	0,40	1,50	1,40	356,4	0,66
28	34	23	0,0020	21,30	57,5	85,0	208,0	0,40	1,60	1,60	391,0	0,33
29	33	Крутые	0,0044	10,80	69,0	70,0	228,0	0,32	2,42	4,70	182,0	0,26
30	32	Перекошенные	0,00403	12,40	60,0	65,0	194,0	0,33	2,12	3,10	234,0	0,27
31	31	,,	0,0032	14,10	53,0	90,0	213,0	0,34	1,82	2,20	378,0	0,25
32	30	, ,,	0,0030	15,50	48,0	91,0	197,0	0,35	1,58	1,50	382,2	0,34
33	29	Смыв	0,0066	5,15	68,0	48,0	111,0	0,28	2,85	8,0	182,0	0,08
34	28	Перекошенные	0,0032	6,20	56,5	102,0	114,0	0,39	1,62	1,50	163, 2	0,46
35	27	Плоские	0,0023	8,0	50,0	92,0	85,5	0,29	1,94	2,50	165,6	0,20
36	26	Перекошенные	0,0012	8,70	47,0	93,0	45,7	0,30	1,83	2,20	204,0	- 0,10
	1	1		•	•			•				-

Данные Гончарова-Роборовской

		,	1					,	,	1		,
	37	 Крутые	0,00178	4,9	55,1	18,0	8,60	0,28	1,97	2,60	32,40	0,08
	38	 ,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,	0,00119	8,2	64,9	20,0	12,60	0,29	2,30	4,0	50,0	0,12
	39	 32	0,00049	32,9	97,70	77,0	122	0,40	2,30	4,0	456	0,12
	40	 ,,	0,0007	12,8	71,8	13,0	8,4	0,33	2,18	3,80	22,0	0,10
1												

отношения $\frac{v}{v_0}$. Для каждой формы гряд характерен свой диапазон изменения $\frac{v}{v_0}$ и своя кривая. Исключение составляет начальный диапазон $\frac{v}{v_0}$ — от 1 до 1,8; в этой области в зависимости от крупности наносов могут формироваться либо плоские гряды, либо рифеля. Ход изменения коэффициента M для этих форм гряд различен, поэтому здесь имеются две ветви кривой. Имеющийся разброс точек объясняется, с одной стороны, по-видимому, неточностью опытных данных и грубостью определения v_0 , а с другой стороны, приближенностью принятой схемы рас-

Дальнейшие исследования в этом направлении, по-видимому, позволят устранить эти недостатки.

Расчетная зависимость для определения потерь энергии с учетом всего вышесказанного будет иметь вид

$$E = M \Delta \lambda \Phi$$
. $\gamma = \gamma = 0^{-1} \beta \beta \beta (113)$

Величины Φ и M определяются по эмпирическим графикам, а Δ и λ либо берутся из опыта, либо определяются по графикам в зависимости от v, H и d.

Для проверки предложенных зависимостей был произведен расчет потерь энергии по опытным данным Саймонса, Ричардсона, Пушкарева, Цзубаки и данным автора, не включенным в рассматриваемый расчет. Расчетные данные удовлетворительно совпали с наблюденными (рис. 22), что свидетельствует о перспективности принятой схемы расчета, хотя и требуется дальнейшее уточнение расчетной зависимости на основе уточнения исходных связей для Ф и *М* путем изучения более детальной картины скоростного поля потока при разных формах гряд.

Приведенная расчетная зависимость (113) дана здесь лишь как первая грубая попытка наметить пути использования представлений о структуре потока для реальных практических целей и, с нашей точки зрения, свидетельствует о такой возможности.

В подтверждение вывода о том, что основные потери энергии связаны с микровихрями придонной зоны, можно привести анализ потерь энергии этой зоны, выполненный Кондратьевым [68], который использовал для этого несколько иную, чем у автора схему.

Н. Е. Кондратьев рассматривает цепочку из круговых вальцов (рис. 23), промежутки между которыми дополняются им вихрями меньшего порядка, исходя из логической целесообразности и кинематической, и динамической увязки рассматриваемой схемы.

Треугольники промежуточных областей, образующихся между транзитной областью и основными катящимися вихрями, а также



Рис. 22. Сопоставление расчетных потерь энергии с измеренными.



Рис. 23. Схема размещения катящихся водоворотов в придонной зоне, по Кондратьеву.

между этими же вихрями и дном потока, Кондратьев заполняет, размещая в этих областях цепочки вихрей второго, третьего и т. д. порядка, в которых радиусы каждого соседнего вальца убывают от центра к периферии. Такое заполнение происходит до бесконечности, так как новые цепочки образуют новые промежутки, которые заполняются по тому же принципу.

Н. Е. Кондратьев, принимая эксцентриситеты бесконечного числа вихрей равными между собой и получая из принятой схемы одинаковую для всех вихрей величину касательной скорости на вертикальной оси эллипсов, к которым впоследствии сводит свою схему кругов, приходит к выводу, что бесконечное число вихрей способно осуществить бесконечные потери энергии. Допуская при этом существование некоторого предела дробления придонного слоя, Кондратьев считает необходимым установление предельных значений размеров физических вальцов в этой области.

Сопоставляя схемы кинематической структуры придонного слоя Кондратьева и автора, можно отметить общность ряда выводов:

1) наличие катящихся вальцов эллиптической формы;

2) заполнение промежутков между этими вальцами вихрями высшего порядка малости;

3) основные потери энергии приходятся на придонную зону;

4) равенство эксцентриситетов вихрей разного порядка (у Кондратьева постулат, у автора экспериментально установленный факт).

Полученные Кондратьевым одинаковые величины горизонтальных составляющих скорости на вертикальных осях различных эллиптических вихрей не были обнаружены экспериментом и кажутся нам противоречащими действительности. Действительно, как показал И. К. Никитин, горизонтальная составляющая скорости убывает в придонном слое от максимальной на его границе с транзитным потоком до практически нулевой у дна. Трудно себе представить отсутствие градиента скорости в этой области. Может быть именно поэтому придонный слой, по Кондратьеву, способен рассеивать бесконечные потери энергии. В этом отношении гибкость схемы, предложенной автором, заключается в том, что величина потерь энергии не бесконечна, переменна для разных типов гряд и тесно связана с их характеристиками, которые в свою очередь связаны с кинематической структурой потока.

Рассмотренная автором схема размещения придонных водоворотов группами (рис. 19) в последнее время нашла подтверждение в экспериментах А. Б. Клавена.

В заключение этой главы необходимо сказать, что предложенная зависимость для определения потерь энергии проверена только лабораторными данными, по-видимому, необходимы еще дополнительные исследования для того, чтобы можно было использовать этот способ определения потерь энергии в натурных условиях.

ГЛАВА IV

МЕЗОФОРМЫ

§ 1. Происхождение мезоформ и их особенности

Из определения, данного в главе I, следует, что мезоформы представляют собой крупные песчаные образования в русле реки, имеющие грядовую форму и по своим размерам соизмеримые с размерами потока (высота мезоформ соизмерима с глубиной потока, а их длины — с шириной русла).

Грядовое строение мезоформ подтверждается многочисленными наблюдениями на реках [38, 117, 122, 165]. Поскольку мезоформы (ленточные гряды, побочни, осередки, косы) представляют собой песчаные, гравелистые и галечные гряды, нет основания считать, что механизм их образования в корне отличается от механизма образования обычных песчаных гряд, рассмотренных нами в главе II. Однако оба процесса не совсем идентичны, поскольку условия возникновения и существования микроформ и мезоформ различны и вызывают в обоих случаях свои особенности развития, которые могут оказаться весьма существенными.

Анализ литературы по исследованию грядового движения наносов позволяет сделать следующие основные общие выводы.

1. Для возникновения грядового движения наносов достаточно, чтобы средняя скорость потока была равной или превосходила неразмывающую скорость потока.

2. Перемещение гряд может происходить как при установившемся, так и при неустановившемся режиме течения.

3. Увеличение расходов воды, связанное с увеличением глубины и скорости течения при прочих равных условиях, приводит к росту размеров гряд (рис. 24).

4. При увеличении скорости течения, вызывающей увеличение числа Fr, гряды проходят цикл развития от плоских и пологих до высоких и крутых и далее гряды начинают разрушаться, вновь превращаясь в длинные, пологие, затем, проходя гладкую фазу движения наносов, сменяются антидюнами.

6 Заказ № 221

5. Сопоставление разномасштабных экспериментов с грядовым движением в лотках позволило установить, что наибольшие размеры гряд, формирующихся в лотках, зависят от размеров этих лотков — высота гряд зависит от глубины потока в лотке и, как правило, редко превышает 0,2*H*, а их наибольшая длина зависит от ширины лотка. В качестве примера можно сослаться на данные Саймонса и Ричардсона, проводивших эксперименты



Рис. 24. Влияние водности потока на размеры мезоформ на р. Даугаве, по Ромашину.

а — деформация в многоводный 1931 г.; б — в средний по водности 1934 г.; в — в маловодный 1939 г.

с одним и тем же песком в разных по размеру лотках [220—225]. При одних и тех же условиях перемещения наносов, т. е. при одних и тех же числах Fr и $\frac{v}{w}$ в разных лотках формируются подобные гряды, но разного абсолютного размера.

Из сказанного можно сделать общий вывод о том, что возникновению мезоформ должны сопутствовать большие расходы воды в реке, сопровождающиеся большими глубинами.

Таким образом, для образования мезоформ необходимо сочетание высоких расходов воды с большой подвижностью подстилающего дна, в результате чего образуются крупные гряды, перекрывающие почти все русло.

Используя данные лабораторных и натурных наблюдений, можно попытаться составить общую схему развития средних форм.

Перемещение песчаных гряд в условиях лабораторного эксперимента, как правило, происходит при установившемся режиме. Мезоформы в естественных условиях существуют преимущественно при неустановившемся режиме течения. Это обстоятельство не является необходимым условием для их образования, хотя и накладывает на их существование определенные особенности.

Высокие расходы воды, как правило, наблюдаются в реках короткое время, за которое мезоформы вследствие их больших размеров и относительно слабой подвижности не успевают перестраиваться в новые формы, соответствующие новому режиму, в результате чего мезоформы остаются в русле в наследство от паводка. В том случае, если происходит медленное уменьшение расхода воды, можно ожидать большего разрушения паводковых мезоформ, если же спад происходит быстро, паводковые формы сохраняются в меженном русле почти без изменения их конфигурации. Влияние межени на русловые формы, образованные в паводок, выражается в сработке гребня переката, его уполаживании и отложении смытого материала в ниже лежащем плесе.

Для перемещения мезоформ характерны два вида движения: 1) активное движение, когда паводковые гряды перемещаются при свойственных им гидравлических условиях и 2) косвенное перемещение, когда эти гряды смещаются за счет перемещения по ним вторичных гряд (см. рис. 1), которые образуются в результате взаимодействия потока с новыми гидравлическими характеристиками с поверхностью мезоформы. На теле активно движущихся мезоформ вторичных гряд обычно не бывает.

Пабораторные исследования грядового движения наносов обычно проводятся в прямоугольных прямолинейных лотках. В естественных условиях формирование мезоформы происходит в руслах сложного сечения, имеющего лишь относительно прямолинейные участки. Это обстоятельство также накладывает свой отпечаток на характер перемещения гряд.

Все же можно сказать, что в естественных условиях имеется значительное число случаев, когда перемещение крупных песчаных гряд наблюдается в слабоизвилистых участках рек, движение наносов в которых может быть представлено как прямолинейное перемещение. Эти случаи по типизации руслового процесса, предложенной Н. Е. Кондратьевым [60, 119] и И. В. Поповым [117, 119], относятся к ленточно-грядовому, побочневому, осередковому типам. В лабораторных условиях обычно наблюдается выравненная по ширине эпюра скорости течения. В естественных условиях такой выравненной эпюры, как правило, не

6*

наблюдается, что вызывается сложным сечением русла. Однако при прохождении паводков редкой обеспеченности, когда в русле отмечаются очень большие глубины, влияние формы поперечного сечения на изменение скоростей может оказаться незначительным и произойдет выравнивание эпюры скорости в пределах русловой части потока. Это приведет к тому, что в пределах всего русла будут наблюдаться примерно одинаковые гидравлические условия и поток в этом случае будет формировать единую гряду, занимающую всю ширину русла. При обычных паводках влияние неровностей дна на скорость течения весьма ощутимо, — выравнивания эпюры скорости не происходит и одинаковые гидравлические условия будут наблюдаться лишь на части ширины потока, что приведет к образованию гряды, соответствующей этим условиям и занимающей лишь часть ширины русла.

В зависимости от величины и характера половодья, а также от крупности донных наносов образуются мезоформы разного размера и конфигурации. Мезоформы, созданные самыми высокими паводками, обычно имеют самые крупные размеры. Такие мезоформы наименее подвижны, так как активная форма их движения наступает не каждый год. Последующие более низкие паводки также будут создавать мезоформы, размеры которых отличаются от максимальных и наложение которых на максимальную гряду создает определенный пилообразный профиль участка реки, причем на этом профиле можно выделить устойчивые плесы, присущие максимальной мезоформе и перекатные участки, состоящие из цепи перекатов и плесов меньших размеров, располагающихся на гребневой части главной мезоформы. Эти вторичные перекаты обычно более подвижны, так как их активная жизнь наблюдается почти каждый год.

В свете изложенного распространенное понятие «руслоформирующий расход» должно быть истолковано не как расход в пределах бровок русла, а как некоторый наибольший расход воды, приводящий к выравниванию эпюры скорости в русловой части потока. Именно этот расход произведет наиболее существенные изменения в русле. То обстоятельстно, что с выходом воды на пойму в русловой части потока скорости не являются наибольшими, не имеет существенного значения. Хотя эти скорости и меньше наблюдающихся при расходе воды в пределах бровок русла, но они все же достаточны для транспорта донных наносов, а выравнивание эпюры скорости, как уже говорилось, приводит к формированию единой гряды.

Однако, с нашей точки зрения, более правильным было бы вообще отказаться от термина «руслоформирующий расход», так как каждый расход воды в большей или меньшей степени является руслоформирующим, если только он приводит к транспорту донных наносов.

Приведенные соображения о перемещении мезоформ можно

отнести также к деформациям островов, если они образовались из мезоформ (осередков и отторженных побочней). По-видимому, такие острова образуются самыми высокими паводками и не подвергаясь ежегодному затоплению, закрепляются растительностью.

Например, известно, что крупные острова Спорный, Денежный на р. Волге (у г. Волгограда) были образованы серией высоких паводков (в 1897, 1898 гг. и т. д.).

Имея в виду все вышесказанные особенности и рассматривая в первом приближении лишь главнейшие черты формирования мезоформ, можно предположить, что аналогично тому, как изменения гидравлических условий и степени подвижности наносов при образовании микроформ вызывают последовательные изменения формы и скорости их перемещения, так и изменения гидравлики потока и степени подвижности наносов в русле вызовут изменения конфигурации мезоформ и скорости их смещения при условии их активного движения.

Подведем итоги. В активном движении микро- и мезоформ нет принципиальной разницы — и те и другие подчиняются одним и тем же физическим законам.

Существенная разница между этими формами обусловлена разными условиями их существования. Так, условия жизни мезоформ осложняются наличием неустановившегося режима, криволинейностью русла, неравномерностью по сечению эпюры скорости течения, относительно коротким по времени периодом изменения гидрологических характеристик потока, соответствующих их активному движению и не позволяющим мезоформам коренным образом перестроиться.

В результате воздействия последнего фактора оказывается, что в то время как микроформам свойственно активное движение, мезоформам свойственно преобладание косвенного перемещения.

Для условий активного движения можно провести аналогию между микро- и мезоформами и на этом основании попытаться типизировать мезоформы.

§ 2. Типизация мезоформ

Попытаемся провести аналогию между рассмотренными в главе II, § 3 типами микроформ и известными главнейшими мезоформами.

Были выделены следующие микроформы.

Плоские гряды. По условию образования эти гряды относятся к началу движения донных наносов и формируются преимущественно из крупных фракций наносов. На рис. 9 рассматриваемая область обозначена цифрой *1*. Если допустить, что в каких-то естественных потоках условия для начала трогания донных фракций создаются лишь в паводок, при котором выравнивается поперечная эпюра скорости, то на дне таких потоков образуются двухмерные сравнительно низкие, пологие, длинные, слабоподвижные гряды, перекрывающие все русло по ширине потока, т. е. плоские гряды. Срок активного их перемещения будет определяться временем стояния расхода воды, обеспечивающим движение донных наносов при выравненной эпюре скорости. Спад паводка и последующая межень приведет сначала к замедлению перемещения этих гряд, а затем к их полной остановке и обсыханию отдельных, наиболее высоких частей. Так как у плоских гряд наиболее высокой частью являются их центральные гребневые участки, то из таких гряд могут образовываться одиночные, крупные, пологие осередки или острова.

При несколько большем падении уровня из этих же гряд могут образовываться и одиночные пологие побочни, так как разность отметок наивысшей точки их гребня и его прибрежной части, как правило, невелика. Такие побочни могут располагаться у берегов без какой-либо системы — у одного и того же берега могут быть расположены два или больше побочней, следующих друг за другом.

Перекошенные гряды. Если в естественном потоке в паводок создаются условия для перемещения донных наносов в более интенсивной, чем в плоских грядах, форме, так, что соче-

тание чисел Фруда и критерия $\frac{v}{w}$ придется на зону 3 (см. рис. 9),

то в русле должны образоваться также гряды перекошенной формы, причем ширина этих гряд будет соизмерима с шириной русла. Будут ли гряды занимать всю ширину реки или ее часть, будет зависеть от степени выравненности эпюры скорости. Падение уровня приведет к обсыханию наивысших участков этих гряд и образованию побочней, в отличие от первого случая (плоских гряд) расположенных уже в определенной системе — то у одного берега реки, то у другого, т. е. в шахматном порядке. На рис. 25 показаны перекошенные гряды и их план в горизонталях, полученные в лаборатории.

На рис. 26 приведены естественные побочни на р. Волге. Так как для перекошенных гряд, полученных в лаборатории, характерно наличие продольных гряд и стрелок, то можно ожидать появления таких же форм и в натурных условиях, что и подтверждается наблюдениями.

Крутые гряды. Эти гряды образуются при больших скоростях течения и большом расходе донных наносов. При подобных условиях они наблюдаются и в естественных руслах (см. рис. 9, зону 4). Этот вид гряд характеризуется меньшей длиной, очень большой подвижностью, обычно по ширине русла даже при выравненной эпюре скорости наблюдается несколько таких гряд. Спад уровней приводит к обнажению в русле целой группы таких гряд, т. е. к появлению осередков. На рис. 27 представлена



Рис. 25 а. Лабораторные перекошенные гряды.



Рис. 25б. План лабораторных перекошенных гряд в горизонталях, по Саймонсу и Ричардсону.



Рис. 26. Перекошенные гряды на р. Волге.

фотография крутых гряд в лабораторных условиях, а на рис. 28 — план участка русла с осередками. С дальнейшим уве-



Рис. 27. Крутые гряды, полученные в лаборатории.

личением числа Фруда и при возникновении области смыва гряд (см. рис. 9, зону 5) расход наносов еще больше возрастает. В этом случае форма гряд будет меняться в обратном порядке —



Рис. 28. Осередки на р. Волге у Черного Яра.

от крутых гряд к плоским. Причем большая скорость смещения будет наблюдаться у плоских гряд области смыва.

Наконец, при возникновении гладкой фазы движения наносов (см. рис. 9, область 6) появляется безгрядовое

движение наносов. Обычно это бывает при исключительно высоких расходах воды и относительно небольших глубинах, поскольку такое сочетание обеспечивает высокие скорости течения. По-видимому, этот случай может встречаться при катастрофических паводках на горных реках или при высоких паводках в руслах, сложенных мелким материалом. Безгрядовое движение наносов, очевидно, наблюдается очень непродолжительное время, вслед за чем происходит движение наносов по типу смыва гряд и далее в обратном порядке (см. рис. 9). При этом на спаде паводка в русле могут образовываться крупные гряды, местоположение которых будет случайным.

Сопоставляя предлагаемую типизацию мезоформ с типами руслового процесса, предложенными Н. К. Кондратьевым и



Рис. 29. Ленточные гряды в русле р. Оки.

И. В. Поповым [117] для случаев, когда внешний облик русла определяется только средними формами, можно видеть следующее.

Под ленточногрядовым типом руслового процесса Попов и Кондратьев подразумевают наличие в русле любых крупных ели-

ничных гряд, за исключением перекошенных. Как следует из приведенной выше типизации мезоформ, в этом случае могут наблюдаться плоские гряды с разной степенью подвижности в зависимости от гидравлики потока и подвижности наносов, т. е. возможно резкое различие в интенсивности транспорта донных наносов. Так, например, среди мезоформ можно выделить гряды языкообразной формы (ленточные гряды). Эти гряды занимают лишь часть ширины русла и их гребень простирается не только поперек потока, но также и вдоль его (рис. 29). Одно из свойств этих гряд состоит в том, что они обычно не обсыхают, а почти всегда скрыты под водой. Основной расход наносов направлен вдоль гряды, однако часть наносов сваливается также и в сторону продольных гребней, где вследствие отсутствия продольного вальца и из-за малой высоты этих гребней наносы продолжают двигаться в сторону общего направления течения. Такие грялы в лотках обычно не возникают по-видимому, из-за выравненности эпюры скоростей. В естественных же условиях эти гряды образуются как раз при искаженной эпюре скорости и их продольные границы расположены вблизи перелома эпюры скорости, отделяя область транспорта наносов от мертвой зоны, где скорости течения меньше неразмывающих. В пользу сказанного говорит и тот факт, что ленточные гряды (рис. 30) были получены в лабораторных экспериментах на модели излучины, где



Рис. 30. Ленточные гряды в лотке,

наблюдалось резкое искажение поперечной эпюры скорости. Как видно из условий перемещения этих гряд, они обычно соответствуют более низким расходам воды при искаженной эпюре скорости и так же, как вышерассмотренные мезоформы, имеют свою активную и косвенную формы движения.

Остальные типы мезоформ совпадают с аналогичными понятиями, принятыми Кондратьевым и Поповым.

§ 3. Происхождение перекатов

Существенной чертой речных естественных русел является чередование по их длине глубоководных участков — плесов и мелководных участков — перекатов, затрудняющих судоходство на реках в межень.

В соответствии с ранее существовавшими определениями принято различать следующие составные части переката [91]:

а) верхний и нижний побочни (косы, пляжи);

б) верхнюю и нижнюю плесовые лощины;

в) седловину (гребень переката);

r) корыто — наиболее глубокая часть седловины;

д) подвалье — обращенный вниз по течению скат гребня;

е) затонину — тупиковую часть нижней плесовой лощины, остающуюся вне фарватера.

Закономерно чередующиеся по длине реки затруднительные для судоходства участки бывают обусловлены существованием в русле крупных гряд. При побочневом и осередковом типах руслового процесса эти гряды сползают, при разновидностях меандрирования они меняют свое плановое положение только в ходе деформаций излучин.

Существует несколько гипотез образования перекатов. Наиболее ранней гипотезой возникновения перекатов было предположение, что перекаты есть следствие извилистости потока, а побочни намываются вследствие работы циркуляционных течений, возбуждаемых центробежной силой инерции. Эта гипотеза не может считаться обоснованной, так как известны перекаты, расположенные на прямых участках русла, и таких перекатов не так уж мало.

А. И. Лосиевский [83] искал причины возникновения перекатов в природе внутренних течений и пришел к выводу, что перекатная форма дна есть причина, а не следствие извилистости русла и результат последовательного развития беспорядочного скопления наносов через застругу, косу, побочень. При этом формирующая роль отводится вихрю с горизонтальной осью вращения. Однако Лосиевский отметил, что вопрос о сущности процесса образования перекатов остается неисследованным.

К. И. Россинский и И. А. Кузьмин [123] попытались соединить две изложенные выше системы взглядов. По их представле-

нию, в формировании русла принимают участие как течения, вызываемые центробежной силой, так и вихревые вальцы, возникающие на низовых скатах заструг.

Гипотеза образования перекатов, предложенная И. М. Коноваловым и В. В. Баланиным [70], предусматривает как первопричину их возникновения последовательное сжатие и расширение потока. Эта гипотеза также не объясняет причину возникновения перекатов в прямолинейных, не стесненных препятствиями руслах. Легко видеть, что все перечисленные гипотезы в той или иной мере применимы лишь к перекатам, формирующимся при разных типах руслового процесса. Если же признать, что основной формой транспорта донных наносов при всех типах руслового процесса является их грядовое движение, то основной причиной образования всех перекатов следует считать те же факторы, которые ведут к образованию крупных гряд — мезоформ. Циркуляционные течения, возникающие при разновидностях меандрирования, являются лишь дополнительным фактором, усложняющим процесс образования гряды.

Так как взаимодействие текущей воды и подстилающей зернистой поверхности выражается в неизбежном формировании гряд, перекрывающих основную его ширину, то, по-видимому, при меженных уровнях перекаты можно рассматривать как подводную часть гряды, простирающуюся от обсохшего побочня вплоть до другого берега (рис. 31). Поэтому перекат и побочень представляют собой единое морфологическое образование, являющееся крупной перекошенной грядой. Граница такой гряды хорошо прослеживается в межень, обнаруживаясь перепадом свободной поверхности, отмеченным косой темной линией [39]. В приведенном в начале раздела определении термина «перекат» понимается две смежные гряды вместе с побочнями, в то время как в морфологическом понимании перекат образован лишь одной грядой.

В лабораторных условиях можно получить характерное расположение побочней и перекатов, если сначала пропускать постоянный высокий расход воды, соответствующий условиям транспорта перекошенных гряд, а затем уменьшить расход воды, что приведет к образованию шахматной системы побочней и перекатов. Такие побочни и перекаты были получены в Русловой лаботории ГГИ [39].

Подводя итог сказанному, можно сделать вывод, что для образования перекатов необходимо и достаточно выполнения двух условий — транспорта или перемещения в русле крупных мезоформ и смены высоких расходов малыми.

По условию существования перекаты могут находиться в двух состояниях:

1) вся мезоформа (перекат и побочень) находится под водой и перемещается как единое целое (в половодье);



Рси. 31. а — перекаты-перевалы из плоских гряд; б — перекаты из перекошенных гряд; в — приостровные перекаты.

2) побочень обсох и его движение прекратилось, а перекат, находясь под водой, претерпевает местные деформации, выражающиеся в сработке его гребня за счет увеличенного уклона свободной поверхности. В первом случае, как и для всех гряд, можно различать два вида движения — активное и косвенное (стр. 83).

При активной форме движения, когда мезоформа существует при свойственных ей гидравлических условиях/и движется аналогично перемещению микроформ с образованием в подвалье водоворота той структуры, которая присуща данному типу гряд, характер свободной поверхности аналогичен профилю свободной поверхности при данном типе микроформ.

При активной форме движения на теле мезоформы, как вилно из лабораторного эксперимента, не наблюдается вторичных грял или гряд более высокого порядка. Активная форма движения мезоформ, по-видимому, наблюдается далеко не кажлый гол и соответствует лишь редким паводкам. Для быстрой перестройки крупной гряды требуется расход воды, больший того, при котором была сформирована эта гряда. Поэтому меньшие, чем указанные расходы воды будут вызывать лишь появление вторичных гряд, соответствующих новым гидравлическим условиям, транспорт которых вызывает медленное смещение основной мезоформы, т. е. ее косвенное перемещение при обсыхании побочня, смыв гребня переката при длительной устойчивой межени приведет к постепенному уполаживанию переката и в пределе даже к полной его сработке (что и наблюдается, например, на некоторых перекатах р. Полометь у с. Яжелбицы). Как следствие при этом уменьшается и местный уклон свободной поверхности и замедляется процесс размыва гребня. При размыве переката его гребень начинает перемещаться вверх по течению. Чем длительнее и ниже спад, тем интенсивнее размыв переката, чем выше сток в межень, тем устойчивее перекат. Новый паволок восстанавливает первоначальные очертания переката, и если при этом наблюдается активная форма смещения гряды, то перекат вместе с побочнем смещается вниз по течению.

Как правило, время активного движения переката невелико, так как эта форма движения наблюдается только в высокие паводки. Во время косвенного движения гряда перемещается медленно, в результате чего смещение переката за год незначительно. По-видимому, чем больше время косвенного движения, тем больше величина общего смещения гряды. Поэтому паводкам с длительным пологим спадом отвечают и более существенные смещения русловых форм. Так, на р. Оби у г. Барнаула, характеризуемой длительными паводками, продолжающимися 4— 5 месяцев, наблюдается чрезвычайная подвижность мезоформ и их частей (побочней и перекатов), за 4 года побочень у г. Барнаула сместился на 1200 м.

Скоростная структура потока при грядах, находящихся в активном движении, должна, по-видимому, соответствовать скоростной структуре потока с грядовой формой дна. Тогда при изучении кинематики мезоформ так же, как при изучении кинематики микроформ, необходимо руководствоваться принципом фрагментирования потока.

Так, для плоских гряд (в активной фазе движения), по-видимому, имеет смысл выделять транзитную часть потока, водоворотную область течения. Выражение для граничной линии тока транзитной части, видимо, можно определять по одной из зави-



Рис. 32. Схема изменения уклонов с изменением расхода воды.

симостей, приведенных в главе III.

Аналогия между микро- и мезоформами позволяет по иному толковать общеизвестную картину смены уклонов свободной поверхности в продольном профиле реки при изменении уровня (рис. 32 *a*).

Активное движение крупной гряды, являющейся родоначальницей перекатов и плесов, соответствует пику паводков. При активном перемещении гряды наибольший уклон поверхности воды может наблюдаться над подвальем гряды, т. е. над плесом.⁴ Спад уровней приведет к затуханию активности гряды, что выразится в уменьшении водоворотной зоны и приведет к выравниванию уклонов над гребнем и в подвалье, т. е. над перекатом и плесом (рис. 32δ). Дальнейший спад вызывает отмирание водоворотной зоны в подвалье и безотрывное обтекание потоком преграды, что неизменно вызывает увеличение уклона над гребнем гряды и будет соответствовать обтеканию речным потоком переката в межень (рис. 32δ).

В случае, если гряда перекошена, то в ее подвалье при активной форме движения можно ожидать появления мощных восходящих вихрей. Это предположение подтверждается многими натурными исследованиями. Донные линии тока для такой гряды закручиваются по спирали в поперечном и вертикальном направлении и вызывают намыв продольной косы в нижнем ее течении.

Л. Леопольд и М. Вольман [202], рассматривая перемещение гравийно-галечных баров, приводят данные, свидетельствующие

¹ Местоположение наибольшего уклона будет зависеть от формы образующихся крупных гряд, аналогично приведенному в главе II, § 4.

о том, что такие продольные бары (косы) образуются в нижнем течении гравийно-галечного острова, перемещаются вниз по течению и имеют отметки в своей наивысшей части, меньшие, чем отметки гребневой части острова. Все это совпадает с представлениями о перемещении продольных гряд в подвальях перекошенных гряд, рассмотренными в главе II.

Расчет линий токов для такого случая будет затруднителен вследствие ярко выраженной трехмерности течения. По-видимому, здесь также следует идти по пути фрагментирования потока и рассматривать отдельно область восходящих вихрей. Для этого случая имеется решение Гришанина [20], справедливое при построении планов течения для перекатов с затонской частью и относящееся к межени, т. е. обтеканию переката, находящегося в состоянии косвенного движения.

Кинематическая структура потока в паводок при активной форме движения крутых гряд (при осередковом типе процесса), по-видимому, должна определяться сильно развитыми водоворотными областями в подвальях гряд.

Большая подвижность гряд, быстрое их переформирование за паводок, сильно развитые водоворотные зоны в подвальях крутых гряд определяют, на первый взгляд, беспорядочное чередование течений, водоворотов, омутов на этом участке и, конечно, затрудняют расчет придонных линий тока из-за особо выраженной дискретности течения.

В случае, если дно потока характеризуется гладкой фазой движения наносов, в придонной области следует ожидать безотрывного течения при интенсивном транспорте донных наносов слоем, а течение в транзитной части потока может рассматриваться как потенциальное.

Кинематическая структура потока существенно меняется при косвенном перемещении мезоформ. Если при активном движении мезоформ последние в первом приближении могут рассматриваться в двухмерной системе координат, то для косвенного перемещения характерно расслоение потока, появление вторичных течений, направление которых не совпадает с общим направлением течения.

Так, для перекошенных гряд, находящихся в косвенной форме движения, характерно наличие поперечного вдольгребневого течения в придонной области подвалья (рис. 33). Появление вдольгребневого течения связано с геометрией гряды, которая, как правило, имеет самую глубокую часть плеса у самого выступающего вперед участка гребня.

Этот поперечный уклон при активном движении гряды, т. е. при высоких половодьях, не влияет на характер течений, так как нижележащий плёс заполнен восходящими вихрями с продольно наклонной осью, препятствующими перемещению воды в поперечном направлении. Отмирание вихрей, происходящее при

7 Заказ № 221



Рис. 33. Расхождение поверхностных и донных линий тока на р. Юля-Йоки (по Ляпину). 1 — берег реки; 2 — урез воды на 27/V 1960 г.; 3 — поверхностные линии токов; 4 — донные линии токов; 5 — подводный рельеф; 6 — водовороты.

более низких паводках (косвенное перемещение гряды), вызывает к жизни поперечное течение, которое в отдельных случаях может явиться причиной размыва берега, прилежащего к выступающему гребню перекошенной гряды. Чем больше поперечный уклон, тем больше скорость вдольгребневого течения и больше степень размыва берега.

Для расчета обтекания мезоформ потоком как при активном, так и при косвенном их перемещении, а также для расчета обтекания осередков и побочней обычно используют систему дифференциальных уравнений движения двухмерного потока и уравнения неразрывности

$$\frac{\partial y}{\partial s} = \frac{1}{g} u \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{u^2}{C^2 R}, \qquad (114)$$

$$-\frac{\partial y}{\partial n} = \frac{u^2}{gr}, \qquad (115)$$

$$\frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial v}{\partial n} = 0. \tag{116}$$

Использование этих уравнений справедливо для медленно изменяющегося движения, т. е. применимо для прямолинейных участков русел, участков с плавным расширением или сужением потока. Однако главная принципиальная трудность в использовании этих уравнений заключается в выборе начальных и граничных условий, так как последние непрерывно изменяются в связи с непрерывным изменением конфигурации дна и берегов.

Известны решения, предложенные Буссинеском, Мизесом, Сухомелом, учитывающие кривизну линий токов,

$$y''' + py' + qy = 0, (117)$$

где *у* — превышение горизонта воды над нормальной глубиной, а *р* и *q* — константы потока.

Это уравнение применимо к быстроизменяющимся течениям и представляет собой уравнение затухающих колебаний. Однако для решения уравнения необходимы дополнительные условия, которые могут определяться либо из опыта, либо в каждом отдельном случае теоретически, что потребует принятия дополнительных дополнительных доподерки опытных допущений, а следовательно, и дополнительной проверки опытными и натурными данными.

Поэтому в настоящее время представляет интерес накопление фактических данных о планах течений, возникающих при обтекании различных русловых образований в их активном состоянии, в косвенном их перемещении и при наличии обсохших образований (побочней, осередков, островов), т. е. в разные фазы водного режима. Знание режима течений (закономерностей их изменения в ходе колебаний уровня воды) позволит выбрать более точные граничные и начальные условия в каждом конкретном случае, а значит и существующие системы уравнений движения.

§ 5. Классификация перекатов для ленточногрядового, побочневого и осередкового русловых процессов

Классификацию перекатов, очевидно, можно свести к классификации образующих их исходных гряд.

1. Перекаты, образовавшиеся из плоских гряд. Как указывалось (см. § 2 настоящей главы), из плоских гряд образуются одиночные осередки или побочни, располагающиеся бессистемно, подводные части гряд, образующие такие осередки или побочни, будут являться мало подвижными перекатами. Вследствие того, что такие осередки и побочни появляются в годы с особенно высокими половодьями и повторяемость таких условий невелика, то в годы с меньшими половодьями на таких перекатах будет наблюдаться косвенное перемешение, а кинематическая структура потока будет характеризоваться свойственным этому типу движения устойчивым двухслойным течением. Донные токи будут направлены вдоль гребня гряды и вызовут смещение всего потока в этом же направлении. т. е. будут способствовать размыву плёса. Вдольгребневое направление течения в подвалье переката затрудняет отложение донных наносов в нижней плесовой лощине, а создавшийся поворот русла вокруг острова вызовет появление местной циркуляции потока. Как первое обстоятельство, так и второе препятствуют нормальному перемещению переката вниз по течению.

Интенсивного перемещения переката можно ожидать лишь в результате прохождения мощного паводка, который изменит направление течения и движения донных наносов и нейтрализует действие циркуляции.

2. Перекаты, образованные перекошенными грядами. При большом перекосе гряды образуются перекаты с затонской частью, при малом — перекаты-перевалы (рис. 31 *a*). Такие перекаты являются достаточно подвижными. Если исходная гряда была сильно перекошена, то перекат носит «дурной» характер (рис. 31 б). Для перекошенных гряд характерно наличие в их подвальях (в плёсе) продольных гряд, которые имеют вид вытянутых по течению продольных кос, затрудняющих судоходство.

3. Перекаты, образованные из крутых гряд. Как упоминалось выше, крутые гряды обычно характеризуются меньшей длиной и значительной подвижностью, причем обычно они не занимают всю ширину потока и перемещаются в русле в виде поперечной цепи гряд, которые при падении уровня воды образуют многочисленные осередки. Подводные границы осередков представляют собой подвижные перекаты, которые являются



Рис. 34. Перекаты-россыпи (р. Амур, Гионские перекаты).

большой помехой судоходству вследствие быстрой смены положения судового хода. На рис. 34 представлены примеры перекатов этого типа. Обычно такие перекаты называются перекатамироссыпями.

§ 6. Связь мезоформ с макроформами

Поскольку типы руслового процесса, названные, по классификации ГГИ [117], ленточногрядовым, побочневым и осередковым, определяются особенностями мезоформ, а последние были рассмотрены в § 2 этой главы, подведем здесь лишь общие итоги и подробнее остановимся на связи мезоформ с процессом меандрирования.

При ленточногрядовом типе руслового процесса наблюдается перемещение плоских и ленточных гряд, которые могут находиться как в активном, так и в косвенном движении, но, как правило, остаются под водой в виде единого морфологического образования. Обычно такие условня наблюдаются либо при нерезком различии уровней активной и косвенной фаз гряды (уровня половодья и межени), либо при пологом спаде уровней, позволяющем даже крупной гряде перестраиваться и приспособляться к новому режиму.

Ленточные гряды, по-видимому, в качестве одной из стадий будут сопутствовать каждому типу руслового процесса. При свободном меандрировании, например, они будут наблюдаться в начальной стадии развития излучины. Для немеандрирующего русла они будут являться одним из определяющих элементов, где в зависимости от форм гидрографа они могут либо оставаться ленточными грядами на весь годовой цикл, либо превращаться в олиночные побочни или осередки.

Побочневый тип руслового процесса определяется периодическим (в период половодья) перемещением в немеандрирующем русле побочней и перекатов, т. е. развитием перекошенных гряд. Для такого типа процесса необходимым условием является существенная разница отметок уровня воды в половолье и межень.

При осередковом типе процесса, или русловой многорукавности, происходит перемещение в русле большого количества осередков, образовавшихся из поперечных цепей крутых гряд при большом расходе донных наносов.

Блуждающие русла характеризуются. по-видимому, короткими, но чрезвычайно интенсивными паводками, при которых хотя бы на короткое время наносы могут перемещаться в виде гладкой фазы движения наносов. Такие случай возможны при наличии значительных уклонов дна и очень больших расходов наносов. Перемещение наносов слоем даже очень короткое время и последующее возникновение мезоформ на спаде уровня вызывают коренную перестройку русла с изменением не только его конфигурации, но и мест интенсивного течения, так как место возникновения мезоформ на спаде паводка будет случайным. В зависимости от того, какова гидравлика потока на спаде и каким русловым формам она соответствует, характер руслового процесса в этом случае может быть различным — гладкая фаза движения наносов выравнивает дно на участке реки, вслед за ней в русле могут появиться либо крутые гряды, и тогда русловой процесс будет иметь осередковый тип, либо область смыва гряд, и тогда в русле может наблюдаться побочневый тип процесса при его повышенной интенсивности.

Можно себе представить случаи появления движения наносов в виде гладкой фазы не на всей ширине реки, а лишь на участке наиболее интенсивного течения, тогда в русле можно наблюдать более сложную картину руслового процесса.

При свободном меандрировании в соответствии с разработками Н. Е. Кондратьева [119] и И. В. Попова [117] отмечается последовательное развитие излучин, т. е. выраженные плановые смещения русла, при которых излучины достигают формы петли. В последующем происходит прорыв перешейка, приводящий к спрямлению русла и дальнейшему повторению всего цикла.

В ходе развития излучины приобретают асимметрию. В одних излучинах размывается их вершина, в других— верховой участок, в третьих — низовой. В зависимости от места интенсивного размыва берега происходит развитие левосторонней, правосторонней или симметричной петли. Как показало лабораторное



Рис. 35. Два типа потока в излучине при разных типах транспорта донных наносов.

А — перемещение наносов в виде гладкой фазы, соответствующие удару транзитной струи в вершину вогнутого берега; Б — перемещение наносов в виде плоских гряд — обтекание потоком берегов излучины.

исследование развития излучины на модели с размываемым дном, проводимое З. М. Великановой под руководством автора, тенденция развития излучины при заданной ее кривизне зависит от гидравлики потока и подвижности дна, т. е. от того, какого типа русловые формы перемещаются на прямолинейном участке русла, примыкающего к данной излучине (рис. 35). Этими же характеристиками, помимо особенностей плановых очертаний излучин, определяются также расчленения плёсов (появление многоплесовости излучины), а также относительные размеры



Рис. 36. Зависимость относительной глубины плеса от типа движения донных наносов.

1 — плоские гряды; 2 — рифеля; 3 — смыв гряд; 4 — гряды на р. Волге; 5 — гряды на р. Ахтубе; 6 — перекошенные гряды; 7 — крутые гряды; 8 — гладкая фаза; 9 — гряды на р. Полометь.

плёса (его глубина и ширина) (рис. 36). Иными словами, характер движения донных наносов внутри русла и в этом типе руслового процесса играет не последнюю роль.

Существующие разновидности меандрирования — незавершенное и ограниченное — отличаются от свободного меандрирования некоторыми дополнительными ограничивающими факторами [117], не дающими излучине пройти весь цикл ее развития. Начальные же стадии развития во всех случаях одинаковы, поэтому все сказанное относительно влияния транспорта донных наносов на характер деформации русла справедливо и для этих случаев с учетом дополнительных условий, составляющих сущность каждого из этих типов процесса. По-видимому, изменение гидравлических характеристик потока (сочетания чисел Фруда и крите-

рия подвижности наносов $\frac{\sigma}{\omega}$), вызывающее смену гряд от пло-

ских до антидюн, будет аналогичным изменению гидравлики потока в естественных условиях, приводящему к смене одного типа руслового процесса другим.

Известно, что натурные условия характеризуются существенно меньшими значениями чисел Фруда. Однако это обстоятельство, по-видимому, не мешает установлению упомянутой общности. Как видно на графике (см. рис. 9), одна и та же форма гряд может наблюдаться при широком диапазоне чисел Фруда.

Высказанное соображение позволяет предположить, что регулирование стока, приводящее к коренному изменению гидравлических условий, а следовательно, к изменению чисел Фруда и отношения $\frac{v}{v}$, характеризующего подвижность наносов, может

привести и к изменению руслового процесса, которое может быть предсказано при соответствующем анализе ожидаемых изменений в гидравлике потока.

Практические приложения полученных соображений по закономерностям развития микроформ и мезоформ излагаются в трех последующих главах.

ГЛАВА V

РАСХОД НАНОСОВ

§ 1. Общие соображения

Согласно принципу, принятому в Отделе русловых процессов ГГИ [71, 119], речные наносы разделяются на донные и взвешенные. За донные наносы следует принять такие перемещающиеся частицы, гидравлическая крупность которых больше осредненной вертикальной составляющей скорости и траектории движения которых в потоке неизбежно соприкасаются с дном, причем длина отрезков пути этих частиц от одного касания дна до другого невелика. Иными словами, частицы, именуемые донными наносами, находятся в тесном контакте с дном и принимают активное участие в его формировании.

В противоположность донным, взвешенные частицы обладают гидравлической крупностью одного порядка со средней величиной вертикальной составляющей скорости потока в данной точке. Их траектории весьма сложны по рисунку и возможный их контакт с дном является далеко не частым явлением. Поэтому длина отрезка пути частицы между последовательными касаниями может быть очень большой, что означает малую причастность взвешенных частиц к переформированию русла.

Состав и донных, и взвешенных наносов непостоянен, он меняется с изменением гидравлики потока.

С уменьшением скорости течения часть взвешенных наносов, наиболее крупных по своему размеру, очевидно, не сможет поддерживаться в потоке уменьшенной величиной вертикальной составляющей скорости и опустится на дно.

Однако выпадение наносов не приводит к образованию сплошного слоя отложений поверх существовавших гряд.

Опустившиеся на дно наносы начнут перемещаться качением, сальтацией или влечением, изменят состав донных наносов и вызовут изменение форм гряд. Отсюда следует, что состав и количество взвешенных наносов прямого отношения к деформациям русла не имеют и оказывают влияние в основном на плотность водно-наносной смеси [24], на гашение энергии придонных водоворотных образований [236], на гидравлическую крупность донных частиц [224] и т. п.

Разделение наносов на донные и взвешенные вызывает необходимость соответствующего разделения расхода наносов. Так как для русловых процессов наибольшее значение имеет расход донных наносов, в настоящей главе этому вопросу уделено основное внимание.

§ 2. Формы дискретного транспорта донных наносов

Перемещение донных наносов в естественных условиях носит дискретный характер. Это означает, что на данном участке реки нет равномерного распределения расхода наносов вдоль оси потока, здесь имеем не только возрастание и убывание расхода донных наносов, но и разрывы этой функции, связанные с поперечным и обратным переносом твердых частиц, а также их остановкой.

Попытаемся рассмотреть некоторые простейшие формы возможного транспорта донных наносов на простых схемах движения, используя идею выделения таких форм и терминологию Н. Е. Кондратьева [68].

а. Поступательное перемещение (рис. 37 *a*). Скопления наносов расположены одно за другим. Движение осуществляется в результате размыва верхней части гряды и переноса и отложения материала размыва в подвалье этой же гряды. В результате такого движения гряды сохраняют свою форму и постоянный состав отложений и перемещаются в сторону переноса материала со средней скоростью c_r . Характеристиками этого процесса являются: высота гряды Δ , длина, или шаг λ , скорость смещения c_r .

Средний расход донных наносов в этом случае определяется по формуле

$$q_{\rm n} = \Delta_{\rm cp} c_{\rm r} = 0.5 \,\Delta c_{\rm r} \,. \tag{118}$$

Примером такого поступательного движения может служить перемещение плоских гряд в активной форме движения, т. е. при условии установившегося движения потока, имеющего гидравлические условия, соответствующие формированию рассматриваемых гряд.

6. Статическая деформация (рис. 37 б). Унаследованные от предыдущего режима русловые формы (гряды) в целом остаются неподвижными. Существующие гидравлические условия таковы, что движение донных наносов наблюдается только на гребневом участке формы вследствие местного увеличения уклона свободной поверхности, вызванного местным падением дна (скат гребня). В результате этого происходит перенос



Рис. 37. Типы дискретного транспорта донных наносов.

донных наносов с гребня каждой формы в ниже лежащее подвалье, т. е. наблюдается размыв гребня и занесение подвалья, прочие участки гряды сохраняются неизменными.
Характеристиками этого процесса будут являться:

высота унаследованных форм до размыва Δ , длина, или шаг, унаследованных форм λ , высота местных гряд на гребне формы Δ_1 , шаг местных гряд λ_1 , скорость смещения местных гряд c_{Γ_2} , длина участка от гребня формы до точки гряды, в которой нет движения донных наносов l_i , разность ε отметок гребня гряды и точки с абсциссой l_i .

Расход донных наносов в этом случае определится через параметры местных гряд, соответствующих местным условиям.

$$q_{\rm A} = 0.5 \,\Delta_1 c_{\rm r_2}.\tag{119}$$

Весь процесс закончится, когда в подвалье будет перенесен объем наносов, соответствующий (в плоской постановке задачи) произведению длины участка l_1 на некоторую высоту ε . В этом случае средний расход деформации q_{π} может быть выражен так:

$$q_{\pi} = \frac{l_1 \varepsilon}{t_{\pi}} \,. \tag{120}$$

Время деформации t_{n} , за которое весь объем l_{1} будет перенесен в подвалье путем перемещения местных гряд, может быть определено по формуле

$$t_{\rm a} = \frac{l_1 \varepsilon}{q_{\rm a}} \,. \tag{121}$$

Здесь q_{π} должно рассматриваться как средний расход донных наносов за время t_{π} . Если бы за это время перемещались гряды неизменной высоты и с равной скоростью, то в выражение (121) можно было бы подставить выражение (119) и расход деформации q_{π} был бы идентичен выражению (119). Вследствие того, что по мере размыва гребня процесс затухает, меняются и размеры гряд и в выражении (121) вместо q_{π} следует подставить средний расход донных наносов (119)

$$t_{a} = \frac{l_{1}\varepsilon}{0.5\,\Delta_{i}c_{\mathbf{r}_{i}}} \tag{122}$$

или учитывать последовательные изменения Δ_i и c_{r_i} , соответствующие изменению местного уклона.

Примером в статической деформации может служить меженный размыв гребня переката и занесение плёса.

в. Отступающий размыв (рис. 37 в). Волнообразные скопления наносов расположены одно за другим. Движение осуществляется путем размыва нижней части скопления наносов и отложения их на верхней части смежного скопления. В результате наблюдается перемещение волновых образований в сторону, противоположную переносу донных наносов. Характеристиками этого вида движения наносов являются: высота скоплений Δ .

шаг или длина песчаных волн λ , скорость их перемещения вверх по течению c_r .

Расход донных наносов в этом случае может быть выражен аналогично выражению (118), только величина скорости $c_{\rm r}$ берется с обратным знаком

$$q_{\rm o} = -0.5\,\Delta c_{\rm r}.\tag{123}$$

Примером этого вида движения донных наносов может служить перемещение антидюн. В природе этот случай наблюдается при намывных работах или на быстротоках.

г. Боковой или поперечный перенос (рис. 37 ∂_1 , ∂_2). В потоке наблюдается последовательная цепочка перекошенных гряд. Донные наносы перемещаются от одного края гряды, расположенного у одного берега, к другому краю гряды, расположенному у другого берега. Перекошенные гряды перемещаются за счет нарастания одного края гряды и размыва другого. Это ведет к изменению конфигурации гряды в плане в сторону еще большего ее перекоса.

Характеристиками этого вида движения служат: высота перекошенной гряды до бокового переноса Δ , длина перекошенной гряды λ , высота местных гряд, осуществляющих боковой перенос наносов, Δ_6 , длина местных гряд λ_6 , скорость смещения местных гряд c_6 , длина пути переноса от зоны размыва до зоны отложения l_6 , ширина струи бокового переноса b, длина размыва гребня l_4 .

Величина смещения переднего края гряды будет равна ширине струи бокового переноса b. Длина пути переноса донных наносов l_6 характеризует область смещения гребня на величину b. Расход наносов будет составлять

$$q_{\tau} = 0.5 \Delta_6 c_6 b. \tag{124}$$

В случае (рис. 37 б), если наблюдается деформация гребня (только не плоской, а перекошенной гряды) и если движение донных наносов наблюдается не по всей длине гряды, l_1 имеет значение. Если обозначить при этом ширину зоны размыва на перекате через S_p , а ширину зоны отложения через S_3 , то вследствие равенства объема занесения объему размыва можно записать

$$S_{3} = \frac{l_{1}S_{p}\Delta_{p}}{b\Delta_{3}}, \qquad (125)$$

где $\Delta_{\rm p}$ — высота сработанной перекошенной гряды в зоне размыва; $\Delta_{\rm s}$ — высота отложения наносов в подвалье. Когда $S_{\rm p}$ = b,

$$S_3 = \frac{l_1 \Delta_p}{\Delta_3}.$$
 (126)

В случае, если движение донных наносов наблюдается вдоль каждого берега по всей длине участка, то l_1 не имеет смысла, и тогда справедливо равенство

$$q_6 t_6 = b S_3 \Delta_3, \tag{127}$$

величина *а*_б определяется по формуле (124). Тогда

$$t_6 = \frac{2bS_3\,\Delta_3}{\Delta_6 c_6}\,. \tag{128}$$

Через время $t_{\rm d}$ поступающий расход будет проходить транзитом, не меняя конфигурации перекошенной гряды, установившейся через отрезок времени $t_{\rm d}$.

Этот случай часто наблюдается в природе при побочневом типе руслового процесса, когда перемещаются крупные перекошенные гряды при несвойственном им режиме, но при неизменном расходе воды. Существует разновидность описанного бокового переноса, когда перенос донных наносов наблюдается не от берега к берегу, а от двух берегов к середине (рис. $37 \partial_2$). В этом случае вдоль оси потока намывается продольная гряда, которая движется вниз по течению без изменения своей формы вместе с перемещением основной гряды. Такой случай относится к перемещению перекошенных гряд при свойственном им режиме, т. е. при активном их движении. Расход донных наносов тогда можно определить по выражению, аналогичному (118), но вследствие изменения высоты гряды по ширине сечения в расчет должна приниматься средняя высота гряды и из-за наличия продольных гряд употребляется несколько повышенный коэффициент формы

$$q_{\rm r} = 0.6\,\overline{\Delta}\,\overline{c}_{\rm r}.\tag{129}$$

д) Обратный расход наносов (рис. 37 г). Донные наносы движутся в направлении, противоположном общему течению потока и смещению самих русловых форм. Такой случай наблюдается в подвальях крутых гряд, перемещающихся при свойственных им условиях (активное движение) или для плёсовых участков мезоформ, находящихся в состоянии косвенного смещения, когда в плёсах существуют, хоть и ослабленные, обратные придонные течения. Величина расхода наносов в этих случаях может быть определена по формуле

$$q_{o} = -0.5hc_{r}, \qquad (130)$$

где *h* — разность отметок точки с нулевым расходом наносов и наинизшей точки подвалья.

Кроме приведенных случаев в природе широко распространены различные их сочетания. Рассмотрим некоторые из них.

е. Сочетание поступательного переноса и деформации (рис. 37 e). В русле имеется цепочка перемещающихся русловых форм (гряд) с высотой Δ , длиной λ . При

перемещении гряды передвигаются не только вниз по течению, но при этом за время $t_{\rm д}$ меняют свою высоту на величину ε . Тогда расход донных наносов на гребневом участке будет представлять сумму (или разность) расхода перемещения и расхода деформации

$$q_{\mathrm{n.\,a}} = q_{\mathrm{n}} \pm q_{\mathrm{a}} = 0.5 \left[\left(\Delta \pm \frac{\varepsilon}{2} \right) \bar{c}_{\mathrm{r}} \pm \overline{\Delta}_{\mathrm{a}} \, \bar{c}_{\mathrm{a}} \right]. \tag{131}$$

Этот случай наблюдается при перемещении плоских гряд при неустановившемся режиме течения.

ж. Сочетание поступательного перемещения собратным расходом (рис. 37 ж) — случай перемещения крутых гряд с обратным течением в их подвальях. Расход донных наносов равен

$$q_{\rm n.o} = q_{\rm n} + q_{\rm o} = 0.5c_{\rm r} (\Delta - h) = c_{\rm r} (z_{\rm cp} - z_0),$$
 (132)

где $z_{\rm cp}$ и z_0 — соответственно средняя отметка гряды и отметка точки с нулевым расходом; h — превышение точки с нулевым расходом над наинизшей точкой подвалья.

з. Сочетание поступательного перемещения с боковым переносом (рис. 373). В потоке имеются перекошенные гряды, пересекающие русло. Эти гряды медленно ползут вниз по течению, при этом изменяется их форма и плановые очертания, причем в подвальях этих гряд наблюдается интенсивный боковой перенос наносов.

Характеристики процесса аналогичны измерителям бокового переноса. Разница заключается в том, что при боковом переносе смещение основной формы имеет предел — ширину боковой струи b_5 . При одновременном боковом и поступательном переносе предела перемещения нет, так как вместе с поступательным смещением гряды сползает вниз и зона бокового переноса

$$q_{\mathfrak{n},\mathfrak{o}} = q_{\mathfrak{n}} \pm q_{\mathfrak{o}}. \tag{133}$$

В этой формуле знак (\pm) употреблен в том смысле, что на одних участках гряды боковой расход наносов добавляется к поступательному (участок размыва гребня), а на других этот расход вычитается из поступательного (участок отложения ниже гребня). Примером этого случая может служить замедленное (косвенное) перемещение побочней на спаде паводка (при несвойственном им режиме и переменном расходе). В природе возможны и другие сочетания видов транспорта, которые свидетельствуют о многообразии функции $q_{\tau} = f(S)$ вдоль всего участка, о дискретности и сложности самого явления переноса донных наносов.

Как видно из сказанного, транспорт донных наносов представляет собой сложный процесс, который тесно связан с формой, размерами и скоростями смещения, наблюдающими в русле гряд, и особенностями их поведения и перестройки в естественных условиях. Так как деформации русла есть результат транспорта донных наносов, то задача оценки последнего представляет не только научный, но и чисто практический интерес. Попытки решения этой задачи широко предпринимаются как в СССР, так и за рубежом.

§ 3. Теоретические, статистические и полуэмпирические формулы расхода наносов

Первая теоретическая формула для определения расхода донных наносов была предложена еще Дюбуа и основывалась на учете влекущей силы т₀ = γ*HI*

$$q_{\tau} = \frac{\psi}{\gamma^2} \tau_0 \left(\tau_0 - \tau_c \right), \tag{134}$$

где ψ — коэффициент пропорциональности; τ_c — критическая влекущая сила, которая соответствует началу трогания частиц; она может быть выражена либо через критическую глубину H_c начала движения наносов при неизменном уклоне свободной поверхности потока

$$q_r = \psi H I^2 (H - H_c), \tag{135}$$

либо через критический уклон Ic при неизменной глубине

$$q_r = \psi I H^2 \left(I - I_c \right). \tag{136}$$

Существует много формул, по своей структуре схожих с формулой Дюбуа. К ним относятся, например, формулы Чанга, Штрауба [230] и др. И. В. Егиазаров [26, 179] получил формулу общего расхода как донных, так и взвешенных наносов, он ввел в нее дополнительные множители, учитывающие коэффициент лобового сопротивления, зависящий от формы зерен и удельного расхода воды. В более простом виде эта формула может быть представлена в виде

$$q_{\rm T} = k_1 \gamma q I^{0,5} \left(\frac{\tau_0 - \tau_c}{\tau_c} \right) \frac{\gamma_{\rm H}}{\gamma_{\rm H} - \gamma}; \qquad (137)$$

для единицы ширины потока и данного объемного веса донных наносов и воды эта формула будет иметь вид

$$q_{\tau} = k_2 v H I^{0,5} \left(\frac{I - I_c}{I_c} \right).$$
 (138)

Как видно из выражений (136) и (138), формулы расхода наносов, основанные на учете влекущей силы, в большой степени зависят от уклона свободной поверхности. Применение их

8 Заказ № 221

к естественным рекам требует надежного определения уклона для каждой струи, что практически невыполнимо для натурных условий.

В СССР были разработаны формулы, выражающие расход наносов в зависимости от скорости потока и неразмывающей скорости vo. Среди них наибольшей известностью пользуются формулы И. И. Леви [79], Г. В. Лопатина [82], Л. Г. Гвелесиани [19], В. Н. Гончарова [17], Г. И. Шамова [141]. В последнее время появились также формулы ЛИИВТа [139] и О. Г. Иваненко [52]. Все эти формулы основаны на рассмотрении непрерывного движения частиц донных наносов слоем и зависят от коэффициента сплошности движения частиц, связанного с отно-

шением —

 $-\frac{v}{v_0}$.

Сопоставление расчетных значений расхода донных наносов, вычисленных по некоторым из этих формул, с натурными измерениями смещений песчаных гряд, выполненными В. Е. Любимовым [85], показало, что в различных диапазонах гидравлических характеристик потока разные формулы дают сильно отличающиеся между собой величины расхода донных наносов и в разной степени отклоняющиеся от измеренных величин. По-видимому, принятая схема движения наносов, положенная в основу этих формул, не всегда подходит к тому реальному виду движения, которое наблюдается в натурных условиях.

В качестве особого направления в определении расхода наносов следует отметить статистическую теорию, которая в СССР была разработана М. А. Великановым [12]. При создании этой теории Великанов исходил из вероятности подъема твердых частиц и вероятности того, что поднятая частица не опустится на дно в течение некоторого интервала времени Δt_0 . Первая вероятность соответствует вероятности превышения подъемной силы над весом частицы, а вторая — вероятности превышения вертикальной составляющей скорости над гидравлической крупностью частицы. При составлении искомых вероятностей Великанов ввел допущение, что распределение продольной и вертикальной составляющих скорости удовлетворяет закону Гаусса, и получил расход наносов как функцию указанных вероятностей.

Х. А. Эйнштейн [173, 175—178] — основоположник аналогичной теории за рубежом — выразил расход наносов только через вероятность превышения подъемной силы над весом частицы; искомую функцию вероятности он определяет на основе обработки опытных данных Дж. Джильберта и Е. Мейер-Петера [185, 206]

$$0,465\Phi = e^{-0,354\Psi},\tag{139}$$

где
 Φ — вероятность превышения подъемной силы над весом частицы;
 Ψ — функция, зависящая от характеристики физических

свойств сыпучего материала, его веса и размера, интенсивности транспорта и отношения диаметра частицы к ее гидравлической крупности.

Метод Эйнштейна, состоящий в получении суммарного стока наносов, т.е. расхода влекомых и взвешенных наносов, получил широкое распространение за рубежом.

В связи с тем что результаты расчета твердого расхода показали неудовлетворительное совпадение с полевыми данными, появляется целый ряд работ, усовершенствующих предложенную Эйнштейном зависимость. Усовершенствование метода шло двумя путями. Так, Браун [165] предложил новую связь между величинами Ф и Ψ в виде

$$\Phi = 40\Psi^{-3}.$$
 (140)

Однако, как показали сопоставления с экспериментальными данными, зависимость Брауна не дала заметного улучшения.

Существуют и другие попытки [201, 203, 208, 223] улучшить метод Эйнштейна. Так, например, Гембри и Кольби [170] показали, что метод Эйнштейна плохо согласуется с опытными данными '(полевыми) и предложили «видоизмененный метод Эйнштейна».

Они [170] использовали теорию Эйнштейна для учета полной концентрации наносов, тогда как другие авторы пришли к необходимости разделения наносов [226, 238, 239].

Интересно привести критические замечания в адрес статистических методов, сделанные в Колорадском университете США, где уже несколько лет ведутся исследования по оценке и сопоставлению измеренного стока наносов с описанными способами. Указывается на серьезные недостатки этих методов, что приводит к ограничению их применения. Для получения конкретных расчетных зависимостей последователям вероятностных теорий приходится определять величину вероятности или задаваться ею, что не может считаться достаточно убедительным. Кроме того, сотрудниками Колорадского университета было обнаружено, что при наличии гряд в потоке неизвестно, как вычислить концентрацию наносов на данном уровне у и показатель степени z фактической кривой мутности. К тому же, если принять логарифмический закон распределения скорости

$$\frac{v}{v_*} = \frac{2.3}{k} \lg \frac{y}{k_s}$$

(где v — скорость в расстоянии y над дном; k_s — некоторый параметр длины), то оказывается, что как k, так и k_s зависят от того, плоское ли дно в потоке или оно покрыто грядами и какой формы эти гряды.

За рубежом также известна формула суммарного расхода наносов А. А. Калинске [193]

$$\frac{q_{\mathrm{T}}}{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \eta d} = 7,3\Phi\left(\frac{\tau_c}{\tau_0}\right),\tag{141}$$

где п — коэффициент укладки наносов; Ф — некоторая функция транспорта наносов.

Эта формула получена, исходя из предположения, что мгновенная скорость турбулентного потока превосходит некоторое критическое значение, а средняя скорость частицы может быть выражена в зависимости от средней скорости, неразмывающей скорости и среднего квадратического отклонения турбулентных пульсаций.

Формула Қалинске так же, как и формула Эйнштейна, проверялась экспериментальными данными и показала допустимое совпадение только в узком диапазоне данных, М. Л. Лорсен [199], критикуя Қалинске, замечает, что формула (141) приводит к абсурдному выводу, будто число частиц, находящихся в движении, не зависит от интенсивности транспорта наносов и является постоянным. Поэтому, по мнению Лорсена, зависимость, предложенная Қалинске, не может считаться строго теоретической зависимостью.

Появившиеся за последнее время работы Ши-Вен-Мао [226] и Селима Ялина [238, 239] также представляют собой попытки улучшить и дополнить теорию Эйнштейна, Ши-Вен-Мао пытается установить, как влияет на устойчивость каналов различная концентрация и фракционный состав наносов, а Селим Ялин уточняет теорию Эйнштейна введением в нее значения критической влекущей силы и учетом несовершенства укладки наносов. Причем как первый, так и второй приходят к неизбежности разделения наносов на донные и взвешенные, и хотя пользуются общепринятым в США критерием общей концентрации, но все свои построения в основном относят•к донным наносам. Хотя их работы и направлены на то, чтобы улучшить теорию Эйнштейна, на самом деле они наглядно показывают ее слабые стороны.

Х. А. Эйнштейн же пришел к выводу, что общего закона транспорта донных наносов в простой математической форме не существует и что этот вопрос скорее должен исследоваться тем же способом, каким исследуется сопротивление трению в трубах и каналах, т. е. экспериментально.

По мнению Колорадского университета США, на настоящем этапе исследования наибольшую важность представляет экспериментальное изучение явления и получение эмпирических формул. К такому же мнению пришел и Кеннеди [196], для теоретических построений которого не хватает опытных данных.

§ 4. Эмпирические формулы расхода наносов с использованием метода размерностей

М. Л. Лорсен [199] предложил способ оценки суммарного расхода донных наносов, основанный на качественном анализе основных факторов, влияющих на это явление. В результате анализа Лорсеном были выявлены параметры, связывающие гидравлические характеристики потока и характеристики материала дна:

1) отношение динамической скорости к гидравлической круп-

ности частиц
$$\frac{v_*}{\omega} = \frac{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}}{\omega};$$

2) отношение касательного напряжения на границе τ'_0 , выраженное, по Штриклеру—Маннингу, через среднюю скорость, глубину и диаметр частиц, к критическому касательному напряжению τ_c

$$\frac{\tau_0'}{\tau_c} = \frac{0,0004v^2}{\sqrt[3]{\frac{H}{d}\tau_c}}.$$

3. Отношение скорости движения донных частиц наносов к их гидравлической крупности.

В результате Лорсен получил расчетную формулу для концентрации наносов

$$\bar{c} = \sum_{a} p\left(\frac{d}{H}\right)^{7/6} \left(\frac{\tau_0'}{\tau_c} - 1\right) f\left(\frac{\sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}}{\omega}\right), \qquad (142)$$

где с — средняя концентрация наносов в процентах по весу.

В формуле (142) учитывается неоднородность фракционного состава наносов. Сопоставление ее с лабораторными экспериментами (Мак-Дугалл, Лиу, О'Брайен, Брукс, Бартон и др.) дало удовлетворительные результаты.

М. Л. Лорсеном была сделана проверка этой формулы по трем небольшим натурным объектам (два ручья и одна речка). Результаты проверки удовлетворительные.

Дискуссия по статье Лорсена показала положительное отношение американских ученых к представленной работе. В числе сторонников этой работы следует назвать Альбертсона, Бондуракта, Богарди и др. [150, 158, 161], которые, однако, считают необходимым провести некоторую ревизию его уравнения.

Для определения критического значения влекущей силы имеется целый ряд расчетных зависимостей. Среди них известна формула Фидмана

$$\tau_c = 0,0625 \left(\gamma_{\rm H} - \gamma \right) d \tag{143}$$

и, кроме того, формула А. Шоклича [216]

$$\tau_c = \sqrt{0,385 \left(\gamma_{\rm H} - \gamma\right)} W \zeta, \tag{144}$$

где *W* — вес частицы; ζ — коэффициент формы.

Формулы И. В. Егиазарова [26], И. Я. Орлова [113] и Б. А. Фидмана [136] для критического значения влекущей силы имеют вид

$$\tau_c = f_0 \left(\gamma_{\rm H} - \gamma \right) d, \tag{145}$$

где $f_0 = 0,04$, по Орлову; $f_0 = 0,0625$, по Фидману; $f_0 = f(\operatorname{Re}_{*d})$, по Егиазарову; $f_0 = f\left(\operatorname{Re}_{*d}, \frac{H}{d}\right)$, по Бодряшкину.



Рис. 38. Зависимость коэффициента f_0 от числа Рейнольдса и относительной шероховатости $\frac{H}{d}$. $I - \Psi_0 = f(\operatorname{Re}_{*d}); 2 - f_0 = 0.0625$, по Фидману; $3 - f_0 = 0.04$, по Орлову; $4 - f_0 = f(\operatorname{Re}_{*})$, по Егназарову; 5 -кривые $f_0 = f\left(\operatorname{Re}_{*d}, \frac{H}{d}\right)$, по Бодряшкину.

На рис. 38 приведена зависимость коэффициента f_0 от числа Re_{*d} и относительной шероховатости, заимствованная у Я. В. Бодряшкина [9]. Как видно на этом рисунке, различные рекомендации по определению f_0 , а значит, и τ_c весьма расходятся между собой, что свидетельствует о том, что этот вопрос не может еще считаться решенным.

Предложенная Лорсеном эмпирическая зависимость (142) не учитывает характеристик грядового движения. Входящие в за-118 висимость (142), τ₀, τ_c, τ'₀ представляют собой величины, подлежащие экспериментальному исследованию в случае грядового дна. Кроме того, сама попытка объединить одним уравнением движение донных и взвешенных наносов представляется нам неправильной.

Недостатком рассмотренных формул, по-видимому, следует признать то, что большинство из них предназначены для оценки суммарного расхода наносов. Существенным недостатком рассмотренных формул, очевидно, следует считать несоответствие принятых расчетных схем реальным случаям транспорта донных наносов. Отсутствие гибкости в их структуре, непозволяющее учитывать влияние разных форм гряд на изменение входящих в эти формулы определяющих критериев, неучет всего многообразия естественных форм транспорта наносов в реках — является слабым местом всех рассмотренных выше формул.

Как видно из сказанного, все большее число исследователей склоняется к необходимости детального изучения грядового движения наносов и получения зависимостей, по которым можно было бы рассчитывать ожидаемую форму гряд, а также скорость их перемещения по известным гидравлическим параметрам потока и характеристикам наносов, а значит и расход донных наносов.

§ 5. Эмпирические зависимости для характеристик гряд

А. Неразмывающие скорости

Прежде чем перейти к рассмотрению имеющихся зависимостей по определению формы гряд, необходимо кратко остановиться на неразмывающих скоростях потока, так как последние являются важной характеристикой транспорта донных наносов и редкие эмпирические формулы, относящиеся к определению параметров гряд, обходятся без этой величины.

Проблема определения неразмывающих скоростей v_0 для различных связных и несвязных грунтов давно занимает внимание исследователей. Не останавливаясь здесь на оценке v_0 для связных грунтов и отсылая читателя к работам Ц. Е. Мирцхулава [100], можно считать, что вопрос оценки неразмывающих скоростей для однородных несвязных грунтов в настоящее время практически решен. Предложен целый ряд формул примерно одинаковой структуры, которые позволяют с достаточной точностью определить v_0 по размеру частиц *d*, средней глубине потока *H* или гидравлическому радиусу *R*. Для песков мельче 1 мм неразмывающие скорости зависят также от вязкости жидкости. Общий характер этой связи показывает, что с увеличением глубины при данном диаметре частиц неразмывающая скорость потока увеличивается. При данной глубине потока с увеличением крупности частиц неразмывающая скорость также увеличивается. При уменьшении частиц, начиная с 0,2 мм, при данной глубине неразмывающая скорость сначала остается неизменной, затем несколько увеличивается из-за увеличения сил сцепления между частицами.

При гидравлических расчетах, связанных с определением формы гряд, автор обычно использовал графическую связь $v_0 = f(H, d)$, полученную частично на основании экспериментальных исследований, частично по данным Гидропроекта и дополненную данными В. С. Кнороза для гравия при глубине 1 м. В области больших глубин кривые $v_0 = f(H, d)$ проэкстраполированы, что допустимо для условий, в которых не производилось и не могло производиться экспериментальное исследование.

Сопоставление графика (рис. 39) с аналогичной зависимостью Б. И. Студеничникова [129] показало их неплохое совпадение. Однако решение вопроса об оценке неразмывающих скоростей для однородного песка еще не означает разрешения всей проблемы. Естественные донные наносы отличаются часто крайней неоднородностью состава.

За последнее время в литературе все чаще поднимается вопрос о необходимости учета неоднородности естественного песка.

По данным Кнороза [63], Егиазарова [27], Херхеулидзе [136], а также по данным иностранных исследователей Эйнштейна [175], Крамера [198], Синухара и Тзубаки [219], Селима Ялина [239], Саймонса и Ричардсона [225] и других оказывается, что неразмывающие скорости для неоднородных песков существенно больше, чем для однородных песков с тем же средним диаметром частиц. Наиболее подробно этот вопрос исследуется Кнорозом.

Для неоднородных песков Кнороз вводит понятие неоднородности материала

$$\varepsilon = \frac{d_{95}}{d_5}, \qquad (146)$$

где d_{95} и d_5 — диаметры частиц, мельче которых в пробе содержится соответственно 95 и 5% по весу. В. С. Кнороз в своей работе [63] приводит график, пригодный для оценки неразмывающих скоростей неоднородного по составу песка, на котором изображены кривые с разным значением є и кривые, построенные по аналитическому выражению, полученному Херхеулидзе [136] на основе обработки натурных исследований,

$$v_0 = 0.54 \left(d_{30} + 0.05 \right)^{0.27} H^x, \tag{147}$$

где $x = \frac{-0.45}{(30 + 0.35)^{0.1}}$, d_{30} — средний диаметр частиц, крупнее которых в пробе 30% по весу.

График Кнороза свидетельствует о повышении неразмывающих скоростей при увеличении неоднородности материала. Несовпадение кривых Кнороза и Херхеулидзе, по-видимому, можно объяснить тем, что кривые Кнороза получены для случая образования отмостки дна, т. е. при отсутствии поступления



Рис. 39. Зависимость неразмывающей скорости от глубины и диаметра однородных частиц.

расхода донных наносов с выше лежащего участка (т. е. пригодны для некомпенсированного размыва, например в нижних бьефах ГЭС), формула Херхеулидзе получена из натурных наблюдений, где, вероятно, было поступление донных наносов с верхнего участка в виде гряд, не дающее возможности образоваться естественной отмостке дна. Шероховатость дна, покрытого грядами, больше, чем шероховатость отмостки, по-видимому, этим и объясняется увеличение v₀, по Херхеулидзе.

Образование гряд в случае неоднородного песка будет происходить несколько иначе, чем в случае однородного песка. Специальное исследование этого вопроса было проведено в 1965 г. в Русловой лаборатории ГГИ.

Результаты этого исследования и рекомендации по выбору эффективного диаметра донных наносов для таких случаев изложены в главе VI.

Б. Измерители гряд

Прежде чем рассматривать характеристики гряд, уместно остановиться на кратких сведениях о выборе определяющих измерителей гряд.

Наиболее распространенным измерителем является высота гряды Δ , используемая в эмпирических формулах обычно в безразмерном виде, как относительная высота гряды $\frac{\Delta}{H}$. Этот параметр, несомненно, является очень важным, но, как показали

раметр, несомненно, является очень важным, но, как показали исследования Н. А. Михайловой [103], недостаточным для характеристики типа грядового движения.

Вторым измерителем могла бы явиться длина гряды, но, как показали опять-таки исследования Михайловой, длина, или шаг, гряд хотя и характеризует состояние дна, но не является устойчивой характеристикой. Оказалось, что гораздо большей устойчивостью обладает отношение высоты гряд к их шагу $\frac{\Delta}{\lambda}$ (или длине). Эта величина названа нами крутизной гряд и принята в качестве основного измерителя формы гряд.

Третьим измерителем грядового движения наносов является скорость смещения гряд с_г. Эта величина имеет большое значение для определения деформации русла и для оценки расхода донных наносов. Кроме перечисленных, для характеристики гряд широко применяется коэффициент шероховатости дна *n*, по Маннингу, как мера шероховатости дна, присущая данной форме гряд.

В. Формулы для определения высоты гряд

Существует целый ряд эмпирических формул для оценки высоты гряд. Большинство таких формул основано на тех экспериментах, которые проводились каждым автором, и в силу этого охватывают только тот диапазон исследованных величин, который соответствовал данному исследованию. Поэтому различные формулы для высоты гряд могут быть несравнимы между собой и могут оценивать лишь разные части одного целого.

Известны формулы Г. Н. Лапшина [77], В. Ф. Пушкарева [118], В. Н. Гончарова [15, 16], Н. С. Знаменской [32, 33], В. С. Кнороза [63, 64], А. Ф. Кудряшова [73], Ю. В. Чернова

[139], Доу Го-женя [23], Б. А. Шуляка [144], Н. М. Кулеминой [76], Селима Ялина [239]. Рассмотрение формул этих авторов показывает, что большинство из них отражает зависимость высоты гряд от глубины (или гидравлического радиуса), скорости потока и диаметра наносов.

Каждый автор в зависимости от исследованного диапазона определяющих грядовое движение факторов находит наиболее приемлемое для данных условий выражение. Формула Чернова получена на основании использования натурных данных на р. Амударье, где наблюдается интенсивное движение мелких, почти однородных наносов, вероятно, поэтому в его формуле диаметр частиц не входит в число переменных.

Доу Го-жень связывает высоту гряд со средним значением пульсационной скорости — величиной весьма неудобной для практических расчетов. Кроме того, отсутствие зависимости высоты гряд от крупности наносов также снижает ценность этой формулы.

В формуле Шуляка, весьма заманчивой по виду, так как в нее входит время, казалось бы, позволяющее моделировать временные процессы, величина Δ получена после принятия постулата постоянства соотношения высоты и длины гряд

$$\lambda = 5,55\,\Delta,\tag{148}$$

подтвержденного серией наблюдений за волновыми рифелями.

Как видно из приведенной классификации микроформ (см. рис. 9), соотношение между длиной и высотой гряд может меняться в широких пределах, так что это допущение для поступательно двигающихся гряд неприемлемо. Кроме того, в этой формуле имеются параметры, которые должны быть найдены из опыта, так как для их определения пока еще нет зависимости, что делает ее непригодной для расчета даже с формальной точки зрения.

Формула Кулеминой, полученная по материалам натурных наблюдений за грядами на р. Днепре, представляет собой несколько измененный вариант формулы автора [33].

Каждая из приведенных зависимостей получена для сравнительно узкого диапазона определяющих критериев и поэтому все они сильно отличаются друг от друга (за исключением формул Гончарова, Знаменской, Кнороза и Кулеминой).

Интересно найти такой вид зависимости, которая удовлетворяла бы всему диапазону перемещения песчаных гряд (вплоть до их разрушения).

На основании рассмотрения структуры предложенных зависимостей и анализа экспериментального материала, включающего, по-видимому, все опубликованные материалы по движению донных наносов, была предложена графическая зависимость для определения относительной высоты гряд (рис. 40). Эта



Рис. 40. Зависимость относительной высоты гряд от относительной скорости и относительной гладкости.

зависимость весьма близка к той, по которой ранее была получена эмпирическая формула [33]. Она пригодна для рифелей, плоских, перекошенных и крутых гряд и не должна использоваться при расчете размеров разрушающихся гряд. В зависимости от относительной крупности песка разрушение гряд может начинаться при различных значениях $\frac{v}{v_0}$. Так, для малых $\frac{H}{d}$, т. е. для крупных наносов, и на малых глубинах значение $\frac{v}{v_0}$, по-видимому, не должно превосходить 2,5—2,8; для больших значений $\frac{H}{d}$ разрушение гряд может происходить при $\frac{v}{v_0} > 5$,0. Так, например, по данным Молокова (Московский Гипроречтранс) на р. Евфрате оказалось, что при $\frac{v}{v_0} \sim 5$,0 происходит нормальное движение крупных песчаных гряд. Простая экстраполяция кривых (см. рис. 18) дала удовлетворительное совпадение расчетных высот гряд с наблюдавшимися на р. Евфрате.

Г. Зависимости для определения длины и крутизны гряд

В силу того что длина гряд, как считают многие исследователи, не является устойчивой их характеристикой, ограничимся здесь только упоминанием нижеследующих формул.

Для определения длины гряд известны теоретическая формула Буссинеска [160], эмпирическая формула Кнороза [63], полуэмпирическая формула Шуляка [144] и формула Селима Ялина [239].

Формула Селима Ялина построена с учетом того, что отношения длины гряд к глубине и длины гряд к крупности наносов постоянны. Из этой формулы не ясно, почему при одних и тех же глубинах могут наблюдаться гряды разной длины. Для оценки крутизны гряд, или величины ей обратной, предложены эмпирические зависимости Лапшина [77], Знаменской [32, 33] и Селима Ялина [239]. Эти зависимости справедливы для исследованного диапазона изменения H, v и d и не описывают всей совокупности форм движения донных наносов. Формула Селима Ялина приводит только к одной крутизне гряд, что не соответствует действительности. Зависимость крутизны гряд от гидравлических характеристик потока и крупности донных наносов представлена на рис. 9. Как было сказано выше, эта зависимость получена из обработки и анализа обширного экспериментального и частично натурного материала в широком диапазоне глубин, скоростей (чисел Фруда) и диаметров частиц, описывает все области движения донных наносов и рекомендуется для практического использования.

Для определения скорости перемещения гряды в зависимости от гидравлических элементов потока и крутизны подстилающего дна предложено несколько эмпирических зависимостей: формулы Е. М. Минского [98] и В. Ф. Пушкарева [118], две формулы А. Ф. Кудряшова [73], Доу Го-женя [23], И. И. Леви [80], Н. С. Знаменской [46] и др. Эти формулы значительно отличаются друг от друга. Так, в одних формулах значение $c_{\rm r}$ пропорционально v, а в других v^2 , v^3 , v^4 и даже v^5 . По-видимому, каждая из этих формул отражает частные случаи движения донных гряд. Более подробную оценку этим зависимостям можно дать лишь после количественной проверки их опытными и натурными данными.

Проверка формулы автора показала завышение скоростей смещения гряд в натурных условиях при сравнительно больших глубинах потока. Поэтому в настоящее время найдена другая зависимость на основании тех же данных, которые использовались для построения графика (см. рис. 9). Оказалось, что скорость перемещения гряд зависит от тех же величин, что и крутизна гряд, и для гряд, активно двигающихся и имеющих установившуюся форму, справедлива простая зависимость

$$c_{\rm r} = 2,5 \frac{\Delta}{\lambda}$$
 см/сек. (149)

Эта зависимость пригодна для весьма грубых предварительных расчетов и непригодна для области рифелей. В иных случаях можно непосредственно использовать кривые рис. 9.

Как видно из изложенного, существует большое число эмпирических формул для расчета основных параметров гряд. Предлагаемые графические зависимости получены автором на эсновании использования материалов по движению гряд не только собственных экспериментов, но также всех опубликованных данных. По-видимому, можно считать эти зависимости наиболее общими, так как они охватывают обширный диапазон определяющих явление критериев.

§ 6. Номограммы для определения расхода донных наносов по смещению гряд и анализ различных формул для *q_T*

Расход донных наносов можно выразить через смещение гряд, как это было показано в § 2 настоящей главы.

Формула расхода донных наносов (118), строго говоря, применима для двухмерных гряд. Однако эту формулу, по-видимому, можно использовать для трехмерных гряд, так как скорость с_г известна как для плоских, так и для трехмерных гряд

(см. рис. 9). За высоту гряд Δ в этом случае принимается среднее значение Δ_{cp} по ширине расчетной струи потока.

На основании приведенных выше эмпирических зависимостей, изображенных на рис. 9, 39 и 40, был построен ряд номограмм, позволяющих получать непосредственно величину расхода донных наносов $q_{\rm T}$ (рис. 41). Размерность расхода донных наносов здесь выражена в объемных единицах (в сутках на единицу ширины потока). Для определения $q_{\rm T}$ необходимо знать глубину, скорость течения и величину расчетного диаметра наносов.

Номограммы для расхода донных наносов учитывают грядовое перемещение донных наносов. В этом их существенное отличие от многочисленных зависимостей для расхода донных наносов, которые построены путем анализа перемещения донных частиц слоем и не учитывают формирования гряд.

На рис. 42 представлены кривые расхода донных наносов, вычисленные по различным формулам для одних и тех же заданных условий (v = 1,0 м/сек., d = 1 мм и $H = 0,2 \div 15$ м). Как видно на этом рисунке, кривые, отвечающие разным формулам для определения $q_{\rm T}$, дают столь различные его значения при одинаковых условиях, что если принять за критерий одну из них, то другие дадут относительную ошибку, которая может в целом ряде случаев превышать 100%.

На рис. 42 можно видеть два типа кривых. Одни из них напоминают по своей конфигурации кривые гиперболического вида, а другие имеют сложные очертания с максимумом и минимумом.

К первому типу относятся кривые, построенные по формулам расхода донных наносов Леви, Гончарова, Шамова и ЛИИВТа. Эти формулы различаются коэффициентами пропорциональности, видом функции скорости и показателями степени при *d* и *H*. К этой же группе кривых относятся формулы Гвелесиани и

Лопатина, которые также зивисят от функции $f\left[(v - v_0), \frac{v}{v_0} \right]$

но в первой из них дополнительно учтена сложная функция диаметра, а во второй — зависимость $q_{ extsf{t}}$ от уклона.

Формула Мюльгофера, показывающая зависимость $q_{\rm T}$ от $v^{1/4}$, также имеет вид, схожий с видом вышерассмотренных кривых.

Аналогичный вид имеет и кривая $q_{\rm T} = f(H)$ при $v = {\rm const}$ и $d = {\rm const}$, построенная по формуле Шоклича, в которую в качестве определяющих величин входят элементарный расход воды и уклон. Обратим внимание, что на рис. 42 нанесены кривые, вычисленные по формулам Шоклича и Лопатина при произвольном задании уклона, исходя из соображений общего падения уклона при росте глубины и неизменной скорости течения потока. В этом случае направление кривых, относящихся к первой группе, и



Рис. 41. Номограммы для определения расхода донных наносов при разных значениях глубины и скорости потока и данного диаметра частиц.

a — для d=0,2 мм, б — для d=3,0 мм н s — для d=5,0 мм. Цнфры у кривых — величины скорости в м/сек.



Рис. 42. Сопоставление $q_{\rm m}$, вычисленного по номограмме и разным формулам для v = 1,0 м/сек. и d = 1,00 мм. I - номограмма автора; 2 - формула Мюльгофера $q_{\rm m} = kv^2(v^2 - v_o^2)$; 3 - формула Лопатина $q_{\rm m} = \frac{1400f^{1/3}}{\sqrt[3]{d}}$ ($v - v_o$); 4 - формула Шоклича $q_{\rm m} = \frac{7000}{\sqrt{d}}$ $t^{3/2}$ ($q - q_o$); 5 - формула Лопатина $q_{\rm m} = \frac{400f^{1/3}}{\sqrt{d}}$ ($v - v_o$); 4 - формула Шоклича $q_{\rm m} = \frac{7000}{\sqrt{d}}$ $t^{3/2}$ ($q - q_o$); 5 - формула Шамова $q_{\rm m} = Av^3$ ($v - v_o$) $\left(\frac{H}{d}\right)^{0,25}$; 6 - формула Леви $q_{\rm m} = 0,002 \left(\frac{v}{\sqrt{gd}}\right)^3$ $d(v - v_o) \times \left(\frac{H}{d}\right)^{0,24}$; 7 - формула Гончарова $q_{\rm m}^* = \frac{H\varphi}{500} \left(\frac{v^3}{v_0^3} - 1\right)$ ($v - v_o$) d; 8 - формула ЛИИВТа $q_{\rm m} = 0,015 \left(\frac{v}{v_0}\right)^3$ $d(v - v_o)$; 9 - формула Егназарова при произвольном задании I и I_c в формуле (138); 10 - формула Дюбуа при произвольном задании I и I_c в формуле (138); 10 - формула Дюбуа при задании I и I_c по Шези и n; 13 - формула Иваненко $q_{\rm m} = \frac{\tau_{\rm H} - \tau}{\tau_1 - \tau^2 w}$ 0,057B $\frac{v^4}{C^2} \left(1 - \frac{I_c}{I}\right)$, где I и I_c берутся по Шези и n; $I^4 - \phi$ ормула Иваненко при произвольном задании I и I_c.

выражается в уменьшении расхода донных наносов с увеличением глубины потока.

Среди рассмотренного класса формул формулы Леви и Мюльгофера [80] приводят к значительно большим по абсолютной величине расходам наносов при больших глубинах, чем остальные формулы.

1/49 Заказ № 221

129

h

При сопоставлении кривых $q_{\rm T} = f(H)$ при $v = {\rm const}$ и $d = {\rm const}$ с аналогичными кривыми, построенными для других диаметров частиц, обнаружено, что формула ЛИИВТа [140] в некотором диапазоне размеров частиц показывает увеличение расхода донных наносов с увеличением их крупности, что не соответствует действительности. Остальные формулы этого класса правильно отражают влияние крупности на расход наносов. При сопоставлении кривых для иных значений скорости потока было установлено, что все формулы показывают увеличение расхода наносов с увеличением.

Ко второму типу кривых, имеющих своеобразную конфигурацию, относятся кривые, построенные по формулам, учитывающим в том или ином виде влекущую силу потока. На рис. 42 изображены кривые, построенные по формулам Дюбуа и Егиазарова.

Для построения кривых $q_{\tau} = f(H)$ при v = const и d = constпо этим формулам необходимо знать уклон потока I и начальный уклон I_c , при котором начинается движение донных наносов заданной фракции при данной глубине потока. Авторами формул не даются рекомендации по определению I и I_c . Очевидно, эти величины желательно находить из опыта. Однако практически определение I и тем более I_c для естественных условий весьма затруднительно. По-видимому, это обстоятельство и привело к малой распространенности таких формул в практике инженерных расчетов. Правда, в литературе имеются рекомендации по определению величины влекущей силы (в том числе и τ_c), основанные на учете других факторов (например, f_0). Однако эти рекомендации непригодны для построения связи $q_m = f(H)$.

Для определения критического уклона, характеризующего начало движения донных наносов, имеется полуэмпирическая формула Кнороза [63]

$$I_c = a^2 \frac{\rho_{\rm H} - \rho}{\rho} \cdot \frac{d}{R}. \tag{150}$$

Здесь все обозначения общепринятые, а a зависит от диаметра наносов и находится экспериментальным путем. Однако автор не рекомендует распространять эту формулу за пределы того диапазона величин, в которых она была получена. Диапазон же этот ограничен малыми глубинами потока. Поэтому для определения I и I_c была использована графическая зависимость коэффициента шероховатости n, по Маннингу (см. рис. 10). Располагая этой зависимостью, можно по формуле Шези определить искомое значение уклона свободной поверхности как для заданных, так и для начальных условий.

Таким образом, для вычисления искомых функций $q_{\rm T} = f(H)$ необходимо знать величины уклона *I* и $I_{\rm c}$, которые можно получать тремя путями:

1) в зависимости от *H*, *v* и *d* по рис. 10;

2) *I*_c можно определить по формуле Кнороза, а *I* задавать произвольно, сообразуясь с реальным ходом изменения уклона при изменении уровня;

3) *I* и *I*_c можно задавать произвольно, руководствуясь вышеприведенными соображениями.

При построении рис. 42 были использованы все три перечисленных способа задания *I*. Полагая наиболее правильным использовать первый путь выбора *I* и I_c , второй и третий были использованы для того, чтобы убедиться, что на форму кривых $q_T = f(H)$ влияет не коэффициент *n* (рис. 10), а сама структура формул, учитывающих влекущую силу.

На рис. 42 приведены кривые $q_T = f(H)$, вычисленные по формулам Дюбуа и Егиазарова для двух вариантов задания величины I и I_c . Как видно на этом рисунке, способ задания изменения I с изменением H не сильно влияет на общее направление кривых, а сказывается в основном на ординате точки перегиба кривых и на поведении кривой в области малых глубин. Это различие можно, по-видимому, объяснить тем, что во втором и третьем случаях задания уклонов учтена общая тенденция уменьшения уклона с глубиной, на самом деле зависимость между Iи H много сложнее. Зависимость коэффициента f_0 от числа Re (рис. 38) в некоторой мере может характеризовать изменение уклона с увеличением глубины.

Для определения вида кривых, их направления по всему диапазону глубин абсолютная величина коэффициента пропорциональности в выражениях $q_{\rm T}$ не играет роли. Поэтому для данного анализа не имеет значения тот факт, что некоторые формулы рекомендуются авторами для учета не только донных, но и взвешенных наносов. Это обстоятельство лишь увеличит абсолютные величины расходов, не изменив при этом формы кривой. Поэтому для удобства сравнения расходы наносов, вычисленные по формулам Дюбуа и Егиазарова, уменьшены в целое число раз.

Расходы донных наносов, подсчитанные по формулам, учитывающим влекущую силу потока, сначала увеличиваются с увеличением глубины, далее достигают максимума при глубинах около 0,7—3 м, затем уменьшаются с дальнейшим увеличением глубины, вплоть до нулевого значения при $I = I_c$.

Выбор уклона свободной поверхности, по Шези, для других формул (например, Лопатина и Шоклича), как показали расчеты, также приводит к появлению характерного изгиба кривых, однако эти формуы все же отнесены к первой группе вследствие того, что при произвольном задании уклона общая конфигурация этих кривых совпадает с очертанием кривых первой группы. В этом отношении, как уже было сказано, кривые, построенные с учетом влекущей силы, приводят к специфическому виду при любом задании *I*.

9*

Кривая $q_{\tau} = f(H)$ (рис. 42), построенная по размерам гряд, имеет очертание, близкое к очертанию кривых, учитывающих влекущую силу. В области малых глубин направление этой кривой совпадает с направлением кривых, построенных по зависимостям первой группы. В области больших глубин направление кривой аналогично направлению кривых, построенных с учетом влекущей силы.

В области малых глубин уменьшение расхода донных наносов с увеличением глубины (при неизменной скорости) не противоречит здравому смыслу. Анализ формулы (118) показывает, что в этом случае уменьшение расхода донных наносов связано с уменьшением скорости смещения гряд при увеличении глубины и неизменной скорости потока, которое не компенсируется возрастанием высоты гряд в этой области (поскольку высота гряд пропорциональна глубине и с увеличением последней растет не так быстро, как убывает скорость смещения гряд).

В области больших глубин уменьшение скорости движения гряд с увеличением глубины сначала перекрывается более резким ростом высоты гряд, что приводит к увеличению расхода донных наносов, затем компенсируется и приводит к его постоянству и к резкому прекращению при неразмывающих скоростях.

Сходство полученных кривых расходов донных наносов с кривыми Дюбуа и Егиазарова кроется, по-видимому, в учете последними влекущей силы, которая является определяющим фактором образования гряд. Однако специфика формул Дюбуа и Егиазарова такова, что применение их ограничено ко всему потоку в целом, когда можно принять обобщенное понятие уклона свободной поверхности и начального уклона.

Как уже упоминалось, для определения значения начальной влекущей силы имеется множество разноречивых рекомендаций. Вопрос этот до сих пор не имеет общепризнанного решения. Это обстоятельство также затрудняет практическое использование формул, основанных на учете влекущей силы. Предлагаемые автором зависимости $q_T = f(H)$ при v = const и d = constкосвенным путем учитывают изменение влекущей силы и весьма просты в употреблении.

Проведенный анализ свидетельствует о следующем.

1. Расчетные формулы для определения расхода донных наносов первого типа (формулы Леви, Гончарова, Шамова, Гвелесиани, Лопатина, Шоклича и др.) отражают общую тенденцию изменения расхода донных наносов в области малых глубин (до 1 м), но вследствие того, что они не учитывают особенностей грядового перемещения наносов, не могут быть распространены на область больших глубин.

2. Величины $q_{\rm T}$ в области больших глубин, вычисленные по формулам Леви и Мюльгофера, соизмеримы с величинами $q_{\rm T}$, вычисленными по номограмме (41) и по формуле Иваненко.

3. Формула ЛИИВТа неверно отражает влияние крупности на расход наносов.

4. Формула Иваненко дает почти неизменное значение расхода донных наносов при увеличении глубины (при произвольном задании *I*).

5. Формулы, учитывающие влекущую силу (Дюбуа, Шильдса, Чанга, Егиазарова и др.), правильно отображают тенденцию изменения расхода донных наносов с изменением глубины, но вследствие затруднительности расчета по этим формулам могут применяться лишь для укрупненных расчетов, пригодных для больших участков рек, где правомерно использовать общий уклон реки.

6. Предлагаемые расчетные номограммы для определения $q_{\rm T}$ качественно совпадают с кривыми, построенными по формулам, учитывающим влекущую силу, просты в употреблении и могут использоваться для детальных расчетов. Точность этих формул, как показало сопоставление их с натурными данными, в пределах $0.5 \div 2.0 q_{\rm T}$ по отношению к наблюденным расходам наносов, что считается вполне приемлемым.

Конечно, точность предлагаемых номограмм зависит от точности исходных графиков (рис. 9 и 40), по которым они были получены. По мере накопления натурных данных эти зависимости будут уточняться, что в свою очередь должно привести и к уточнению номограмм для $q_{\rm T}$.

7. Предлагаемые номограммы позволяют производить расчет донных наносов и деформаций русла при любых дискретных видах транспорта наносов, изложенных в § 2 настоящей главы, так как основа их получения — смещение гряд.

ГЛАВА VI

РАСЧЕТЫ ДЕФОРМАЦИЙ РУСЛА

§ 1. Методика расчета и прогноза русловых деформаций для ленточногрядового, побочневого и осередкового типов руслового процесса

А. Общие соображения

Приведенные соображения по образованию перекатов, побочней и осередков, знание законов перемещения гряд, а также знание типов руслового процесса и поведения мезоформ в условиях каждого типа процесса открывает возможность подхода к расчету и прогнозу русловых деформаций по смещению русловых форм.

Так как обратимые деформации русла определяются переформированием мезоформ, то, по-видимому, деформации русла можно определять по расчету смещения этих крупных гряд.

Существующие методы расчета деформаций русла основаны на построении плана течений для разных стадий паводка и на использовании для каждой струи уравнения деформации дна

$$\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial q_{\mathrm{r}}}{\partial x} = 0, \tag{151}$$

где y — отметка дна; $q_{\rm T}$ — элементарный расход наносов; t — время; x — продольная координата.

Расчет расходов донных наносов в подобных случаях обычно производят по формулам И. И. Леви, В. Н. Гончарова или Г. И. Шамова. Анализ формул для определения твердого расхода, приведенный в главе V, показал пределы применимости этих формул и дал основание полагать, что расчет деформаций русла с использованием этих формул является не очень надежным. Кроме того, нам представляется, что уравнение деформаций дна в том виде, в котором оно обычно используется (в виде конечных разностей) далеко не всегда применимо в практике. По-видимому, его справедливо применять там, где происходит не переотложение наносов, а однонаправленный процесс, например некомпенсированный размыв в нижнем бьефе или заиление водохранилища. Оно применимо также в тех случаях, когда происходит перемещение наносов слоем или когда размерами перемещающихся гряд можно пренебречь, например при меженных деформациях, при которых происходит перемещение микроформ. Распространение этого уравнения на конечные участки в иных случаях требует специального учета формы транспорта донных наносов, как было показано ранее.

Как известно, существующие формулы расхода наносов способны учитывать только средний расход наносов на данной площадке русла и не в состоянии определить его изменение по длине русловых форм (гряд, побочней, перекатов).

Вид функции $q_{\rm T} = f(S)$ зависит от формы гряд, образующихся на этом участке, а та в свою очередь зависит от сочетания гидравлических условий и характеристик донных наносов. В тех случаях, где допустимо применять уравнение баланса наносов, по-видимому, расчет расхода наносов лучше производить по номограммам, предложенным в главе V. При этом всегда следует иметь в виду, к какому конкретному участку применяется уравнение баланса, и в связи с изменением функции расхода донных наносов назначать размеры расчетных участков, такими, чтобы эту функцию можно было считать линейной.

Как показали расчеты, отношения $q_{\text{т. изм}}$ и $q_{\text{т. расч}}$ находятся, как правило, в пределах $k = \frac{q_{\text{т. расч}}}{q_{\text{т. изм}}} = 0,5 \div 2$, что считается

для подобных расчетов вполне приемлемым.

Такой подход к расчетам деформаций обязательно требует знания основных черт руслового процесса на данном участке и тех его особенностей, которые были рассмотрены в предыдущей главе. Поэтому во многих случаях может оказаться целесообразным исходить не из уравнения деформации дна, а из учета фактически возникающих донных гряд, размеры и скорость перемещения которых описывают происходящие деформации в русле. В этом случае предметом прогноза русловых деформаций является предсказание изменения форм гряд и их скоростей смещения для данного гидрологического цикла.

Поскольку размеры гряд и соответствующие скорости их перемещения тесно связаны с такими гидравлическими характеристиками потока, как глубина и скорость течения на данном участке, а также с характеристикой донных наносов, формирующих эти гряды, то при производстве прогнозов или расчетов необходимо иметь в своем распоряжении сведения об изменении во времени этих определяющих факторов. Это обстоятельство определяет выбор необходимых исходных материалов для производства подобных прогнозов. Сведения об ожидаемых скоростях течения и глубинах можно получить, имея в своем распоряжении или ожидаемый на данный год, или типовой гидрографы стока, кривую связи расходов и уровней на участке и план участка в горизонталях. Для оценки потерь энергии на участке необходимо иметь детальную картограмму донных отложений. Располагая гидрографом стока, заменим его ступенчатым графиком и для каждой ступеньки определим план течений, с которого и снимаются данные о скоростях на участке.

При построении плана течений могут встретиться два случая: 1) имеются подробные натурные материалы участка и 2) материалы для всего участка отсутствуют, имеются лишь подробные данные только в каком-то начальном створе участка. В первом случае задача достаточно проста и нетрудоемка. Дело сводится к нахождению ширины нужного количества струй, несущих равные расходы воды. При этом можно использовать прием построения, предложенный А. В. Караушевым [57].

При отсутствии данных о распределении скоростей и расходов на участке реки, но при наличии батиметрической карты русла и известном полном расходе Q построение плана течений может быть выполнено с помощью гидравлического расчета. Наиболее простым случаем гидравлического расчета является построение плана течений для широкого прямолинейного русла. В этих случаях используют уравнение равномерного движения потока

$$v = C \sqrt{HI}. \tag{152}$$

Если в этом выражении С заменить на его значение, по Маннингу, то построение плана течений не представит трудности.

В случае криволинейности струй этот метод оказывается непригодным, так как криволинейность струй и сложные формы русла вызывают изменение уклона водной поверхности по ширине, что влечет за собой необходимость учета пространственности неравномерного движения. Тогда эту задачу можно решить лишь путем приближенного построения плана течений, по Н. М. Бернадскому [8], с использованием графического приема, предложенного Н. М. Кулеминой [75].

Как известно, Бернадский предложил приближенный способ расчета плана течений путем построения сетки движения потока методом последовательных приближений. Последовательность приближений достигается путем введения поправок на обеспечение продольного и поперечного равновесия. Этим требованием, в сущности, и определяется трудоемкость метода Бернадского. Расчеты приходится повторять по нескольку раз. Как показали расчеты планов течений для определения деформаций русла по смещению русловых форм на участке р. Волги ниже г. Волгограда (см. табл. 7), выполненные З. Д. Копалиани, введение вышеупомянутых поправок не вызывает увеличения точности расчета, что дает основание отказаться от их использования при построении плана течений при расчете деформаций русла предлагаемым способом. Это позволяет значительно сократить время каждого расчета.

Основным допущением метода Бернадского является принятие параллельности струй в поверхностных и придонных слоях потока, что справедливо лишь для потоков с плавным и небольшим закруглением струй. На больших закруглениях обычно возникают вторичные течения, которые вызывают существенное различие в направлении поверхностных и донных струй. Такие двухслойные потоки обычно наблюдаются и при обтекании меженным потоком крупных русловых форм (см. рис. 32).

В этих сложных случаях необходимо использовать имеющиеся рекомендации по построению плана течений в криволинейных руслах: Караушева [56, 57], при расширении струй Леви [79], Соловьевой [127], Безызвестных [6], для обтекания переката с затонской частью Гришанина [20] и др.

Если же в рассматриваемом случае наблюдается двухслойное движение или имеются обстоятельства, затрудняющие расчет указанными способами, то наилучшим выходом из положения, по-видимому, следует считать моделирование течений данного участка и получение требуемых планов течений экспериментальным путем с проверкой их по натурным материалам.

В каждом из упомянутых случаев построения плана течений коэффициент шероховатости русла для каждой клеточки плана можно определять по графику *n* (рис. 10), приведеннему в главе I.

Значения глубин определяются для каждой ступеньки гидрографа и каждой расчетной клеточки плана течений на основании сведений о кривой связи расходов и уровней и плана участка в горизонталях, полученного в предшествующую расчетному периоду межень.

В. Выбор расчетного диаметра донных наносов

При движении однородных по составу донных наносов за расчетный можно принимать средний диаметр донных отложений. При перемещении смешанного по составу песка картина движения частиц в начале трогания представляется более сложной и рекомендации по выбору $d_{\text{расч}}$, справедливые для однородного состава, оказываются непригодными.

При сильно разнородном составе донных отложений в начале движения не все частицы вовлекаются в него. Наиболее крупные фракции донных отложений остаются неподвижными и не принимают участия в формировании гряд, а значит, постепенно опускаются на уровень подошвы гряды, и, если в составе донных отложений они содержатся в ощутимом количестве, эти крупные частицы формируют нечто подобное базальному слою.

На продольном разрезе гряд, сформированных из смешанного песка, можно наблюдать сплошные продольные полосы крупнофракционных отложений (рис. 43). В подвалье таких гряд эти



Рис. 43. Схема образования продольных полос при движении песчаных гряд из однородного по составу песка. *a* — до начала движения наносов; *б*, *в*, *е* — последовательные стадии сортировки крупных неподвижных частиц по мере сползания гряды.

отложения будут обнажаться, вся же толща перемещающихся гряд будет состоять из более мелкого по составу песка.

Описанный случай формирования гряд из смешанных донных отложений относится к малым относительным скоростям, когда не все фракции донных отложений участвуют в движении. В этом случае величина эффективного диаметра донных наносов будет меньше, чем d_{50} по кривой гранулометрического состава донных отложений. Более крупные фракции, как неучаствующие в движении, должны быть исключены из общего состава донных наносов. Однако формирование гряд из неоднородных отложений может происходить и в том случае, когда все фракции принимают участие в движении. Формирующиеся из такой смеси гряды могут быть сопоставлены с грядами, образованными при аналогичных условиях из однородного песка. Как показали исследования Н. А. Котловой [71], выполнявшиеся под руководством автора, гряды из неоднородного по составу частиц песка, но смесь которых имеет одинаковый с однородными наносами диаметр *d*₅₀, по крутизне и скорости их смещения на графике (рис. 9), располагаются левее тех, которые были получены при движении однородных фракций. При этом сохраняется неизменным число Фруда. Сочетанию известного числа Fr и известной из опыта кру-

тизны гряд соответствует некоторое значение $\frac{v}{\tau^{ab}}$, которое не

совпадает со значением $\frac{v}{w}$, полученным при задании гидравли-

ческой крупности d_{50} . Так как скорость в обоих случаях была одинаковой, то очевидно, что для расчета движения смеси была неверно принята величина гидравлической крупности частиц, со-ответствующая среднему диапазону смеси d_{50} . Определение ве-

личины искомого значения w по известному отношению $\frac{v}{w}$ и ве-

личине скорости не составит затруднений. По известной величине w находим значение эффективного диаметра и по кривой гранулометрического состава донных наносов определяем величину его процентного содержания в смеси. По данным опытов эта величина зависит от степени однородности донного материала, но в среднем может быть принята d_{70} . Близкие к этой величине значения $d_{\rm pacч}$ рекомендуют принимать и другие авторы (Егиазаров [179], Кнороз [63], Херхеулидзе [136], Саймонс и Ричардсон [225], Синухара и Цзубаки [219]).

Из всех упомянутых авторов, только Саймонс и Ричардсон проводили сопоставление форм гряд при однородном и неоднородном составе наносов. В итоге ими была составлена графическая таблица (рис. 44), где сопоставляются не только качественные формы гряд, но также и другие характеристики дна и потока, такие как шероховатость и потери энергии.

Учитывая вышесказанное, можно дать следующие рекомендации по выбору расчетного значения диаметра донных наносов для каждой ступеньки гидрографа и каждой клеточки плана течений, для которой имеются сведения о составе донных отложений.

Пробы донных отложений отбираются в межень по всему расчетному участку. Далее, для каждого расчетного уровня, зная значения неразмывающей скорости v₀ и критической скорости взвешивания v_{кр}, можно по кривой гранулометрического состава донных отложений выделить ту его часть, которая при данных условиях будет являться донными наносами.

Форма дна	Однородный песок	Плохосортированный песок				
Плоское дно и начало движения наносов	a) ~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~	CCCC5555555000000				
Рифеля	$\underbrace{6)}_{1=0,86',\ h=0,032}$	1=0,46 ['] , h=0,025				
Діоны	6) 1=3,33', h=0,095'	1=4,00', h=0,14'				
Гладкая фаза движения наносов (верхний режим)	(2)					
Антидюны	<i>θ</i>) <i>1=5,05', h=0,15'</i>	1=4,3', h=0,085'				

Рис. 44. Сопоставление формы, шероховатости и сопротивлений при грядах, образованных из однородного и смешанного по составу песка (по Саймонсу и Ричардсону).

а, б, в, д — сопротивление потока при однородном песке больше, чем сопротивление потока при плохосортированном песке; г — сопротивление потока при однородном песке меньше, чем сопротивление потока при плохосортированном

Найдем размер диаметра частиц, которые в заданных условиях окажутся неподвижными. Для этого используем график, изображенный на рис. 39. Полагая, что скорость потока *v* при



Рис. 45. Номограмма расчета диаметра взвешенных частиц по $v'_{\rm Hp}$, H и p % данной фракции в составе донных отложений, построенная по формуле Кнороза—Леви [172].

глубине H для какой-то фракции наносов является неразмывающей скоростью, определим размер этих фракций в точке пересечения ординаты v с абсциссой H. Такое определение можно считать правомерным в качестве первого приближения. Аналогично предыдущему, пользуясь номограммой, изображенной на рис. 45, построенной по формуле критической скорости взвешивания, рекомендованной ТУ и Н по расчету деривационных каналов [132]

$$v'_{\kappa p} = 0.01 \, \sqrt[4]{\frac{p}{0.01}} \cdot \frac{w}{\sqrt{d_{cp}}} \cdot \frac{0.0225}{n} \sqrt{H},$$
 (153)

определим ту часть донных отложений, которая перейлет во взвесь. На рис. 45 показана система изолиний разного процентного содержания наносов р данной крупности в составе взвешенных наносов. Таким образом, зная глубину потока Н и скорость течения у. можно определить, какие наносы при этих условиях способны перейти во взвешенное состояние и в каком процентном выражении. Так, при глубине 10 м и скорости потока 3.0 м/сек. наносы крупностью 0.05 мм полностью перейлут во взвешенное состояние, наносы крупностью 0.2 мм будут составлять 10% всего количества этой фракции в составе донных отложений, а наносы крупностью 0,5 мм — лишь 1%. Оставшаяся часть состава донных отложений после отсекания на кривой их гранулометрического состава верхней части, соответствующей неподвижным фракциям, и нижней части, соответствующей фракциям. переходящим при данном режиме во взвесь, перестраивается в новую кривую, по которой и определяется расчетный диаметр. Если состав донных наносов после этой операции станет однородным, то за $d_{\text{расу}}$ принимается d_{50} , если неоднородным, TO d_{70}

Г. Расчет деформаций русла

Расчет деформаций русла производят для конкретных участков в зависимости от поставленной задачи. Предварительно рассматривается исходный план русла в горизонталях и на нем выделяются крупные мезоформы (осередки, побочни, острова, косы). Расчет производится применительно к перемещению и деформации этих конкретных форм.

Мезоформы в естественном состоянии часто имеют сглаженный гребень в результате его сработки под действием местного уклона. Однако выделение границы мезоформы и в этом случае не представляется труда. По плану в горизонталях определяется высота мезоформы как разность наибольшей отметки гребневой части по продольному створу и наинизшей отметки плеса. Расчет ведется для смещения наивысшей отметки гребня.

Для каждого расчетного расхода одним из рекомендуемых выше способов строятся планы течений. Поэтому не трудно выбрать значения глубины и скорости над каждой мезоформой и по этим данным рассчитать число Фруда. Используя вышеприведенные рекомендации по выбору расчетного диаметра в зависимости от состава донных отложений на участке, принимаем для однородных наносов d_{50} и для неоднородных d_{70} . В случае отсутствия подробных данных по гранулометрии донных отложений для более грубого расчета можно использовать и осредненные картограммы донных отложений. Далее по $d_{\text{расч}}$ определяют w и вычисляют критерий подвижности наносов $\frac{v}{w}$, отношение $\frac{v}{v_0}$ и $\frac{H}{d}$. По этим величинам вычисляются Δ , λ , c_r (используя рис. 9, 39 и 40).

Если размеры вычисленных гряд несоизмеримы с основной мезоформой, то, по-видимому, мезоформа находится в состоянии косвенного перемещения и найденные расчетом гряды являются вторичными. Скорость фактического сползания мезоформ $c_{\rm F}$ в этом случае можно определить, исходя из равенства среднего расхода донных наносов в створе гребня мезоформы, вычисленного по смещению вторичных гряд, местному расходу донных наносов, оцененному по смещению мезоформы,

$$q_{\mathrm{T}} = \frac{c_{\mathrm{r}_2} \Delta_2}{2} = c_{\mathrm{r}_1} \Delta_1, \qquad (154)$$

тогда

$$c_{r_1} = \frac{c_{r_2} \Delta_2}{2 \Delta_1}, \qquad (155)$$

где индекс 2 относится к размерам вторичных гряд, а индекс 1 -к размерам мезоформы. Зная время t стояния расхода Q, при котором производится расчет, определяют смещение мезоформы за этот период

$$S = c_{r_1} t. \tag{156}$$

Смещение за время каждой ступеньки гидрографа суммируется и находится общее смещение мезоформы за паводок

$$S_{\text{общ}} = \sum S_i. \tag{157}$$

В табл. 6 приведен пример расчета смещения русловой формы высотой 6,0 м и длиной 2 км.

Таблица б

Пример расчета смещения русловых форм

$\lambda_1 = 2000$ M, $\Delta = 6.0$ M																	
ð	t cyrkii	• м/сек.	М М	мм р	Fr $\frac{v}{V_{,MH}}$	w	8 6	⊲ ≺	₽₀ м/сек.	<mark>8</mark> .	$\frac{1g}{d}$	$\frac{\Delta}{H}$	Δ_2 M	λ.3	С _{Г3} м/сутки	С _г м/сутки	S M
4000	15	1,0	10	1	0,1	8	12	0,07	0,60	1,65	4,0	0,12	1,2	17	80	8	120

Легко видеть, что расчет достаточно прост. Наиболее трудоемкая его часть — получение исходных данных по скоростям течения. Такие расчеты производились для девяти различных мезоформ Нижней Волги, для которой имелись подробные планы участка русла в горизонталях, относящиеся к предыдущей (расчетному паводку) и последующей межени. Сопоставление результатов этих расчетов с фактическими смещениями мезоформ, определенными по последовательным русловым съемкам, выполнявшимся Гидропроектом, приведено в табл. 7. Как видно из данных этой таблицы, получено удовлетворительное совпадение данных расчета и фактических.

Таблица 7

	Смещение мезоформ за 3 месяца, м						
Vuortok, poli	p						
o 4actor, 104	с поправками	без поправок	натура				
Осередок у с Спартановки 1955	67		100				
Побочень у ст. Баррикады, 1955	160		125				
Ухвостье о-ва Песчаного, 1958	74	88	100				
Побочень о-ва Денежного, 1958	197	189	210				
Побочень Денежная Воложка, 1958	90	60	50				
Ухвостье о-ва Дубовского, 1964		444	650				
Осередок за о-вом Дубовским, 1964		623	700				
Побочень в Герасимовской протоке, 1964		181	170—180				

Сопоставление расчетных данных смещения S мезоформ за паводок с натурными река Волга

§ 2. Расчет меженной сработки переката

Оценка деформации русла не ограничивается расчетом сползания мезоформ. В межень, после обсыхания побочня, который на этом временно прекращает свою жизнь, начинаются деформации переката. Эти деформации выражаются в понижении отметки его гребня и в отступании наиболее высокой части переката вверх по течению.

На рис. 46 изображена схема сработки гребня переката в двухмерной постановке задачи. При активной форме движения глубина потока H_1 над гребнем переката высотой Δ_1 , при уровне ∇_1 примерно равна глубине транзитной части потока в плесе $H_{\text{пл.}}$ Скорости течения в этом случае также примерно равны.

WIN


Рис. 46. Схема сработки гребня переката,

à

Уменьшение расхода воды вызывает падение уровня до положения ∇_2 и нарушает равенство глубин над гребнем и в транзитной части плеса за счет отмирания водоворотной зоны в связи с затуханием активного движения гряды. Это приводит к уменьшению скорости течения в плесе и возрастанию скорости нал гребнем переката, в результате чего увеличивается местный расхол донных наносов.

За время t, в течение которого наблюдаются данные гидравлические условия, произойдет размыв гребня переката. Материал, который будет идти на увеличение расхода наносов при размыве, будет поступать со дна переката, т. е. произойдет понижение его гребня. Транспорт наносов, очевидно, будет осуществляться донным путем, в виде перемещения вторичных гряд с высотой Δ₂, длиной λ₂ и скоростью сползания c_{г.}. Эти параметры можно определить по местному значению числа Фруда и критерию подвижности наносов $\frac{v}{rot}$. Объем смытого материала Wна рис. 46 изображен заштрихованным треугольником, одна сторона которого (АО) представляет среднюю линию, проходящую через середины вторичных гряд, и может быть выражен в двухмерной постановке задачи его площадью. С другой стороны, этот объем можно выразить через расход донных наносов и время действия этого расхода t_{сутки}

$$V = q_{\rm r} t = S_{\triangle AOB}, \tag{158}$$

гле

$$q_{\mathrm{T}} = c_{\Gamma_2} \frac{\Delta_2}{2} \,. \tag{159}$$

Для того чтобы найти площадь треугольника АОВ, рассмотрим подробнее схему смыва гребня (рис. 47). Площадь этого треугольника можно заменить алгебраической суммой плошадей трех треугольников

$$S_{\triangle ABD} + S_{\triangle DBO} - S_{\triangle AOD}. \tag{160}$$

Тогда площадь первого треугольника будет равна произведению высоты на половину основания треугольника, т. е. $0.5 \frac{\Delta_1}{2}$, вторая $S_2 = \frac{\Delta_1}{2} \cdot \frac{p}{2}$ и третья $S_3 = \frac{\Delta_1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\Delta_1}{2} - \varepsilon_1 \right).$

Весь смытый объем равен

$$W = \frac{l \Delta_1}{4} + p \frac{\Delta_1}{4} - \frac{\Delta_1}{2} \left(\frac{\Delta_1}{2} - \varepsilon_1 \right). \tag{161}$$

Из $\triangle OBD$ найдем значение катета

$$p = \frac{\Delta_1}{2} \operatorname{tg} \alpha. \tag{162}$$



Рис. 47. Фрагмент схемы сработки гребня переката.

Так как α — угол естественного откоса гряды и он близок к 45°, катет будет равен

$$p = \frac{\Delta_1}{2} . \tag{163}$$

Тогда

$$4 \frac{W_1}{\Delta_1} = l_1 + \frac{\Delta_1}{2} - \Delta_1 + 2\varepsilon_1, \qquad (164)$$

так как Δ_1 мало по сравнению с l_1 , то еще более мала по сравнению с l_1 алгебраическая сумма

$$\frac{\Delta_1}{2} - \Delta_1 + 2\varepsilon_1, \qquad 1$$
 (165)

которой можно пренебречь. Тогда в первом приближении

$$\frac{4W_1}{\Delta_1} = l_1. \tag{166}$$

Для расчета последующей длины отступания гребня производится расчет по новым значениям высоты $\frac{\Delta_1}{2} - \varepsilon_1$ и с учетом

147

10*

изменения величины *l*₁. Площадь △*LAO* будет равна алгебраической сумме площадей треугольников

$$W_{2} = S_{\Delta LAO} + S_{\Delta AOQ} - S_{\Delta LOQ} = \frac{l_{2}}{2} \left(\frac{\Delta_{1}}{2} - \epsilon_{1}\right) + \frac{l_{1} + p}{2} \left(\frac{\Delta_{1}}{2} - \epsilon_{1}\right) - \frac{l_{1} + p}{2} \left(\frac{\Delta_{1}}{2} - \epsilon_{1} - \epsilon_{2}\right), \quad (167)$$

или, упростив и помня, что $p = \frac{\Delta_1}{2}$, получим

$$2W_2 = l_2 \left(\frac{\Delta_1}{2} - \varepsilon_1\right) + \left(l_1 + \frac{\Delta_1}{2}\right) \varepsilon_2, \qquad (168)$$

$$l_2 = \frac{2W_2 - \left(l_1 + \frac{\Delta_1}{2}\right)\varepsilon_2}{\left(\frac{\Delta_1}{2} - \varepsilon_1\right)}.$$
(169)

В формуле (169) неизвестно ε_2 , но для нахождения длины l_2 , во много раз превышающей величину ε , в первом приближении можно принять $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$, тогда

Последующая длина отступания гребня будет

$$l_{3} = \frac{2W_{3} - \left(l_{1} + l_{2} + \frac{\Delta_{1}}{2}\right)\varepsilon_{2}}{\left(\frac{\Delta_{1}}{2} - \varepsilon_{1} - \varepsilon_{2}\right)}$$
(171)

и т. д. до тех пор, пока сумма є не будет равна $\frac{\Delta_1}{2}$, т. е. до тех пор, пока не произойдет полная сработка первоначальной гряды.

В выражениях (169) — (171) W_2 и W_3 соответственно означают произведение полувысоты вторичных гряд или гряд третьего порядка на скорость их перемещения и время *t* действия гидравлических условий, соответствующих образованию этих гряд.

Для расчета сработки гребня переката ε_1 рассмотрим подобные треугольники *MBR* и *ABF*, в которых *MR*: *AF*=*BR*: *BF*= $=\Delta_1:\varepsilon_1, \tau. e.$

$$\lambda_1: l_1 = \Delta_1: \varepsilon_1,$$

или

$$\varepsilon_1 = \frac{l_1 \,\Delta_1}{\lambda_1} \,, \tag{172}$$

для є₂ имеем

$$\lambda_1: (l_1+l_2) = \Delta: (\varepsilon_1+\varepsilon_2),$$

$$\varepsilon_2 = \frac{(l_1 + l_2) \,\Delta_1}{\lambda_1} - \varepsilon_1. \tag{173}$$

для єз

т. е.

$$\lambda_1: (l_1+l_2+l_3) = \Delta_1: (\varepsilon_1+\varepsilon_2+\varepsilon_3),$$

тогда

$$\varepsilon_3 = \frac{(l_1 + l_2 + l_3) \Delta_1}{\lambda_1} - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2), \qquad (174)$$

или в общем виде

$$l_i = \frac{2W_i - \left(\sum_{0}^{i-1} l_i\right)\varepsilon_{i-1}}{\frac{\Delta_1}{2} - \sum_{0}^{i-1}\varepsilon_i}$$
(175)

И

$$\varepsilon_i = \underbrace{\left(\sum_{0}^{i} l_i \right) \Delta_1}_{\kappa_1} - \sum_{0}^{i-1} \varepsilon_i.$$
(176)

Смыв гребня при стабильных меженных условиях ведет к выполаживанию гребня переката, а следовательно, к уменьшению местного уклона, что в свою очередь замедляет процесс размыва переката.

При размыве переката его наивысшая отметка начинает перемещаться вверх по течению, что неоднократно наблюдалось в натурных условиях. Чем длиннее и ниже спад, тем интенсивнее размыв переката, чем выше сток в межень, тем устойчивее перекат. Пример расчета сработки гребня переката приведен в табл. 8.

§ 3. Расчет наибольшей возможной глубины размыва русла

В практике проектирования малых гидротехнических сооружений на реках и каналах очень часто приходится встречаться с задачей определения наибольшего ожидаемого размыва русла при уровнях (или расходах) заданной обеспеченности.

Величину максимального размыва при расходе (или уровне) заданной обеспеченности можно связать с размером наибольших гряд, способных образоваться в русле при заданных условиях. Таким образом, все расчеты сводятся к определению наибольшей глубины подвалья, или наибольшей высоты гряды Δ_{max} , соответствующей ожидаемым условиям.

Расчет деформациі

 $\Delta_1 = \lambda_1 =$

<u></u>	[,	1	1	· ·		Втор	ичные г	ряды
H _{RSA}	H _{nep}	<i>v</i> ₁	лер Сал	Frı	Fr _{nep}	$\left(\frac{v}{w}\right)_{1}$	$\left(\frac{v}{w}\right)_{nep}$	Δ ₂	λ	с _{г,}
10	10	2,0	2,0	0,200	0,200	10	10	1	143	>13
8	6	1,6	2,13	0,180	0,276	8,0	11	0,9	30	149.
5	3,7	1,4	1,86	0,200	0,303	7,0	9,3	0,56	18	149
							l		4.	

Анализ материалов по грядовому движению наносов показывает, что высота гряды зависит от соотношения глубины и скорости потока (при данном составе песка), причем формирование гряд происходит таким образом, что с увеличением относительной скорости потока $\frac{v}{v_0}$ растет и отношение $\frac{\Delta}{H}$ (рис. 40), которое достигает наибольшей величины при постоянном значении $\frac{v}{v_0}$ (для данного песка). Высота наибольшей гряды для данного состава песка зависит только от глубины потока

$$\Delta_{\max} = k_1 H_p, \qquad (177)$$

где k_1 — переменная, зависящая от величины d и представляющая собой не что иное, как $\frac{\Delta}{H}$ (при условии $\frac{v}{v_0}$ = const для данного d).

Однако необходимо учесть обеспеченность величины $\frac{v}{v_0}$, при которой наступает Δ_{\max} , а следовательно, оценить обеспеченность k, связанную с $\frac{v}{v_0}$.

На рис. 40 видно, что для каждого интервала $\lg \frac{H}{d}$ можно принять среднее значение k_1 и свести эти данные в таблицу.

По экспериментальным данным установлены значения k_1 для каждого интервала крупности донных наносов.

Пользуясь данными табл. 9, для уровней заданной обеспеченности (полагая, что обеспеченность уровня должна соответствовать обеспеченности появления Δ_{\max}) можно определить наибольшую возможную высоту гряды Δ_{\max} . При этом расчетное значение глубины $H_{\rm p}$, входящее в формулу (177), вычисляется

	1	D2
-12		5).

гребня переката

2,0 м 2000 м

			s				
$ \begin{array}{c} c_{\Gamma_{\rm KOCB}} = \\ = c_{\Gamma} \frac{\Delta_2}{2\Delta_1} \end{array} $	Время t суткн	$S = c_{\text{KOCB}} t$	<i>q_m/b</i> м²/сутки	$W = q_m t$ M ²	Отступание гребня $l = \frac{2 W}{0,5 \Delta_1}$	Понижение отметки на гребне $\varepsilon = \frac{i\Delta_1}{\lambda_1}$	$\Delta = \Delta_1 - \varepsilon$
3.25	10	32,5			—		-
·	15		67,5	3 38	675,0	0,675	1,3
	10	_	42,0	420	1250,0	0,81	0,49
					目を含き		

как сумма средней глубины участка в межень $\overline{H}_{\rm M}$ и превышения уровня заданной обеспеченности над меженным горизонтом воды

$$H_{\rm p} = \overline{H}_{\rm M} + \delta H_{p\%} \,. \tag{178}$$

Таблица 8

Величина средней глубины участка в межень может быть определена путем совмещения меженных поперечников и выделения толщины деятельного слоя (рис. 48). Половина этой тол-





щины⁴ и представляет собой ту отметку условного горизонта, от которой отсчитывается меженная глубина.

¹ С учетом запаса и естественной вариации высот гряд в пределах 30% вместо коэффициента 0,5 берется 0,65.

Таблица 9

·	<i>p</i> %							
k1	10	5	1	0,1				
		При Ig $\frac{H}{d}$ > 3,0						
	0.05	0.00	0.95					
0,0 - 0,20	0,25	0,30	0,35	0,40				
0,23 - 0,50	0,20	0,25	0,30	0,35				
0,50-1,00	0,15	0,20	0,25	0,30				
1,005,00	0,12	0,16	0,20	0,25				
				1				
	При	$\lg \frac{H}{d}$ от 2,5 до	3,0					
1	· · · ·			1				
0,00—0,25	0,35	0,40	0,45	0,50				
0,25-0,50	0,30	0,35	0,40	0,45				
0,50—1,00	0,25	0,30	0,35	0,40				
1,00—5,00	0,20	0,25	0,30	0,35				
Свыше 5 мм	0,15	0,20	0,25	0,30				
]	1	1						
	При	$Ig = \frac{H}{2}$ or 2 to 2	2.5					
ê.		s d ··· - A··	,0					
0.00-0.25	0.40	0 45	· 0.50	0.55				
0.25-0.50	0.35	0.40	0 45	0,50				
0,50-1.00	0.30	0.35	0.40	0,00				
1,00-5,00	0,25	0.30	0.35	0,40				
Свыше 5 мм	0,20	0,25	0,30	0.35				
			,	-,				
H								
	При	$g \overline{d}$ or 1,5 do	2,0					
0.50-1.00	0.35	0 40	0.45	0.50				
1.00-5.00	0.30	0.35	0,40	0,00				
Свыше 5 мм	0.25	0,30	0.35	0,40				
	-,	0,00	0,00	0,40				

Значения коэффициента k в зависимости от крупности наносов и обеспеченности уровня

За расчетную глубину можно принять среднюю из максимальных глубин по всем поперечникам участка. Толщина деятельного слоя вследствие различия скоростного режима в поперечном сечений не одинакова по всей ширине русла. Поскольку нас интересует наибольшая глубина размыва, то средняя глубина из максимальных на участке окажется более близкой к искомой величине H_p , чем формально осредненная глубина участка. Тогда искомое значение наибольшей возможной глубины размыва будет равно:

$$H_{\max} = k_1 \left(\overline{H}_{\mathrm{M}} + \delta H_{p\%} \right) + 0.65 \Delta_{\max}. \tag{179}$$

Для криволинейных участков, где наблюдается больший размыв, эта формула имеет следующий вид:

$$H_{\max} = k_1 \left(\overline{H}_{M} + \delta H_{p\%} \right) + \Delta_{\max}.$$
(180)

В табл. 10 представлены примеры расчета и результаты сопоставлений с наблюденным $H_{\rm max}$.

Следует сказать, что определения расчетной глубины при осередковом типе процесса, при котором наблюдаются значительные скорости смещения гряд в паводок, можно совмещать поперечные профили, полученные за ряд последовательных меженных промеров в створе *I* (такой прием был использован при расчетах для рек Сыр-Дарья и Аму-Дарья).

При расчете необходимо задаваться превышениями уровней воды разной обеспеченности. Однако в распоряжении автора не имелось материалов по длительному ряду наблюдений за уровнями для рассматриваемых участков (р. Полометь). Поэтому в качестве грубого приближения для проверки самой идеи предлагаемого расчета были приняты условные обеспеченности, полученные по короткому ряду наблюдений. Этим и объясняются столь высокие обеспеченности уровня за 1958—1962 гг.

Для других рек превышение уровня над горизонтом меженных вод было принято из ежегодников, причем максимальному превышению была придана обеспеченность 0,1%; соответственно приняты уменьшенные значения превышений для других обеспеченностей. Условность назначения процента обеспеченности уровня воды обусловливает приближенность оценки обеспеченности расчетных величин глубины размыва. Однако для иллюстрации применимости предлагаемого расчетного метода это обстоятельство не должно играть большой роли, так как сопоставляется только порядок величин.

Приведенное сопоставление может свидетельствовать об удовлетворительном совпадении наблюденных глубин H_{\max} и диапазона расчетных наибольших глубин.

Примеры сопоставления расчета максимальных глубин $H_{\max pacy}$ с наблюденными $H_{\max hab \pi}$ (по средним глубинам в межень \overline{H}_{m})

Река, участок	Год	Глу- бина в ме-	Превышение паводочного уровня над меженным, расчет		Расчетная глубина 		k,		đ	۵ _{max}		Н _{тах расч}		Н _{тах пабл}	р%
		жень, м	10%	1%	10%	1%	10%	1%	MIM	10%	1%	10%	1%		
Излучина II	1960	0,85	0,95	1,85	1,80	2,70	0,20	0,30	2,1	0,30	0,67	2,16	3,37	3,54	2,5
	1961	0,90	0,95	1,85	1,85	2,75	0,20	0,30	2,1	0,37	0,82	2,22	3,57	3,02	2,5
	1962	1,30	0,95	1,85	2,25	3,15	0,15	0,25	2,1	0,34	0,79	2,59	3,94	3,72	0,8
р. Полометь, пря- мой участок	1960	0,60	0,95	1,85	1,55	2,45	0,20	0,30	2,1	0,23	0,61	1,70	2,84	2,98	
	1961	0,70	0,95	1,85	1,65	2,55	0,20	0,30	2,1	0,33	0,77	1,86	3,05	2,84	2,5
	1962	1,50	0,95	1,85	2,45	3,35	0,15	0,25	2,1	0,38	0,84	2,70	3,90	3,50	0,8
Сыр-Дарья, с. Ка- залинское	1953— 57	3,40	1,5	2,5	4,90	5,90	0,30	0,40	0,11	1,47	2,36	5,85	7,44	6,8	
Сыр-Дарья, про- ток Кара-Узяк	1953— 56	2,90	1,5	2,5	4,40	5,40	0,25	0,35	0,26	1,10	1,89	5,31	6,63	6,5	_
Саралевская Во- ложка (излу- чина)	1965	3,9		5,0		8,9		0,40	0,20		3,60		12,5	13,40	
р. Окоце, с. Кинч- ха (Кавказ)	1967	0,45	0,6	0,9	1,05	1,35	0,15	0,25	20,0	0,10	0,32	1,15	1,55	1,25	

§ 4. Расчеты занесения русловых прорезей или траншей

Часто применяющееся регулирование русел рек путем дноуглубления перекатных участков делает определение устойчивости выполненных прорезей широко распространенной задачей. Кроме того, при переходах через реки трубопроводами, дюкерами и кабелями также требуются расчеты глубины заложения и устойчивости сооружаемых для этого траншей на дне реки. Это необходимо для нормальной эксплуатации таких переходов.

Поэтому расчеты занесения прорезей и траншей представляют важную задачу.

В ЛИИВТе за последнее время была разработана методика расчета деформации прорезей, основанная на учете занесения прорезей в результате движения песчаных гряд. Б. Ф. Снищенко [125] на основании натурных материалов составил схему занесения прорези грядами и справедливо выделил два различных случая ее занесения — наползающим сверху уступом и в результате образования гряд в самой прорези. Сам факт перехода от бесструктурных представлений о транспорте наносов к рассмотрению перемещения песчаных гряд безусловно является прогрессивным и заслуживает одобрения. Основной процесс занесения прорези в этой работе охарактеризован правильно. Однако Снищенко в своей расчетной зависимости не отражает связи изменения гряд с последовательным изменением гидравлики потока, а рассматривает это явление как малопонятный процесс «потери глубины».

Кроме того, построенная на чисто натурном материале (без анализа соответствия гидравлических условий размерам зафиксированных гряд), эта расчетная формула носит, пожалуй, эмпирико-региональный характер. Проверка формулы для иных условий, чем те, для которых она была составлена, выявила необходимость введения в нее дополнительного коэффициента. Надо также отметить, что при получении этой формулы использовался расчет потерь энергии, по В. С. Кнорозу, справедливый только для одного типа гряд — плоских гряд. Соотношение между длиной водоворотной зоны и длиной гряды принималось Кнорозом как 1:10. Как показали наши эксперименты, это соотношение зависит от формы гряд и в пределе может достигать отношения 1:2 (для рифелей).

Учитывая важность задачи, попытаемся рассмотреть ее решение с точки зрения закономерностей перемещения гряд.

Рассмотрим отдельно выделенные Снищенко два случая занесения прорези, только будем давать эти случаи в иной трактовке.

Итак, при расчете занесения русловых прорезей могут встретиться два случая:

1) занесение прорезей песчаными грядами, свойственными измененному гидравлическому режиму в том случае, когда прорезь создана плавным переходом от бытовых глубин к глубинам выемки;

2) занесение прорези перемещением уступа (если прорезь выполнена с уступом), который может рассматриваться при таких условиях как мезоформа, находящаяся при несвойственном ей режиме (рис. 49). Тогда движение уступа будет представлять со-



Рис. 49. Занесение прорези, выполненной с уступом по схеме косвенного движения мезоформы.

бой косвенное перемещение за счет движения в бытовых условиях вторичных песчаных гряд.

Если бы процесс занесения прорези был установившимся, т. е. в прорези двигались бы гряды неизменного размера и скорости, то время занесения прорези легко было бы определить по привеленным в главе V номограммам $q_{\rm T}$

$$t = \frac{W \, \mathrm{M}^3}{q_{\mathrm{T}} \frac{\mathrm{M}^3}{\mathrm{CytKH}}} \,\mathrm{CytKH}.$$
(181)

Для грубых расчетов, по-видимому, можно воспользоваться этим выражением. На самом деле в прорези происходит непрерывное изменение размеров гряд и скорости их смещения вследствие изменения гидравлических условий — уменьшения глубины и увеличения скорости течения (при неизменном расходе воды). Такое изменение будет происходить до восстановления бытового режима, т. е. до полного занесения прорези. Время занесения может быть определено либо по формуле

$$t = \frac{2W \,_{\rm M^3}}{(q_{\rm T \, hau} + q_{\rm T \, 6bit})}, \qquad (182)$$

либо, если требуется более точный расчет, путем последовательного определения размеров гряд и скоростей их перемещения для заданного диапазона изменения гидравлических характеристик потока в прорези. По начальным условиям течения в прорези по графикам (рис. 9, 39, 40) определяют размеры гряд Δ_2 и c_{r_2} . За-

тем в расчетную глубину вводят поправку $\frac{\Delta_2}{2}$; по расходу и новой глубине определяют величину средней скорости для второй стадии расчета, по которым определяют следующие размеры гряд и соответствующий им расход наносов и т. д. Время занесения прорези может быть определено либо делением объема выемки на средний расход наносов, либо суммированием последовательных отрезков времени, определяемых как частное от деления

$$t = \frac{S}{c_{r_i}}, \qquad (183)$$

где *S* — длина прорези, заносимая для каждых последовательно определяемых условий на половину высоты формирующихся в данном случае гряд.

Если прорезь выполнена с уступом, то расчет времени занесения будет производиться по формуле

$$t = \frac{S}{c_{\text{косв}}} \quad \text{сутки}, \tag{184}$$

где $c_{\text{косв}} = c_{r_1}$ определяется по формуле косвенного перемещения мезоформ (155), в которой Δ_1 — высота уступа, а Δ_2 и c_{r_2} — высота и скорость перемещения песчаных гряд, образующихся в бытовых условиях на ненарушенном дне перед прорезью (рис. 49).

Одновременно с определением времени занесения прорези необходимо оценить степень сработки уступа за отрезки времени, меньшие времени полного занесения прорези *t*. Расчет ведется аналогично выполняющемуся при оценке сработки гребня переката по методике, изложенной в § 3. Если высота уступа за время *t* понизится на ощутимую величину, расчет повторяют с введением поправки на новую высоту уступа.

В табл. 11 приведено сопоставление скорости смещения уступа прорези по приведенной методике с натурными данными для разных рек, опубликованными Б. Ф. Снищенко. Из данных табл. 11 видно, что во всех случаях, кроме р. Волги, получено удовлетворительное совпадение расчетных данных с наблюденными величинами смещений.

При оценке интенсивности натурных величин смещения следует учитывать, что удлинение срока между последовательными натурными наблюдениями за положением уступа прорези может привести к получению ошибочных величин скорости смещения,

Таблица 11

Расчетные параметры	гр. Полометь	p. Jlyra — Aiuepa	р. Дон — Соленый Яр	р. Волга — с. Солодни- ковский перекат	р. В. Дон— Н. Рубежный	р. Вычегда — Суходольский	р. Вычегда — Н. Мунтас- ский	р. Ока
Н м	0,20	2,20	3,80	5,50	1,40	3,00	1,45	
υм	0,45	0,54	0,88	0,90	0,63	0,75	0,68	
d mm	1,00	0,40	0,20	0,20	0,20	0,50	0,40	
<i>с</i> у м/сутки (натура)	12,00	0,28	5,64	0,97	5,73	2,05	6,02	3,1
с _у м/сутки (расчет)	11,70	1,06	8,30	12,6	5,10	5,10	4,80	2,2

Сопоставление скоростей занесения прорезей

если за этот период наблюдалось изменение гидравлических условий, приводящее, например, к полной остановке уступа, если скорости течения на какой-то период времени падали до неразмывающих значений. Видимо, этот случай применим как раз к прорези на р. Волге. Предположение, что используемая методика расчета неприменима к волжским условиям было бы, очевидно, несостоятельным, так как расчеты смещения русловых форм, выполненные как раз для разных участков р. Волги, в том числе и для Нижней Волги, где расположен Солодниковский перекат, показали пригодность этой методики (см. табл. 8).

§ 5. Область применения расчетных зависимостей

Приведенные задачи по определению деформаций русла применимы, как говорилось выше, для тех типов руслового процесса, при которых основным является перемещение русловых форм песчаных гряд крупного размера, т. е. для ленточногрядового, побочневого и осередкового типов руслового процесса.

Известно, что при меандрировании в русле также наблюдается перемещение донных наносов в виде песчаных гряд. Как указывалось в главе V, лабораторные исследования деформаций излучины показали, что форма транспорта донных наносов, или форма перемещающихся на перекатном участке песчаных гряд влияет при прочих равных условиях на направление планового развития излучины.

По-видимому, зная форму песчаных гряд на перекатном участке, можно определить относительные размеры плёса, место встречи основной транзитной струи с вогнутым берегом и в зависимости от интенсивности течения и сопротивляемости грунтов берега размыву определить место и интенсивность разрушения берега. В этом смысле намечаются пути расчета плановых деформаций излучины с помощью предложенной классификации гряд.

Вероятно, на этот процесс будет оказывать влияние также форма гидрографа, сказывающаяся на форме песчаных гряд.

Приведенные соображения, однако, требуют еще детальных исследований и нуждаются в проверке.

Для расчета русловых деформаций по предлагаемому методу необходимо знать глубину и скорость потока и расчетный диаметр донных наносов при данных гидрологических условиях. Нет никакой принципиальной разницы между применением этого метода в условиях равномерного или неравномерного потока, при установившемся или при неустановившемся характере течения, для случаев, когда кривая свободной поверхности имеет вид кривой подпора или кривой спада.

Для того чтобы рассчитывать ожидаемые деформации русла, выражаемые смещением русловых форм при неравномерном течении, необходимо при построении плана течений расчетные поперечники располагать более часто. Для того чтобы учесть деформации русла при неустановившемся течении, следует заменить естественный гидрограф ступенчатым графиком, и, чем больше будет ступенек в гидрографе, тем, очевидно, ближе будет расчет к натуре.

Все сказанное справедливо, в частности, и для зоны выклинивания подпора. При расчете деформаций русла в этих условиях необходимо на расчетном участке разместить большее, чем обычно, количество поперечников и гидрограф стока на этом участке разбить на большее число ступенек. Это позволит рассматривать деформации русла, соответствующие местным изменениям кривой свободной поверхности. По-видимому, гряды в условиях зоны выклинивания подпора будут весьма неустойчивыми. При не очень больших глубинах и достаточных скоростях эти гряды будут формироваться и перемещаться активно. При увеличении глубины и падении скоростей эти гряды будут перемещаться косвенно или вообще прекратят свое перемещение.

Когда же происходит увеличение скоростей течения и глубины, процесс будет обратно направленным: стоящие гряды начнут перемещаться косвенно, затем двигаться активным путем, а при сильной сработке водохранилища возможна местная промывка дна зоны выклинивания подпора — смыв гряд, соответствующий интенсивному расходу донных наносов и занесению чаши водохранилища.

Все описанные процессы могут быть рассчитаны с помощью предлагаемого метода. В каждом из этих случаев поведение мезоформ будет диктоваться существующим гидравлическим режимом и его изменчивостью. Точность прогноза или расчета будет определяться, по-видимому, лишь степенью точности учета измененных гидравлических условий. Очевидно, при решении

перечисленных задач необходимо каждый раз после анализа гидравлического режима выбирать необходимую подробность схематизации гидрографа ступенчатым графиком, что и позволит использовать рекомендуемый метод для зарегулированных рек, зон выклинивания подпора и других сложных случаев.

Допустимость применения зависимостей (см. рис. 9, 39 и 40) для инженерных расчетов может быть проверена путем сопоставления расчетов с натурными материалами. Такая проверка производилась на основе использования натурных материалов по рекам Поломети, Волге, Дону и др. Результаты этой проверки оказались удовлетворительными. Лучшие совпадения получались в тех случаях, когда определялось общее смещение мезоформ за паводок (табл. 8), представляющее собой сумму смещений за время стояния каждой ступеньки гидрографа. В пределах одной ступеньки действительный расход воды непрерывно меняется. Расчеты же размеров и движения микроформ, посредством которого осуществлялось перемещение рассматриваемых средних форм, производились для принятого постоянного расхода. Конечно, размер рассчитанных микроформ отличался от размера тех, которые наблюдались в действительности при неустановившемся режиме. Однако итоговые смещения средних форм. вычисленные за паводок (как это следует из данных табл. 8), все же дают вполне удовлетворительное совпадение.

Когда же производилось непосредственное сравнение расчетных и наблюденных микроформ [43], то влияние неустановившегося движения воды на размеры гряд сказывалось в большей степени.

Сказанное справедливо не только для наблюдений в паводок, но также и в межень. Как указывалось, расхождение между расчетными и наблюденными значениями микроформ не является препятствием для определения суммарного смещения средних форм за время половодья. При оценке меженных деформаций дело обстоит несколько иначе. Здесь в состоянии косвенного движения могут оказаться не только средние формы, но также гряды, унаследованные от предыдущего режима, относящиеся к промежуточному типу гряд (переходные формы от средних к микроформам).

Движение гряд в межень, как правило, наблюдается при сравнительно малых значениях скорости потока, когда незначительное ее уменьшение может привести не только к замедлению сползания гряд, но также к их полной остановке. Временное уменьшение скорости потока может пройти незамеченным при условии определения расходов воды в начале и конце периода наблюдений за грядами. Для квалифицированного сопоставления гряд необходимо иметь подробную характеристику изменения гидравлики потока за период наблюдений, которой обычно не имеется. Вследствие этого иногда появляются ошибки при оценке скорости смещения гряд, связанные с завышением продолжительности периода их активного движения. При натурных наблюдениях за скоростями смещения гряд из общего времени между последовательными промерами необходимо исключать такие периоды, в течение которых скорость потока падала до неразмывающей и гряды прекращали свое движение.

Сказанное применимо и к тому случаю, когда незначительное уменьшение скорости течения при одновременном падении уровня воды вызывает замедленное смещение зафиксированных гряд, осуществляющееся путем перемещения по их телу мелких гряд рифелей и барханов, размеры которых, как правило, не всегда фиксируются эхолотом. Поэтому вопрос о выборе рационального интервала времени между последующими промерами для определения надежных характеристик гряд является очень важным.

С одной стороны, этот интервал должен быть достаточным для надежного определения величины смещения гряд, так как при малой его величине возрастает относительная ошибка определения.

С другой стороны, увеличение интервала времени требует учета промежуточной гидравлики потока. Кроме того, при большом интервале времени между промерами гряды могут переместиться на расстояние, превышающее их длину. Тогда при движении на участке похожих гряд затруднительно установить ту, которая была измерена при начальном промере, а значит, возможны крупные просчеты в оценке величины смещения гряд и скорости их сползания, т. е. к натурным материалам по грядам следует относиться с большой осторожностью.

Высказанные соображения в большей мере относятся к таким характеристикам гряд, которые зависят от скорости течения, т. е. к скорости смещения гряд и их шагу. Более устойчивой в этом отношении является высота гряд, зависящая главным образом от глубины, которая в меженных условиях менее изменчива, чем скорость течения.

ГЛАВА VII

МОДЕЛИРОВАНИЕ РУСЛОВОГО ПРОЦЕССА НА РАЗМЫВАЕМЫХ МОДЕЛЯХ

§ 1. Общие соображения

При решении задач о деформациях русла на конкретных участках, представляющих народнохозяйственный интерес. часто приходится прибегать к моделированию деформаций русла на размываемых моделях. Однако до сих пор среди исследователей широко распространено мнение, что размываемые модели в лучшем случае могут обеспечить только качественную картину леформаций. Это мнение объясняется тем, что исследователю приходится сталкиваться в этих случаях с целым рядом затруднений, связанных с тем, что методика исследования гидравлики потока, разработанная для жестких моделей, не вполне пригодна для размываемых моделей. Действительно, применяя закон моделирования, по Фруду, и рассчитывая, исходя из этого закона. размеры модели и величину расхода воды, получают такие скорости течения, при которых песчаные наносы остаются неподвижными. В этом случае возможны два выхода — или замена песчаных наносов другим легкоподвижным материалом, или увеличение расхода воды на модели против рассчитанного, по Фруду. Однако как выбор заменителя, так и назначение величины форсированного расхода зависят в большей или меньшей степени от интуиции исследователя. Действительно, от вида заменителя зависит форма гряд и величина транспорта наносов, поэтому не безразлично, какой именно заменитель может быть применен для данных условий.

Увеличение расхода воды приводит к перемещению песчаных наносов на модели. Однако необходимо выбрать такую величину форсированного расхода, чтобы на модели перемещались гряды, аналогичные грядам в натуре. При этом простое увеличение расхода воды, по сути дела, сводит на нет принятое подобие, по Фруду. Этими обстоятельствами и объясняется распространенное мнение о том, что русловые модели с подвижным дном не могут дать количественных данных для пересчета в натуру.

Анализ экспериментального материала по движению донных наносов в виде песчаных и гравелистых гряд показал, что при соблюдении основного критерия теории моделирования на жестких моделях (равенство чисел Фруда в натуре и лаборатории) далеко не всегда может наблюдаться подобие руслового процесса. Это подобие будет наблюдаться при определенных сочетаниях чисел Фруда модели и натуры в зависимости от соотноше-

ния критерия подвижности наносов $\frac{v}{r_0}$ модели и натуры.

Как известно, на рис. 9 представлена графически зависимость крутизны гряд $\frac{\Delta}{\lambda}$ и скорости их смещения $c_{\rm r}$ от числа Fr и $\frac{v}{w}$. Каждая из представленных на этом графике областей включает гряды одного типа с нарастанием значений их крутизны и увеличением скорости смещения гряд от нижней границы области к верхней (исключая области смыва гряд и гладкой фазы, где наблюдается уменьшение крутизны гряд к верхней границе области при продолжающемся росте скорости смещения гряд.) Качественные различия этих семи форм движения донных наносов были описаны в главе II.

Тот факт, что подобные гряды (гряды с одинаковой крутизной $\frac{\Delta}{2}$ и равной скоростью сползания $c_{
m r}$) могут наблюдаться в широком диапазоне изменения чисел Фруда и критерия подвижности наносов $\frac{v}{r_{01}}$, имеет большое значение для моделирования на размываемых моделях. По-существу, это означает, что подобия руслового процесса в натуре и в лаборатории можно добиться £ ... при множестве сочетаний Fr и $\frac{v}{\frac{\pi}{10}}$, т. е. при множестве сочетаний величины форсированного расхода и соответствующей ему крупности донных наносов. Причем для песка данной крупности может существовать только одно значение форсированного расхода, при котором русловой процесс будет не только качественно, но и количественно аналогичен русловому процессу в натуре. Наоборот, для данного расхода при данных размерах модели будет пригоден песок (или его заменитель) только одной гидравлической крупности, что обеспечит получение необходимого значения диаметра d, при котором форма и поведение гряд в натуре и в лаборатории будут одинаковыми. Это обстоятельство расширяет возможности экспериментатора, так как в зависимости от крупности песка, имеющегося в его распоряжении, он может задать на модели необходимый гидравлический режим, обеспечивающий подобие руслового процесса в натуре и в лаборатории.

11*

Если экспериментатор стеснен масштабом и производительностью установки (малые размеры площадки и малая мощность насосов), то он может подобрать для данного гидравлического режима модели необходимый сорт песка или его заменитель.

Отсюда вытекает, что основным критерием, который должен соблюдаться при моделировании руслового процесса, является, по-видимому, подобие русловых форм при равенстве критерия крутизны гряд¹

$$\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_{\rm H} = \left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_{\rm M}.$$
 (185)

Однако использование равенства (185) возможно в чистом виде лишь для неискаженных моделей, так как при искаженном моделировании Δ и λ будут иметь разный масштаб, а значит исказится и величина $\frac{\Delta}{\lambda}$, что может привести к перемещению на модели качественно других русловых образований.

Это обстоятельство, кстати, может служить критерием для определения допустимого искажения масштаба русловой модели, так как для подобия руслового процесса в натуре и в лаборатории необходимо, чтобы русловые формы находились в одной и той же качественной области движения донных наносов. В противном случае (например, если в процессе выбора масштабных коэффициентов область крутых гряд, наблюдавшаяся в натуре, будет заменена движением донных наносов в гладкой фазе или антидюнным движением наносов) о подобии руслового процесса нельзя и помышлять. Кроме того, предел допустимости искажения вертикального масштаба по отношению к плановому определяется также пределом естественно возможного соотношения высоты и длины гряды, который не превышает значения 0,2.

С учетом вышеприведенных соображений станет понятным, почему допустимое искажение масштаба для размываемых моделей колеблется в пределах 1,5—4, и попытки использовать большее искажение обычно приводят к переходу русловых форм в иное качественное состояние. В наиболее благоприятных случаях (натурные значения крутизны гряд составляют 0,005—0,01, а лабораторные — 0,04—0,08), вероятно, допустимо и большее искажение масштабов (8—16), так как между областью плоских гряд (минимальные значения крутизны $\frac{\Delta}{\lambda}$) и областью перекошенных гряд (большие значения крутизны $\frac{\Delta}{\lambda}$) наблюдается

¹ Это положение справедливо для побочневого, ленточногрядового и осередкового типов руслового процесса, где сущность явления связана с переформированием мезоформ, имеющих грядовую структуру. По-видимому, это положение справедливо также для ограниченного меандрирования и для слабоизвилистых участков свободного меандрирования.

постепенный качественный и количественный переход. Однако это еще требует дополнительного исследования.

Исходя из изложенного, рассмотрим ход расчета моделей, значение масштабных коэффициентов и выберем величины форсированного расхода и крупность донных наносов как для моделирования без искажения, так и с искажением масштаба.

§ 2. Моделирование без искажения масштаба

В зависимости от конкретной задачи осуществляется выбор участка моделирования. Задаваясь α_L в соответствии с размерами свободной площади

$$\alpha_L = \frac{L_{\rm M}}{L_{\rm H}}, \qquad (186)$$

определяем горизонтальный масштаб моделирования.

За определенный критерий моделирования принимается равенство крутизны русловых форм в природе и на модели

$$\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_{\rm H} = \left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_{\rm M}.$$

Это приводит к равенству скоростей смещения гряд (рис.9)

$$(c_{\rm r})_{\mu} = (c_{\rm r})_{\rm M},$$
 (187)

что в свою очередь приводит к равенству масштабных коэффициентов длины и времени

$$\frac{L_{\rm M}}{L_{\rm H}} \cdot \frac{t_{\rm H}}{t_{\rm M}} = \alpha_{\rm c_{\rm r}} = 1.$$
(188)

$$\alpha_I = \alpha_I \,. \tag{189}$$

Отсюда масштаб скорости равен

$$\alpha_v = \alpha_L \frac{1}{\alpha_t} = 1, \tag{190}$$

или

$$v_{\rm M} = v_{\rm H}.\tag{191}$$

Тогда масштаб числа Фруда¹ будет

$$\alpha_{\rm Fr} = \frac{{\rm Fr}_{\rm M}}{{\rm Fr}_{\rm H}} = \frac{\alpha_{\upsilon}}{\sqrt{\alpha_L}} = \frac{1}{\sqrt{\alpha_L}}, \qquad (192)$$

¹ Масштаб числа Фруда, очевидно, будет определять степень форсированности расходов и вводится здесь по аналогии с масштабными коэффициентами гидравлических характеристик.

а масштаб критерия подвижности наносов

$$\alpha_{\frac{v}{w}} = \left(\frac{v}{w}\right)_{\mathrm{M}} : \left(\frac{v}{w}\right)_{\mathrm{H}} = \alpha_{v} \frac{1}{\alpha_{w}}, \qquad (193)$$

или

$$\alpha_w = \frac{1}{\frac{\alpha_w}{\frac{v}{m}}}.$$
 (194)

Выражение (193) определяет выбор заменителя. Значение α_v снимается с графика (рис. 9), а значение α_w определит зна-

чение w модели, по которому подбирается заменитель. Например, $\left(\frac{v}{w}\right)_{\rm H} = 1000; \left(\frac{v}{w}\right)_{\rm M} = 10;$ тогда $\alpha_{\frac{v}{w}} = \frac{1}{100}$ и $\alpha_{w} = \frac{1}{100}$

 $=\frac{\omega_{\rm M}}{\omega_{\rm H}}=100$, т. е. для этих условий подбирается материал, более грубый, чем в натуре.

В табл. 12 приводится пример расчета размываемой модели без искажения вертикального масштаба. Из данных этой таблицы следует, что при моделировании без искажения с соблюдением подобия форм необходимо идти на замену песка более крупным материалом и на форсирование расхода, величина которого определится из отношения

$$\alpha_Q = \alpha_L^2. \tag{195}$$

Из приведенного примера видно, что моделировать русловые процессы без искажения можно, но это не очень удобно, так как требуются большие расходы воды и значительные размеры площадки.

В приведенном расчете размер донных наносов различен для межени и паводка (что вполне понятно вследствие различия гидравлических условий разных сезонов гидравлического года). Однако это обстоятельство может усложнить эксперимент.

По-видимому (справедливость этого предположения или его несостоятельность должна показать практика моделирования), в расчет донных наносов должен браться средний диаметр.

В данном примере для удовлетворения этого требования необходимо, чтобы состав донных отложений модели был таков, что бы при меженных гидравлических условиях средний диаметр донных наносов составлял бы 1 мм, а при паводковых условиях 4 мм. Это увеличение должно происходить, с одной стороны, за счет увеличения объема взвешенных частиц (нижняя часть ветви кривой гранулометрического состава отложений), а с другой, за счет вовлечения в движение более крупных частиц (верхняя ветвь кривой гранулометрического состава).

Характеристика	Натура	Модель	Способы определения параметров модели	
Длина участка L м	1000	40	Задается	
Ширина в м	300	12	По формуле (186)	
Глубина <i>H</i> 1 см	100	4	То же	
H_2 см	700	28	• • •	
Скорость течения v ₁ м/сек.	0,5	0,5	По формуле (190)	
<i>v</i> ₂ м/сек.	1,6	1,6	То же	
Расход воды Q ₁ м ³ /сек.	480	240 л/сек.	По формуле (195)	
<i>Q</i> ₂ м ³ /сек.	3360	5376 л/сек.	То же	
Число Фруда				
$Fr = \frac{\sigma_1}{\sqrt{gH_1}}$	0,16	0, 16.5 = 0, 80	Fr _м =Fr _н α _{Fr} , где α _{Fr} определяется по фор-	
$\mathrm{Fr} = rac{v_2}{\sqrt{\mathrm{g}H_2}}$	0,19	0,95	муле (192)	
Диаметр наносов d мм	0,12	$1,2 \div 4$	По таблице 🛛	
Гидравлическая круп- ность <i>w</i> см/сек.	0,747	12,2 н 29,0, 0,038	$w_{\rm M} = w \alpha_w$, где α_w определяется по формуле (194)	
Критерий подвижности				
$\left(\frac{\upsilon}{\omega}\right)_1$	67	4	С рис. 1 (по изолиниям Δ	
$\left(\frac{\upsilon}{\upsilon}\right)_2$	215	5,5)	$\frac{1}{\lambda}$ до пересечения с соответствующим Fr	
Крутизна гряд $\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_{1}$	0,038	0,038	$\begin{pmatrix} \Delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta \end{pmatrix}$	
$\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_2$	0,07	0,07	$\left(\frac{\lambda}{\lambda}\right)_{\mathrm{M}} = \left(\frac{\lambda}{\lambda}\right)_{\mathrm{H}}$	

Пример расчета моделирования без искажения масштабов

Таким образом, при неискаженном моделировании на размываемых моделях и при соблюдении условия подобия форм необходимо песок заменить более грубым материалом (что интуитивно использовалось в практике моделирования путем повышения шероховатости модельного русла), причем состав донных отложений должен быть смешанным.

§3. Моделирование на размываемых моделях при искажении масштаба

В зависимости от размеров площадки выбирается плановый масштаб

$$L_{\rm M}: L_{\rm H} = \alpha_L. \tag{196}$$

По рис. 9 определяется значение $\frac{\Delta}{\lambda}$ натуры (в зависимости от Fr и $\frac{v}{w}$). По этому же графику в зависимости от значения $\frac{\Delta}{\lambda}$ определяется допустимое искажение крутизны гряд $\alpha_{\frac{\Delta}{\lambda}}$, что, по существу, означает величину допустимого искажения вертикального масштаба

$$\alpha_{\frac{\Delta}{\lambda}} = m = \left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_{_{\mathrm{M}}} : \left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_{_{\mathrm{H}}} = \alpha_{_{H}} \frac{1}{\alpha_{_{L}}} .$$
(197)

Удовлетворение равенства (197) приведет к автоматическому выполнению условия

$$\alpha_{c_{\Gamma}} = \alpha_{\frac{\Lambda}{\lambda}} = m, \qquad (198)$$

так как на рис. 9 изолинии $\frac{\Delta}{\lambda}$ и $c_{\rm r}$ совпадают.

Масштаб скорости потока в частном случае будет определяться по равенству

$$\alpha_v = \alpha_{c_{\rm r}} \,. \tag{199}$$

Это условие приведет к назначению одного единственного значения Fr_м и единственно возможного состава донных наносов, при которых будет наблюдаться подобие руслового процесса в природе и на модели.

Однако можно предположить, что соблюдение условия (199) не является обязательным и тогда масштаб скорости перемещения русловых форм будет рассчитываться по условию (198), а масштаб скорости потока будет зависеть от выбора масштаба числа Фруда. Выбор последнего будет диктоваться, очевидно, мощностью экспериментальной установки и наличием размываемого материала.

По известному $\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_{\rm M}$ в зависимости от наличия размываемого материала и от технических условий (размер максимального расхода) выбирают значения ${\rm Fr}_{\rm M}$ и $\left(\frac{v}{w}\right)_{\rm M}$ (рис. 50).

Как видно на рис. 50, таких значений может быть множество, причем, как частный случай, можно выбрать условие

Fr_и = Fr_и или $\alpha_{Fr} = 1$

и для этого значения определить соответствующее соотношение α_v , при этом окажется, что для обеспечения подобия руслового

процесса и одновременного удовлетворения критерию Фруда





I — точка, соответствующая натурным данным; 2, 3 — точки, соответствующие $Fr_{\rm M} = Fr_{\rm H}$, но разной величине искажения m, причем большее искажение m_1 соответствует точке 3; 4 — точка, соответствующая форсированному расходу и искажению m_1 .

необходимо использовать заменитель песка, т. е. более легкоподвижную смесь и только одну единственную для данных условий (и данного искажения вертикального масштаба).

Анализ этой же схемы показывает, что при искажении масштабов можно работать и при форсированном режиме. В таком случае выбор размера частиц подстилающего дна будет производиться аналогично изложенному выше и, как показано в примере расчета (табл. 13)¹, окажется зависимым от степени

¹ В табл. 13 дан пример расчета размываемых моделей для трех случаев: 1) при соблюдении условия $\alpha_{Fr}=1$; 2) при соблюдении условия $\alpha_{Fr}=1$, но при других плановом и вертикальном масштабах; 3) при условии $\alpha_{Fr}\neq 1$.

Пример расчета модели

Характеристика участка	Натура	1-й вариант			
Длина L м	1000	40			
Ширина в м	300	12			
Глубина <i>H</i> ₁ см	100	. 8 '			
<i>H</i> ₂ см	700	56			
Скорость <i>v</i> ₁ м/сек.	0,5	0,14			
<i>U</i> ₂ м/сек.	1,6	0,45			
Расход Q ₁ м ³ /сек.	150	0,130			
<i>Q</i> ₂ м ³ /сек.	3360	3,0			
Число Фруда					
$\mathrm{Fr}_1 = \frac{v_1}{\sqrt{gH_1}}$	0,16	0,16			
$\operatorname{Fr}_2 = \frac{v_2}{\sqrt{gH_2}}$	0,19	0,19			
Диаметр <i>d</i> мм	0,12	0,035			
Гидравлическая крупность w см/сек.	0,747	0,06			
Критерий подвижности наносов					
$\left(\frac{\upsilon}{\upsilon}\right)_1$	67	218			
		$ \begin{array}{c} \alpha \\ \left(\frac{v}{w} \right)_{a} = 3,25 \end{array} $			
$\left(\frac{v}{w}\right)_2$	215	. 700			
Крутизна гряд $ \left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_{1} $	0,038	0,08			
$\left(\frac{\Delta}{\lambda}\right)_2$	0,07	0,14			

Примечание. Первый вариант: $\alpha_L = 0,04$, m=2, $\alpha_H = 0,08$, $\alpha_{\rm Fr} = 1$, третий вариант: $\alpha_L = 0,01$, m=2, $\alpha_H = 0,02$, $\alpha_{\rm Fr} = 4$, $\alpha_Q = 0,00011$. 170

Таблица 13

с искажением масштаба

• Модель	
2-й вариант	3-й вариант
10	10
3	3
2	2
14	14
0,07	$0,07 \times 4 = 0,28$
0,227	$0,227 \times 4 = 0,91$
0,00421 == 4,21 л/сек.	0,0166 == 16,6 л/сек.
0,094 = 94 л/сек.	0,364 == 364 л/сек.
0.16	0 64
0,10	
0,19	0,76
0,025	0,3
0,032	3,0
$\left(\frac{v}{w}\right)_{1} = 0,043$	$\alpha \left(\frac{v}{w}\right)_{i} = 4$
. 218	7
$\alpha \left(\frac{v}{w} \right)_{a} = 3,25$	$\left(\frac{v}{w}\right)_{a} = 0, 14$
700	30
0,08	0,08
0,14	0,14

 $\chi_Q = 0,0009$; второй варнант: $\alpha_L = 0,01$ m = 2, $\alpha_H = 0,02$, $\alpha_{Fr} = 1$, $\alpha_Q = 0,000028$;

форсирования расхода, т. е. в конечном счете от масштаба изменения числа Fr

$$\alpha_{\rm Fr} = \alpha_v \, \frac{1}{\sqrt{\alpha_H}} \,, \tag{200}$$

или масштаб скорости определится по выражению

$$\alpha_v = \alpha_{\rm Fr} \, \sqrt{\alpha_H}. \tag{201}$$

Величина допустимого искажения α_{Fr} снимается с рис. 9. В частном случае $\alpha_{Fr} = 1$

$$\alpha_v = \sqrt{\alpha_H}.$$
 (202)

Отсюда можно определить масштаб времени

$$a_t = \frac{a_v}{a_{\rm Fr} \sqrt{a_H}}, \qquad (203)$$

при а_{Fr}=1

$$\alpha_t = \frac{\alpha_v}{V^{\alpha_H}}.$$

Тогда масштаб расхода (в общем случае $\alpha_{\rm Fr} \neq 1$) равен

$$\alpha_Q = \alpha_L \alpha_H \alpha_v = \alpha_L \alpha_H \alpha_{\rm Fr} \ \sqrt{\alpha_H} = \alpha_L \alpha_{\rm Fr} \ \alpha_H^{3/2}, \tag{204}$$

а масштаб твердого расхода

$$\alpha_{q_{\rm T}} = \alpha_Q = \alpha_L \alpha_{\rm Fr} \alpha_H^{3/2}. \tag{205}$$

Величину допустимого форсированного расхода можно получить из формулы (204), она зависит от α_{Fr} .

При выборе размываемого материала необходимо определять масштаб критерия подвижности наносов

$$\alpha_{\frac{v}{w}} = \left(\frac{v}{w}\right)_{\mathrm{M}} : \left(\frac{v}{w}\right)_{\mathrm{H}} = \alpha_{v} \frac{1}{\alpha_{w}}.$$
(206)

При этом значение α_v снимается с рис. 9 при данном значе-

нии α_{Fr} . Тогда значение масштаба гидравлической крупности можно определить по выражению

$$\alpha_w = \frac{\alpha_v}{\frac{\alpha_v}{w}} = \frac{\alpha_{\rm Fr} \, V \, \alpha_H}{\frac{\alpha_v}{w}}. \tag{207}$$

В случае соблюдения условия α_{Fr}=1

$$\alpha_w = \frac{\sqrt{\alpha_H}}{\frac{\alpha_w}{w}} \,. \tag{208}$$

Из выражения (207) видно, что при соблюдении кинематического подобия потоков на модели и в натуре (при $\alpha_{\rm Fr}=1$) масштаб гидравлической крупности будет меньше единицы, так как числитель дроби меньше единицы, а знаменатель больше единицы. Это означает, что в этом случае необходимо более грубый материал заменять более подвижным, более легким. Из этого же выражения видно, что при форсировании расходов $\alpha_{\rm Fr} > 1$, гидравлическая крупность донных наносов будет увеличиваться и зависеть от величины форсированного расхода, в частности, значение α_w может быть равно единице, т. е. на модели и в натуре можно использовать один и тот же песок; при этом должно соблюдаться условие

$$a_{\frac{v}{w}} = a_{\mathrm{Fr}} \sqrt{a_{H}}.$$
(209)

Масштаб гидравлической крупности будет больше единицы в том случае, если

$$a_{\rm Fr} \, \sqrt{a_H} > a_{\frac{v}{w}} \,, \tag{210}$$

и тогда натурный песок придется заменить более грубым материалом (третий вариант расчета в табл. 13).

Как видно из приведенного расчета искаженных размываемых моделей, предлагаемый метод выбора диаметра донных наносов и величины форсированного расхода открывает большой простор для экспериментатора, так как при этом он может, исходя из конкретных возможностей данной лаборатории, выбирать наиболее удобное сочетание гидравлических условий и крупности донных наносов, при котором будет обеспечено подобие руслового процесса в натуре и лаборатории, и, кроме того, получить не только качественные, но и количественные характеристики.

Изложенные соображения основаны на эмпирической зависимости крутизны и скорости перемещения гряд и русловых форм от гидравлики потока и крупности донных наносов (см. рис. 9) и поэтому справедливы в той мере, в какой справедлива эта зависимость. За последнее время неоднократно производилась проверка и уточнение этой зависимости по натурным данным. Дальнейшие уточнения, однако, не должны повлиять на приведенные выше основные выводы по моделированию. Кроме того, высказанные соображения, относящиеся непосредственно к моделированию на размываемых моделях, требуют экспериментальной проверки.

Некоторые самые предварительные данные по использованию предложенной зависимости были получены В. М. Клавен, проводившей в последнее время под руководством автора модельные исследования заносимости судовой прорези в устьевом участке р. Невы. Для готовой жесткой модели с десятикратным искажением был подобран по описанной методике песок требуемого диаметра. Допустимое искажение равно четырем. Вследствие этого искажение масштаба было изменено до допустимого путем подсыпки по всему рельефу слоя исследуемого песка до соответствующей высоты. В натурных условиях, как показал расчет, песок находился в состоянии начала трогания. Когда на модели были воспроизведены расчетные условия, уложенный на дне модели песок также оказался в состоянии начала движения, только вместо пологих гряд, как показал расчет для натурных условий, на модели появились более крутые гряды — результат допущенного искажения.

Для проверки выводов, кроме песка, в этих экспериментах также использовался каменный уголь, для перемещения которого рассчитаны были иные гидравлические условия. Результат оказался аналогичным, что показывает пригодность приведенных рекомендаций.

§ 4. О принципах моделирования русловых процессов в меандрирующих реках

Вышеприведенные соображения по моделированию русловых процессов на размываемых моделях применимы, строго говоря, для побочневого, ленточногрядового и осередкового типов руслового процесса, т. е. там, где суть процесса выражается в перемещении русловых форм — гряд.

Как уже упоминалось в главе VI, перемещение русловых форм имеет некоторое (и, по-видимому, существенное, хотя и не единственное) значение и для меандрирующих рек. Тот факт, что деформации русла в излучине зависят при прочих равных условиях (кривизне русла, соотношении ширины и глубины потока) от формы транспорта донных наносов, свидетельствует о том, что при моделировании руслового процесса на криволинейных участках с этим обстоятельством нельзя не считаться.

В существующей теории и практике моделирования определяющим являлось удовлетворение критерию Фруда [58, 80, 145]. Принятие этого условия и неучет идентичности форм транспорта донных наносов в натуре и лаборатории могут привести к искажению формы плёса и переката, нарушению натурных закономерностей плановых деформаций (например, в излучине и местах наибольшего размыва берега), т. е. к получению неверных не только количественных, но и качественных суждений о деформациях дна и берегов.

По-видимому, при моделировании деформаций русла в меандрирующих реках на участках с большой кривизной русла необходимо использовать те же принципы, которые были изложены в настоящей главе. Не ставя своей задачей подробное описание экспериментов и их результатов на упомянутой модели, ограничимся здесь изложением только тех принципов, которые имеют непосредственное отношение к рассматриваемым вопросам моделирования.

При экспериментах оказалось важным правильно схематизировать гидрограф с тем, чтобы получаемые деформации русла соответствовали естественным. Так как деформации русла отстают от изменения расхода воды и время стояния наибольших расходов выбрано завышенным, то будет наблюдаться большая интенсивность деформаций. не соответствующая реальным условиям. Если же длительность стояния расходов воды выбрана заниженной, то необходимые деформации не успевают произойти. По-видимому, каждому конкретному случаю соответствует некоторая промежуточная картина. То же относится и к межени. Если длительность межени выбрана большой, то может оказаться, что такая межень ликвидирует все последствия паводка. а этого в естественных условиях, как правило, не наблюдается. Если же длительность межени будет слишком малой, то не успеют произойти те изменения, которые в действительности имели место.

Поэтому выбор масштаба времени даже на схематизированной модели, которая соответствует некоторой абстрактной излучине вообще, имеет существенное значение.

В нашем случае этот вопрос был решен следующим образом: учитывая, что в реальные паводки на естественных реках ленточные гряды в излучине, как правило, не смещаются на всю свою длину, было принято, что величина смещения ленточной гряды на половину ее шага соответствует времени активного ее смещения, т. е. времени стояния наибольших расходов гидрографа. Например, если в предварительных экспериментах при неизменном расходе воды была установлена скорость сползания ленточных гряд и время сползания ее на половину шага равнялось 10 мин., то это время придавалось верхней ступеньке гидрографа. Время выдержки других расходов принималось по аналогии с реальными гидрографами, влияние которых на деформации русла желательно было определить. Например, если подъем в реальном гидрографе составлял две части от времени пиковой ступеньки, то соответственно на модели время подъема уровня составляло 20 мин. Аналогично устанавливалось время спада и межени, и рассчитанный гидрограф воспроизводился на модели.

Соответственно при испытании влияния гидрографа другой формы время стояния каждого расхода определялось заново с использованием тех же соображений.

Здесь следует указать еще на одну сложность, возникавшую при расчете экспериментальных гидрографов. Дело в том, что абсолютное увеличение расхода воды на модели не обязательно

означает соответствующее увеличение расхода воды в натуре. Оно может означать лишь изменение масштаба исследований, соответствующих тому же меженному состоянию.

Поясним сказанное примером. Допустим, что известен характер деформаций русла, а именно, что в паводок наблюдается движение донных наносов в виде гладкой фазы и что в межень имеет место движение вторичных гряд — микроформ, которые потипу транспорта движения донных наносов относятся к рифелям. Тогда на модели должна быть воспроизведена именно эта последовательность смены форм транспорта донных наносов. Предположим, что мы установили величину меженного расхода. при котором условия движения наносов в межень соблюдаются. Простое увеличение расхода воды, без обеспечения необходимых условий транспорта донных наносов, может привести к тому, что при большем расходе воды на модели будут наблюдаться те же условия транспорта рифелей, т. е. будут наблюдаться условия межени, но воспроизведенные в другом масштабе. То же могло бы происходить и при первоначальном задании максимального расхода и автоматическом его уменьшении до меженного значения, при котором однако будет наблюдаться все та же гладкая фаза движения наносов и будет происходить перестройка русла применительно к новым масштабным условиям, соответствующим, однако, паводку, а не межени. Поэтому при расчете лабораторной формы гидрографа необходимо одновременное удовлетворение условиям межени и паводка, что достигается выбором соответствующих соотношений чисел Фруда и критерия подвижности наносов.

При моделировании конкретных объектов выбор масштаба времени должен определяться по величине скорости смещения мезоформ в паводок, т. е. с учетом условия (187).

Все сказанное требует еще дополнительной проверки при реальном моделировании на размываемых моделях, но уже сейчас, по-видимому, оно имеет большое значение для теории и практики моделирования, поскольку дает основание к осуществлению на модели того же самого руслового процесса, который происходит и в натурных условиях, и при исследовании законов меандрирования в лабораторных условиях позволяет проанализировать имеющееся многообразие деформаций русла при его криволинейных очертаниях.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Алтунин С. Т. Регулирование русел рек при водозаборе. Сельхозгиз, М., 1950.
- 2. Алтунин С. Т. Вопросы формирования и расчета русел при водозаборе. Тр. Ин-та сооружений АН УзбССР, 1955.
- 3. Алтунин С. Т. Регулирование русел. Сельхозгиз, М., 1956.
- 4. Алтунин С. Т. Материалы по производительным силам. Узбекистан, вып. 2. Земельно-водные ресурсы низовья Аму-Дарыи, их использование (Каракалпакская АССР и Хорезмская область УзбССР). Изд. АН УзбССР, Ташкент, 1956.
- 5. Абальянц С. Х. О турбулентности потока в придонной области. Тр. САНИИРИ, вып. 96, Ташкент, 1958.
- 6. Безызвестных А. В. О построении плана течений в прудах-охладителях. Тр. ГГИ, вып. 69, 1959.
- 7. Бернадский Н. М. Речная гидравлика. Госэнергоиздат, М., 1933.
- Бернадский Н. М. Теория турбулентного потока и ее приложение к построению течений в открытом водоеме. Мат-лы по гидрологии, гидрографии, водным силам, вып. 20. Госэнергоиздат, М., 1933.
- 9. Бодряшкин Я. В. Критическая величина силы влечения потока. Автореферат. Изд. Института инженеров ирригации и механизации сельского х-ва, Ташкент, 1958.
- Ван Шу-хуа. Особенности динамики русел, сложенных из мелких песков. Автореферат. Изд. Академии строительства и архитектуры СССР, М., 1960.
- Великанов М. А. Об образовании песчаных волн на дне потока. Тр. МГМИ, № 2, 1938.
- 12. Великанов М. А. Динамика русловых потоков. Гидрометеоиздат, Л., 1955.
- 13. Великанов М. А. Русловой процесс. Гидрометеоиздат, Л., 1959.
- Гольдштейн С. Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости. ИЛ, 1948.
- 15. Гончаров В. Н. Движение наносов. Госстройиздат, М., 1938.
- 16. Гончаров В. Н. Динамика русловых потоков. Гидрометеоиздат, Л., 1954.
- 17. Гончаров В. Н. Динамика русловых потоков. Гидрометеоиздат, Л., 1962.
- Гончаров В. Н. и Полтавцев В. И. Русловые деформации, возникающие при устройстве водохранилищ. Метеорология и гидрология, № 5, 1956.
- 19. Гвелесиани Л. Г. Режим донных наносов в горных реках. Изв. ТНИСГЭИ, вып. 1, 1938.
- Гришанин К. В. Гидравлика переката с заходящими плесовыми лощинами. Сборник трудов ЛОНИТОВТ. Изд. Мин-ва речного флота, Л., 1952.

12 Заказ № 221

- 21. Гришанин К. В. О механизме образования песчаных гряд. Тр. ЛИИВТа, вып. XXXIV, 1962.
- Гришанин К. В. Квазипериодические эффекты в турбулентном движении жидкости. Автореферат. Изд. ВНИИГ им. Веденеева, 1962.
- 23. Доу Го-жень. Перемещение наносов и устойчивость дна водных потоков. Автореферат. Изд. ВНИИГ им. Веденеева, 1959.
- 24. Дементьев М. А. Физические характеристики транспорта тел потоком жидкости. Тр. I Всесоюз. науч.-техн. конференции по гидравлической добыче угля, М., 1959.
- 25. Дементьев М. А. Моделирование русловых процессов. ДАН СССР, т. ХС, П, № 4, 1953.
- 26. Егназаров И. В. Копределению начальной влекущей силы транспорта наносов. Изв. АН АрмССР, отд. физ.-мат., естеств. и техн. наук, т. III, № 1, 1950.
- 27. Егиазаров И. В. Влияние широкой смеси наносов и самоотмостки русла на движение и расход наносов. Изв. АН АрмССР, т. XVII, № 2, 1964.
- 28. Егиазаров И. В. Расход донных наносов. ДАН АрмССР, т. XI, № 4, 1950.
- 29. Зегжда А. П. Теория подобия и методика расчета гидротехнических моделей. Госстройиздат, М., 1938.
- Зегжда А. П. Падение зерен песка и гравия в стоячей воде. Изв. ВНИИГ, т. 12, 1934.
- Зедгинидзе А. С. Моделирование естественных русел. Совещание по русловым процессам. Сб. тезисов и аннотаций. Докл. Тбил. ин-та инж. ж.-д. транспорта, 1953.
- 32. Знаменская Н. С. Гидравлические сопротивления потока при грядовом движении наносов. Автореферат, изд. ЛПИ, 1956.
- 33. Знаменская Н. С. Экспериментальное исследование формы гряд и сопротивления русла при грядовой структуре дна. Тр. ЛПИ. Гидротехника, № 208, 1960.
- 34. Знаменская Н. С. Анализ потерь энергин в потоке с грядовым дном. Тр. ГГИ, вып. 88, 1961.
- 35. З наменская Н. С. Влияние средних русловых форм русла на местные размывы у опоры моста. Тр. ГГИ, вып. 94, 1962.
- 36. Знаменская Н. С. Расчет размеров и скорости перемещения русловых форм. Метеорология и гидрология, № 7, 1962.
- 37. Знамейская Н. С. Экспериментальное исследование грядового движения наносов. Тр. ГГИ, вып. 108, 1963.
- 38. Знаменская Н. С. Изменение форм гряд при прохождении паводка. Метеорология и гидрология, № 10, 1963.
- 39. Знаменская Н. С. Гипотеза образования перекатов. Метеорология и гидрология, № 7, 1964.
- 40. Знаменская Н. С., Клавен В. М. Определение потерь энергии для разных форм гряд. Тр. ГГИ, вып. 144, 1967.
- Знаменская Н. С. Использование закономерностей грядового движения наносов при расчете русловых деформаций. Тр. ГГИ, вып. 120, 1965.
- Знаменская Н. С. Методика расчета деформаций русла при проектировании водозаборов. Доклады на координационном совещании по водозаборам. ВодГЕО, 1965.
- 43. Знаменская Н. С. Обоснование и натурная проверка расчетов деформаций русла и расход донных наносов. Тр. ГГИ, вып. 147, 1968.
- 44. Знаменская Н. С. О моделировании русловых процессов на размываемых моделях. Тр. ГГИ, вып. 136, 1966.
 45. Знаменская Н. С. Определение деформаций русла способом сочета-
- 45. Знаменская Н. С. Определение деформаций русла способом сочетания гидравлики и морфологии. Тр. Всесоюз. совещания ВодГЕО, Тбилиси, 1966.

- 46. Знаменская Н. С. Пути расчета и прогноза русловых образований. Метеорология и гидрология, № 7, 1962.
- 47. З на менская Н. С. Определение и расчет потерь энергии по мгновенному скоростному полю потока с размываемым дном. Тр. XII конгресса МАГИ Форт Коллинз. Колорадо. США, 1967.
- 48. Знаменская Н. С., Ляпин А. Н. и Попов И. В. Транспорт донных наносов. Сб. докладов XIX Генеральной ассамблеи геофизики и геологии в Женеве, 1967.
- 49. З наменская Н. С. Расчет наибольшей глубины размыва. Метеорология и гидрология, № 4, 1967.
- 50. З наменский А. И. Экспериментальные исследования процессов ветровой эрозии песков и вопросы защиты от песчаных заносов. Ин-т Геологии АН УССР. Мат-лы по проектированию Каракумского канала, вып. III, Ташкент, 1958.
- 51. Ибад-Заде Ю. А. и Киясбейли Т. Н. Формирование русел рек. Изд. АН АзербССР, Баку, 1966.
- 52. И ваненко О. Г. Формы равновесия аллювиального русла. АН УзбССР, изд. «Наука», Ташкент, 1965.
- 53. Ирмухамедов. Кинематическая структура потока и условия вовлечения в водоприемные сооружения наносов при послойном водозаборе. Автореферат. Изд. АН УзбССР, Ташкент, 1962.
- 54. Караушев А. В. Транспорт наносов в открытых потоках. Тр. ГГИ, вып. 28 (82), 1951.
- 55. Караушев А. В. Исследование формы водной поверхности на закруглении речного потока. Тр. ГГИ, вып. 22 (76), 1950.
- 56. Қараушев А. В. Проблемы динамики естественных водных потоков. Гидрометеоиздат, Л., 1960.
- 57. Караушев А. В. Гидравлика рек и водохранилищ. Речной транспорт, Л., 1955.
- 58. Кирпичев М. В. Теория подобия. Изд. АН СССР, М., 1963.
- 59. Клавен А. Б. Исследование структуры турбулентного потока. Тр. ГГИ, вып. 136, 1966.
- 60. Клавен А. Б. Кинематическая структура турбулентного потока. Тр. ГГИ, вып. 147, 1967.
- 61. Кнороз В. С. Безнапорный гидротранспорт и его расчет. Изв. ВНИИГ, т. 44, 1951.
- 62. Кнороз В. С. Неразмывающая скорость для мелкозернистых грунтов. Гидротехническое строительство, № 8, 1953.
- Кнороз В. С. Влияние макрошероховатости русла на его гидравлические сопротивления. Изв. ВНИИГ, т. 62, 1959.
- 64. Кнороз В. С. О деформациях дна и о влиянии их на гидравлический режим потока. Тр. III Всесоюз. гидрол. съезда, т. 5, 1960.
- 65. Кондратьев Н. Е. О дискретности русловых процессов. Тр. ГГИ, вып. 22 (76), 1950.
- 66. Кондратьев Н. Е. Форма русла и форма перемещения наносов. Тр. ГГИ, вып. 40 (94), 1953.
- 67. Кондратьев Н. Е. Русловые деформации в меандрирующих реках Тр. ГГИ, вып. 44, 1954.
- 68. Кондратьев Н. Е. Кинематическая структура потока при грядовом строении дна. Тр. ГГИ, вып. 116, 1964.
- 69. Кондратьев Н. Е., Попов И. В., Знаменская Н. С. Гидрологоморфологическая теория руслового процесса. Тр. XI Конгресса МАГИ, т. 111, 1965.
- 70. Коновалов И. М., Баланин В. В. О теории формирования речных русся. Тр. III Всесоюз. гидрол. съезда, т. 75, 1960.
- 71. Котлова Н. А. Экспериментальное исследование образования гряд и антидиен из смешанного песка. Тр. ГГИ, вып. 147, 1968.
- 72. Крошкин А. П. Некоторые особенности участков русел горных рек

Киргизии. Автореферат. АН УзбССР, Ин-т водных проблем и гидравлики, 1962.

- 73. Кудряшов А. Ф. Методика исследования наносных образований в русловом потоке. Метеорология и гидрология, № 7, 1961.
- 74. Кудряшов А. Ф. Воспроизведение русла побочневого типа в лабораторных условиях. Тр. ГГИ, вып. 69, 1958.
- 75. Кулемина Н. М. Исследование руслового процесса на р. Мархе. Тр. ГГИ, вып. 69, 1959.
- 76. Кулемина Н. М. О натурных исследованиях руслового процесса в половодье. Тр. ГГИ, вып. 147, 1968.
- 77. Лапшин Г. В. Волнообразное перемещение наносов. 1938 (в книге Гончарова «Движение наносов»).
- 78. Латышенков А. М. Вопросы гидравлики искусственно сжатых русел. Госстройиздат, М., 1960.
- 79. Леви И. И. Динамика русловых потоков. Госэнергоиздат, М., 1957.
 - Леви И. И. Моделирование гидравлических явлений. Госэнергоиздат, М., 1960.
- 81. Лелявский С. Введение в речную гидравлику. Изд. ИЛ, 1961.
- 6. 82. Лопатин Г. В. Наносы рек СССР. Зап. Всесоюз. геогр. о-ва, нов. сер., т. 14, 1952.
 - Лосиевский А. И. Лабораторные исследования процессов образования перекатов Тр. Центр. НИИВГ, 1934.
 - Лосиевский А. И. Работа выправительных сооружений на перекатах типа россыпи. Речиздат, М., 1930.
 - 85. Любимов В. Е. Измерение расхода донных наносов в естественных условиях. Тр. III Всесоюз. гидролог. съезда, т. V, 1957.
 - 86. Л'япин А. Н. Обтекание побочня речным потоком. Метеорология и гидрология, № 10, 1959.
 - 87. Л'япин А. Н. О расчете русловых деформаций. Тр. ГГИ, вып. 116, 1964.
- 88. Ляпин А. Н. Об изучении русловой турбулентности. Метеорология и гидрология, № 3, 1965.
- Маккавеев В. М. Вопросы теории речного потока и проблемы турбулентности. Сб. трудов «Вопросы гидравлики и гидротехнического строительства», Л., 1952.
- 90. Маккавеев В. М. Турбулентность русловых потоков. Тр. ГГИ, вып. 124, 1965.
- Маккавеев Н. И. Русло реки и эрозия в ее бассейне. Изд. АН СССР, М., 1955.
- 92. Маккавеев Н. И. Особенности формирования русла в низовьях равнинных рек. Проблемы физической географии. Изд. АН СССР, т. 16, М., 1951.
- 93. Маккавеев Н. И., Хмелева Н. В., Золотов И. Р., Лебедева Н. В. Экспериментальная геоморфология, Изд. МГУ, М., 1961.
- 94. Маккавеев В. М., Коновалов И. М. Гидравлика, Речиздат, Л.—М., 1940.
- 95. Макринова О. В. Естественный размыв отводящего канала. Тр. ГГИ вып. 40, 1953.
- 96. Мелентьев В. А. Антидюнное движение наносов при безнапорном гидравлическом транспорте. Изв. ВНИИГ им. Веденеева, № 44, 1951.
- 97. Месхели К. П. Гидравлическое моделирование барханного рельефа и пескозащиты инженерных сооружений. Автореферат, изд. Академии строительства и архитектуры. ВОДГЕО, Тбилиси, 1960.
- 98. Минский Е. М. О движении песчаных волн под воздействием потока жидкости. Тр. Центр. ин-та экспериментальной гидрологии и метеорологии, вып. 11 (44), 1935.
- 99. Милович А. Я. Нерабочий изгиб потока жидкости. Бюллетень политехн. о-ва, № 10, 1914.
- 100. Мирихулава Ц. Е. Исследование движения донных наносов скоростной микросъемкой. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1960.
- 101. Михайлов В. Н. Динамика речной струп, втекающей в водоем. Тр. ГОИН. вып. 45, 1959.
- 102. Михайлов В. Н. Экспериментальные исследования русловых процессов в устьях рек. Сб. статей аспирантов. Изв. геогр. фак-та МГУ, М., 1958.
- 103. Михайлова Н. А. О механизме образования и движения песчаных волн. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1952.
- 104. Михайлова Н. А., Найденова И. Б. О структуре потока при наличии песчаных воли. Изв. АН СССР, сер. геогр., № 5, 1953.
- 105. Межвузовская конференция «Движение наносов и гидравлический транспорт». Тезисы докладов, изд. МИСИ, М., 1963.
- 106. Мостков М. А. Очерк теории руслового потока. Изд. АН СССР, М., 1959.
- 107. Мухамедов А. М. О причинах образования дейгиша на Аму-Дарье. Тр. XI конгресса МАГИ, т. III, 1965.
- 108. Мухамедов А. М., Умаров А. Ю. К исследованию режима потока и движения наносов на горных участках рек. Вопросы гидротехники, вып. 6. Ташкент, 1962.
- 109. Никитин И. К. Новый прибор для определения величины турбулентности потока в транспортирующих наносы реках. Изд. АН УзбССР, № 7, 1956.
- 110. Никитин И. К. Придонный слой как фактор, определяющий турбулентное сопротивление в шероховатом русле (на укр. яз.). Прикладная механика, т. I, вып. VIII. Изд. АН УССР, 1962.
- 111. Никитин И. К. Турбулентный русловой поток и процессы в придонной области. Изд. АН УССР, Киев, 1963.
- 112. Никитин И. К. Структура турбулентного потока при больших относительных шероховатостях. Докл. Всесоюз. совещания по водозаборным сооружениям и русловым процессам. Тбилиси, 1960.
- 113. Орлов И. Я. О движении донных наносов и о предельных значениях влекущей силы и скорости. Гидротехника и мелиорация, т. III, № 1, 1950.
- 114. Печкуров А. Ф. Устойчивость русла регулированных рек. Тр. Ин-та географии, т. 39. Изд. АН СССР, М., 1950.
- 115. Пиньковский С. И. Особенности русел равнинных рек СССР. В кн. «Русловой процесс». Гидрометеоиздат, Л., 1959.
- 116. Попов И. В. Методические основы исследования руслового процесса. Гидрометеоиздат, Л., 1961.
- 117. Попов И. В. Деформации русел рек и гидротехническое строительство. Гидрометеоиздат, Л., 1965.
- 118. Пушкарев В. Ф. Движение влекомых наносов. Тр. ГГИ, вып. 8 (62), 1948.
- 119. Русловой процесс. Под ред. Кондратьева Н. Е. Гидрометеоиздат, Л., 1959.
- 120. Р жаницын Н. А. Устойчивость русла и интенсивность руслового процесса. Тр. ЦНИЭВТ, вып. VIII, 1956.
- 121. Розовский И. Л. Движение воды на повороте открытого русла. Изд. АН УССР, Киев, 1957.
- 122. Ромашин В. В. Динамика наносов в устьевой области р. Даугавы. Автореферат. Гидрометеоиздат, Л., 1964.
- 123. Россинский К. И., Кузьмин И. А. Некоторые вопросы прикладной теории формирования речных русел. Проблемы регулирования речного стока, вып. 1. Изд. АН СССР, М., 1947.
- 124. Россинский К.: И., Кузьмин И. А. Гидрологические основы речной гидравлики. Изд. АН СССР, М., 1950.
- 125. Снищенко Б. Ф. Исследование заносимости судоходных прорезей на реках. Автореферат. Речиздат, Л., 1964.

- 126. Снищенко Б. Ф. Натурные исследования песчаных гряд. Тр. ГГИ. вып. 136. 1966.
- 127. Соловьева А. Г. Экспериментальное исследование одностороннего расширения потока. Изв. ВНИИГ, т. 46, 1951.
- 128. Соловьев И. А. Режим перекатов и пути улучшения судоходных условий в низовьях Амура. Автореферат. Мин-во речного флота РСФСР. Центр. науч.-исслед. ин-т экономики и эксплуатации водного транспорта. M. 1963
- 129. Студеничников Б. И. Размывающая способность потока и метолы русловых расчетов. Стройиздат, М., 1964.
- 130. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным слвигом. И.Л. М., 1959.
- 131. Труды Всесоюзного координационного совещания по проблемам двухфазной жидкости и регулирования движения наносов в бьефах. ВНИЙГ. Л., 1966.
- 132. ТУ и Н по расчету деривационных каналов. Изд. ВНИИГ, 1959.
- 133. Умаров А. Ю. Наносный режим реки Каран-Куль. Вопросы энергетики, гидротехники и горного дела. Изд. АН УзбССР, Ташкент, 1961.
- 134. У маров А. Ю. Оценка коэффициента Гидравлического сопротивления бурного потока с большой шероховатостью дна. Сб. Вопросы гидротехники, вып. 27. Изд. «Наука» УзбССР. Ташкент, 1962.
- 135. Фидман Б. А. Об экспериментальном установлении предельных неразмывающих скоростей. Изв. АН СССР, отд. техн. наук, № 2, 1954.
- 136. Херхеулидзе И.И. Вопросы гидрологии и гидравлики мостовых переходов. Сб. Первого науч.-техн. о-ва санитарной техники. Тбилиси, 1958.
- Чеботарев А. И. Гидрология суши. Гидрометеоиздат, Л., 1960.
 Чекренев А. И. Водные пути, ч. І. Водтрансиздат, 1953.
- 139. Чернов Ю. В. К вопросу о сопротивлении движения в естественных русловых потоках. Автореферат. Изд. АН УзбССР, Ташкент, 1955.
- 140. Чекренев А. И., Гришанин К. В. Руководство по расчетам деформаций русла и прорезей по перекатам судоходных рек. Транспорт, Л., 1965.
- 141. Шамов Г. И. Речные наносы. Гидрометеоиздат, Л., 1954.
- 142. Шарашкина Н. С. Лабораторные исследования руслового процесса. Сб. «Проблемы русловых процессов». Гидрометеоиздат, Л., 1953.
- 143. Шарль Шукри Сакла. Исследование общего размыва русла ниже плотин и упрощенный метод его расчета. Автореферат. Изд. АН УзбССР. САНИИВП и Г, 1964.
- 144. Шуляк Б. А. О параметрах структур деформируемого дна волнового потока. ДАН СССР, т. 131, № 2, 1960.
- 145. Шуляк Б. А. Об основах теории подобия и моделирования. Тр. Союзморниипроекта, № 4 (10), 1964.
- 146. Я хонтов С. А. Исследование равномерного бурного потока при большой относительной шероховатости. Автореферат. Изд. МЭИ, М., 1962.
- 147. Якубов Т. Ветровая эрозия почвы и борьба с ней. Сельхозгиз, Л., 1947.
- 148. Ackers P. Experiments on small streams in alluvium. J. Hydraulics Div. Proc. ASCE HŶ-4, 1964.
- 149. Anderson A. G. The characteristics of sediment waves formed by flow in open channels. Univ. of Minnesota. Third Mid-Western Conf. on Fluid Mechanics Proc. 1953.
- 150. Albertson M. D., Simons D. B., Richardson E. V. Discussion of sediment ripple formation by H. K. Lin. Proc. of ASCE, Hydraulics Div., v. 84, HY, Febr. 1958.
- 151. Bagnold R. A. The movement of the desert sand. Roy. Soc. London, Proc. Ser. A v. 175, 1936.
- 152. Bagnold R. A. Motion of waves in shallow water Interaction between waves and sand bottoms. Roy. Soc. London, Proc. Ser. A v. 187, 1946.

- 153. Bagnold R. A. Sand movement by waves. Just CE London, J. v. 27. 1947.
- 154. Barton T. R. and Lin P. N. A study of sediment transport in alluvial channels, Colorado College Fort Collins, Colorado, Civil Engineering Dept. Rept 55. IRS. 1955.
- 155. Benedict P. C., Albertson M. L. and Mateika D. Q. Total sediment load measured in turbulent flume. ASCE, Trans. v. 120. 1955.
- 156. Blench T. Regime theory for self-formed sediment-bearing channels. Proc. ASCE, No 70, May 1951.
- 157. Blench T. Regime Behaviour of Canals and Rivers. London, Butterworths. Sci. Pubs. 1957.
- 158. Bogardi J. Some Aspects of Application of theory of sediment transportation to Engineering Problems. J. Geophys. Res., v. 66, No 10, 1961. 159. B og ar d i I. Hydraulic similarity of river models with movable bed. Acta
- Technica, Hungary, v. 24, 1959.
- 160. Boussinesq M. P. Essal sur la theory des laux contrants. 1877.
- 161. Bogardi J. Discussion on the article by Laursen. ASCE HY-6 November. 1958.
- 162. Brooks N. H. Mechanics of streams with movable beds of fine sand. ASCE. Trans v. 123, 1958.
- 163. Brush N. M. Exploratory study of sediment diffusion. Geophy. Res. v. 67, 1962.
- 164. Braden G. E. Any streams meander. Proc. of the Oklahoma. Ac. Sci. v. 41, 1961.
- 165. Bruun, Migrating sand waves or sand humps with special respects to investigations carried out on the Danish North Sea Coast. Proc. 5th Conf. Coastal Engng Grenoble, 1954. Rich-Calif.
- 166. Chien N. The present status research on sediment transport mechanica. ASCE Trans., 121, 1956.
- 167. Colby B. and Christensen R. P. Visual accumulation tube for size analysis of sand. ASCE. J., v. 82, 1956.
- 168. Colby B. Effects of depth of flow on discharge of bed material. I. S. Surv., Water-Supply Paper 1498-D, 1961.
- 169. Colby B. Practical computations of bed-material discharge ASCE., Proc., v. 89. No HY-2, 1964.
- 170. Colby B. and Hembree C. H. Computations of total sediment discharge. Niobrara River near Cody, Nebraska. U. S. Geol. Survey, Water-Supply Paper, 1357, 137, 1955.
- 171. Culbertson I. K. and Dawdu D. R. A study of fluyial characteristics and hydraulic variables, middle Rio Grande. New Mexico.
- 172. Danel R. Durand et condolices introduction à l'étude de la saltation. La Houille blanche, decembre, 1953.
- 173. Einstein H. A. Formulas for transportation of bed load. Trans. ASCE, v. 107. 1942.
- 174. Grant H. L. The large eddies of turbulent motion. J. Fluil Mech., v. 4. p. 2, 1958.
- 175. Einstein H. A. Bed-load transportation in Mountain Creek. U. S. Dept. Agriculture. Soil. Cons. Serv. Techn. Pub. 55. 1944.
- 176. Einstein H. A. The bed-load function for sediment transportation in open channel flows. U.S. Dept. Agriculture Soil Cons. Serv. Techn. Bull., 1026, 1950.
- 177. Einstein H. A. and Barbarossa N. L. River channel roughness. ASCE. Trans., v. 117, 1952.
- 178. Einstein H. A. and Chien. Can the rate of wash-load be predicted from the bed-load function? Am. Geophy. Union Trans., v. 34, 1953.
- 179. Egiasaroff I. W. Calculation of non-uniform sediment concentrations. J. HD Roc ASCE, v. 91, No HY-4, 1965.

- 180. Exner F. M. Zur Physik der Dünen. Vienna Acad. Sci., Proc., v. 129, 1920.
- 181. Exner F. M. Über die Wechselwirkung zwischen Wasser und Geschichte in Flüssen, Proc. Vienna Acad, of Sci. Sect. IIA. v. 134. 1905.
- 182. Flotty A. H. Consideration a supra regimulen critie de aporitie a riffurilar. Meteorologia, hidrologia si gospodarirea apelor v. 4, N 2, 1959. 183. Frankovic. Die Wasserwirtschaft. 48. Jahrgang, N 3, 1957.
- 184. Harrington and Webbt. Vortex structures in pipe flow. Journal of Aeronautical Sciencies, v. 23, No 8, 1965.
- 185. Gilbert G. K. The transportation of debris by running water. U. S. Geol. Survey Prof. Paper, 86, 1914.
- 186. Hinse I. O. Turbulence on introduction to its mechanism and theory. M.N.Y. Mc Graw. Bull., 1959.
- 187: Hunter Rouse Distribution of energy in regions of separation. La Houille blanche, n° 3, 1960.
- 188. Inglis C. C. Bed ripples and bed dunes: Central Water Power Irrig. and Navig. Res. Sta., Poona, India, Res. Publ., 13, 1949.
- 189. Is mail H. M. Turbulent transfer mechanism and suspended sediment in closed channels: Am. Assoc. Civil Engineers, Trans., v. 117, 1952. 190. Jordan G. F. Large submarine sand waves. Science, v. 136, 1962. 191. Jopling A. V. An Experimental study on the Mechanics of Bedding.
- Ph. D. Thesis Harvard University. 1960.
- 192. Kalinske A. A. Criteria for determining sand transport by surface creep and saltation: Am. Geophy. Union Trans., v. 23, 1942.
- 193. Kalinske A. A. Movement of sediment as bed load in rivers. Am. Geophy. Union Trans., v. 28, 1947.
- 194. Kalinske A. A. and Hsia. Study of transportation of fine sediments by Flowing Water University of Iowa, Studies on Engineering, Bull, No 29, 1945.
- 195. Kennedy J. F. Stationary waves and antidunes in alluvial channels. California Inst. Techn. W. M. Keck. Lab., of Hydraulics. Water Res. Rept., KH-R-2, 1961.
- 196 Kennedy J. F. The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels. Fluid Mechanics, v. 16, 1963.
- 197. Kennedy J. F., Koh R. C. The relation between the frequency distributions of sieve diameters and fall velocities sediment particles. J. Geophy. Res., v. 68, No 12, 1961.
- 198. Kramer H. Modellgeschiebe und schleppkraft. Mitteilungen d. Preussishen Versuchsanstait für. Wasserbau und Schiffbau. Berlin, 1932.
- 199. Laursen E. M. Summary transport sediment in flows. Proc. Paper, 1530, February 1958.
- 200. Laursen E. M. Discussion of turbulent transfer mechanism and suspended sediment in closed channels. Am. Assoc. Civ. Eng. Trans., v. 117, 1952.
- 201. Laursen E. M. The total sediments load of streams: ASCE Proc., v. 84, HY-1, 1958.
- 202. Leopold L. B. and Wolman M. River channel patterns braided, meandering and straight. U. S. Geol. Survey Prof. Paper, 26213, 1957.
- 203. Leopold L. B. and Maddok T. Relation of suspended-sediment concentration channel scour and fill. State Univ. of Iowa Hydraulics Conf. Proc. studies in Eng. Bull, 34, 1953.
- 204. Lin H. K. Mechanics of sediment ripple formations. ASCE Proc, v. 83, No HY-2, 1957.
- 205. Matthes G. H. Macroturbulence in natural stream flow. Am. Geophy. Union Trans. v. 28, 1947.
- 206. Mayer-Peter E., Favre H. and Einstein H. A., Neuere Versuchsresultäte über den Geschibetrieb. Sohweis Bauztg., v. 103, No 13, 1939.
- 207. Mohanty P. K. The dinamics of turbulent flow in steep, rough open channels. Utah state Univ., 1959.

184

- 208. Nordin C. F. A preliminary study of sediment transport parameters. Rio Puerco, near Bernardo, New Mexico U. S. Geol. Survey Prof Paper 462-C 1963.
- 209. Nordin C. F. Studies of flow in alluvial channels. Aspects of flow resistance and sediment transport Rio Grande near Bernalillo, New Mexico: U. S. Geol. Survey, Water-supply Paper 1498-H, 1964.
- 210. Nordin C. F. A study of sediment transport and channel erosion ASCE. Proc. v. 10 HY-4, 1964.
- 211. Ning Chien. The present status of research on sediment transport. Proc. ASCE, v. 80, Sept, 1954.
- 212. Nordin C. F. and Beverage J. Sediment transport in the Rio Grande, New Mexico. Geol. Surv. Prof. Paper, 452-F, 1965.
- 213. Passega R. Texture as characteristics of clastic deposition. Am. Assoc. Petroleum Geol. Bull. v. 41, 1957.
- 214. Raudkivi A. J. Study of sediment ripple formations. ASCE. Proc., v. 89, No. HY-9, 1963.
- 215. Richardson E. V., Simons D. B. and Haushild W. Boundary form and resistance to flow in alluvial channels. Internat. Ass. Sci. Hydrology. Bull. VEI, No. 1, 1962.
- 216. Schoklitsch A. Über Schleppkraft und Geschiebebewegung. Leipzig und Berlin, 1914.
- 217. Shen H. W. Development of bed roughness in alluvial channels. ASCE. Proc., v. 88, No. H43, 1962.
- 218. Schields A. Anwendung der Ahnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. Mitteilungen der Preuss. Versuch anst. f. Wasserbau u. Schiffbau, Berlin, 1936.
- 219. Shinohara K. and Tsubaki T. On the characteristics of sand waves formed upon the beds of the open channels. Kyushu Univ., Rept. Res.
- Inst. Appl. Mech., v. 7, No 25, 1959.
 220. Simons D. B. and Richardson E. V. Forms of bed roughness in alluvial channels ASCE. Proc. v. 87, No HY-3, 1961.
- 221. Simons D. B. and Richardson E. V. Resistance to flow in alluvial channels. ASCE. Trans, v. 127, 1962.
- 222. Simons D. B. and Richardson E. V. Studies of flow in alluvial channels. The effect of bed roughness on depth-discharge relations in alluvial channels. U. S. Geol. Survey, Water-Supply Paper, 1498-E, 1962. 223. Simons D. B. and Richardson E. V. Discussion of forms of bed
- roughness in alluvial channels. ASCE. Proc., v. 88, No. HY-4, 1962.
- 224. Simons D. B. and Richardson E. V. Forms of bed roughness in alluvial channels. ASCE. Trans, v. 128, 1953.
- 225. Simons D. B., Richardson E. V. and Nordin C. F. Sedimentary structures generated by flow in alluvial channels. A publication of the Society of Economic Paleontologists and Mineralogists Div. AAPG, Special Publ. No 12, 1966.
- 226. She Wen Mao and Leonard Rice. Transport capability in erodible channels. HD. Prd. ASCE, v. 90, No 1, p. 1, 1964.
- 227. Simons D. B., Richardson E. V. and Albertson M. L. Flume studies using medium sand (0.45 mm) U. S. Geol. Survey, Water-Supply
- Paper, 1498-A, 1961. 228. Richardson E. V. and Hauschild W. L. Depth-discharge relations in alluvial channels. ASCE. Proc., v. 88, No. HY-5, 1962.
- 229. Richardson E. V. and Hauschild W. L. Some effects of fine sediment on flow phenomena U. S. Geol. Survey. Water-Supply Paper, 1498-G 1965.
- 230. Straub L. G. Missouri River Report. Wachington D. G. 73rd Congress 2 session Hause Document 238, 1935.
- 231. Taylor R. H. and Brooks N. H. Discussion of resistance to flow in alluvial channels. ASCE, Trans v. 127, 1962.

232. Taylor R. H. Statistical theory of turbulence. Proc. Roy. Soc. 1935.

- 233. Tsubaki T., Kawasumi T. and Jasutomi T. On the influence of sand ripples upon the sediment transport in open channels. Kyushu Univ. Rept. Res. Inst. for Applied Mech. v. 2, 1953.
- 234. Vanoni V. A. Transportation of suspended sediment by water. Am. Assoc. Civ. Eng. Trans., v. 111, 1946.
- Assoc. Civ. Eng. Irans., v. 11, 1940.
 235. Vanoni V. A. and Kennedy J. F. Discussion of forms of bed roughness in alluvial channels ASCE. Trans. v. 128, 1963.
 236. Vanoni V. A. and Nomicos G. N. Resistance proportion of sediment-laden streams. ASCE. Trans., v. 125, 1960.
 237. Wolman M. G. and Leopold L. B. River flood plains: Some observations. Some observations of the transmission of the second streams.
- tions on their formation. U. S. Geol. Survey Prof. Paper, 282-C, 1957.
- 238. Jalin S. Sur la méchanique mouvement des matèriaux solides. La Houille Blanche, 13 me Annèe, No 6, 1958.
- 239. Jalin S. Geometrical properties of sand waves. Jour. of Hydraulics. Div. Roc. ASCE, v. 90 HY-5, 1964.
- 240. Zernial G. A. and Laursen E. M. Sediment-transporting characteristics of streams. ASCE. Proc., v. 89, No HY-1, 1963.

оглавление

Введение	3
Глава I. О терминологии русловых форм ,	6
Глава II. Микроформы	12
 § 1. Существующие классификации микроформ § 2. Методика экспериментального исследования грядового движения § 3. Предлагаемая классификация гряд 	18 21
Глава III. Гилродинамика и гилравлика микроформ	34
 § 1. Общие соображения о турбулентности потоков § 2. Теории грядового движения донных наносов § 3. Потери энергии в потоке с грядовым дном 	$\frac{-1}{37}$
Глава IV. Мезоформы	81
 § 1. Происхождение мезоформ и их особенности	85 92 96
н осередкового русловых процессов	100 101
Глава V. Расход наносов	106
§ 1. Общие соображения	107
расхода наносов	113
метода размерностей	117 119
смещению гряд и анализ различных формул для $q_{ m m}$.	126
Глава VI. Расчеты деформаций русла	134
§ 1. Методика расчета и прогноза русловых деформаций для лен- точногрядового, побочневого и осередкового типов руслового процесса	

187

 § 2. Расчет меженной сработки переката § 3. Расчет наибольшей возможной глубины размыва русла § 4. Расчеты занесения русловых прорезей или траншей § 5. Область применения расчетных зависимостей 	144 149 155 158
Глава VII. Моделирование руслового процесса на размываемых мо- делях	162
§ 1. Общие соображения § 2. Моделирование без искажения масштаба О Моделирование без искажения масштаба	$1\overline{65}$
§ 3. Моделирование на размываемых моделях при искажении масштаба	168
 § 4. О принципах моделирования русловых процессов в меандри- рующих реках 	174
Литература	177

Знаменская Нинель Сергеевна

Грядовое движение наносов Отв. редактор И. В. Попов

Редактор З. М. Кожина Обложка художника Н. П. Ландау Худ. редактор В. А. Евтихиев Технич. редактор Г. С. Николаева Корректоры: О. Д. Рейнгеверц, З. Т. Тимченко

Сдано в набор 4/111 1968 г. Подписано к печати 6/VI 1968 г. Бумага тип. № 1 60×90¹/16. Бум. л. 5,875+1 вкл. Печ. л. 12,0. Уч.-изд. л. 12,37. М-21887. Индекс ГЛ-175. Тираж 1050 экз. Заказ 221. Цена 88 коп. Гидрометеорологическое издательство. Ленинград, В-53, 2 линия, 23.

Ленинградская типография № 8 Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР Ленинград, Прачечный пер., 6