ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XVI, № 2—3, 1963 Серия технических наук

ГИДРАВЛИКА

И. В. ЕГИАЗАРОВ

ДВИЖЕНИЕ НЕОДНОРОДНОЙ ПО КРУПНОСТИ СМЕСИ НАНОСОВ

В статье рассматривается определение коэффициента сопротивления подвижного зернистого русла и расхода влекомых наносов для смесей неоднородных по крупности.

Критическая удельная сила влечения (или касательное напряжение трогания) может быть выражено формулой [1]:

$$\tau_0 = f_0 (\gamma_g - \gamma)\, a, \tag{1}$$

где f_0 — коэффициент сопротивления подвижного русла.

Та же величина может быть описана выражением [2]:

$$\tau_0 = \gamma h_0 i, \tag{2}$$

где h_0 — глубина потока при трогании.

Дюбуа показал, что для галечного русла f_0 — const. Это постоянство впоследствии было подтверждено опытами Крея [3] и более поздними исследованиями. Но такое постоянство f_0 относится только к автомодельной зоне полной турбулентности и к однородным по крупности наносам.

Шильдс [4] исходя из полуэмпирической теории турбулентного потока, на базе теории подобия дал качественный анализ изменяемости f_0 в турбулентной переходной зоне и экспериментально полученную зависимость

$$f_0 = \varphi\,(Re_{o*d}) = \varphi\left(\frac{d}{\delta}\right),$$

где $Re_{o*d} = \dfrac{v_{o*} \cdot d}{\gamma} \sim \dfrac{d}{\delta}$.

Шильдс экспериментально показал, что существуют две переходные зоны; турбулентная шероховатая и турбулентная гладкая при этом f_0 при переходе от гладкой к шероховатой зоне имеет минимум равный 0,03 и достигает 0,06 для автомодельной зоны полной турбулентности.

Экспериментальные данные Шильдса были впоследствии дополнены Шокличем [5], Тизоном [6], [7] и автором статьи [8]. Эти дополнительные данные показали, что минимум f_0 лежит ниже и может

приблизиться к 0,01 [5, 8] для сферических частиц однородной крупности.

Как будет видно ниже влияние неоднородности частиц по крупности заметно и даже сильно отражается на величине f_0.

§ 1. Движение однородных по крупности наносов и коэффициент подвижного сопротивления

В 1954 г. автору удалось дать теоретическое определение величины f_0 [8] и в ряде последующих статей [12], для однородных по крупности сферических частиц. Теоретическое решение задачи о величине f_0 было проведено автором исходя из условия предельного равновесия зерна и из необходимости *одновременно* удовлетворить условиям (1) и (2).

Это условие предельного равновесия привело для сфер еще не оторвавшихся от дна (защемленных, но не связных), с учетом влияния подъемной силы, к выражению [8]:

$$f_0 = \frac{2}{3}\frac{f_0'}{1 + f_0'\dfrac{C_{oy}}{C_{ox}}} \cdot \frac{\lambda_0}{C_{ox}\varkappa_0^2}, \tag{3}$$

где f_0' — коэффициент трения для защемленных частиц, меньший единицы, $\varkappa_0 = \dfrac{u_{od}}{u_0}$ коэффициент перехода от средней скорости к донной, а λ_0 — обычный коэффициент гидравлического сопротивления.

Но такие условия равновесия не отвечают условиям трогания частиц, так как после дилатации зернистого слоя [12], сальтируя, частица перемещается не вдоль, а поперек потока, и лишь потеряв контакт с зернистым руслом и миновав пределы большого градиента скоростей у дна, постепенно переходит к движению в направлении потока. Эта концепция автора подтверждена опытами Бегнольда [9, 10], Данеля, Дюрана и Кондолиоса [11], и многих последующих исследователей определивших траектории частиц при их скачкообразном переносе потоком. Эта же особенность условий трогания приводит к тому, что условия предельного равновесия частицы в продольном равномерном потоке получаются такими же как для частицы падающей равномерно в покоящейся жидкости, и следовательно приводит к равенству продольной скорости потока трогания у частицы u_{od} и скорости падения частицы или иначе гидравлической крупности σ:

$$u_{od} = \sigma. \tag{4}$$

Этот чрезвычайно существенный результат был получен автором и в результате цифровых расчетов f_0 по уравнению (5) с одновременным соблюдением условий (1) и (2) — [8, 12].

В этих условиях трогания вдоль потока, коэффициент трения f_0 становится равным единице, а влияние подъемной силы, т. е. коэффициента сопротивления C_y практически исчезает [8 и 11].

Поэтому для условий трогания

$$f_0 = \frac{2}{3}\frac{\lambda_0}{C_{ox=0}^2}. \qquad (5)$$

Так как $C_{ox} = \varphi(Re_{od})$, то теоретически строго установлено влияние числа Рейнольдса и изменяемости f_0 в переходной турбулентной зоне, а также установлено наличие ламинарной автомодельной зоны [8]. Числовой коэффициент $\frac{2}{3}$ уравнения (5) связан с формой зерна и верен только для сфер.

Необходимость определения распределения скорости по глубине $u(y)$ и определения средней скорости $(\bar{u})$ для получения ζ, входящего в уравнение (5), а также определения $Re_d = \frac{u_d \cdot d}{\nu}$, по которому определяется по известной опытной кривой $C_x = \varphi(Re_d)$, приводит к некоторому нарушению строгости теоретического расчета при вычислении f_0. Для определения (u_{od}) у зерна и $\bar{u}_0$ приходиться пользоваться существующей теорией турбулентного потока Прандтля—Кáрмана, а для переходной зоны также эмпирическим дополнением Кеулегиана—Эйнштейна [13]. Эта теория является хотя и общепринятой, но ее основа полутеоретическая. Несмотря на это мы будем называть такой расчёт величин f_0 теоретическим.

Используемые уравнения имеют следующий вид для условий трогания, которые отмечаются индексом поль:

$$u_{0y} = v_0 \cdot 5{,}75 \lg 30{,}2 \frac{y}{k} x \qquad (6)$$

$$\bar{u}_0 = v_0 \cdot 5{,}75 \lg 12{,}3 \frac{h_0}{k} x, \qquad (7)$$

где k — величина определяющих шероховатость выступов, а x — коректив Кеулегиана—Эйнштейна, больший единицы для переходной зоны неполной турбулентности. Уравнение (6) является хорошо известной логарифмикой, которую не следует доводить до дна, так как в придонном слое $u(y)$ следует считать линейным, что давно получило признание, и что избавляет от противоречий в окрестности $y = 0$.

В силу (6) и (7) и принятых обозначений:

$$\zeta_0 = \frac{\lg 30{,}2 \frac{y}{k} x}{\lg 12{,}3 \frac{h_0}{k} x}. \qquad (8)$$

Для зоны полной турбулентности, когда $x = 1{,}0$ и для однородных по крупности наносов, когда $y = ak$ (9), (a — постоянная) на основании (8) получим:

$$\tau_0 = \frac{\text{const}}{\lg 12{,}3\dfrac{h_0}{k}}. \tag{10}$$

Необходимо несколько остановиться на зависимости (9) определяющей точку приложения гидродинамического воздействия на зерно.

Для отдельной сферы с диаметром (k), на гладкой поверхности дна можно было бы считать $a = 0{,}5$ (центр тяжести). Но для однородной совокупности сфер, а тем более неоднородной по крупности смеси сфер эта точка должна лежать выше.

Так как даже для однородной равнозернистой среды величина a может быть определена только статистически, эта величина должна быть установлена исходя из опытных данных. В дополнение к этим соображениям используем то обстоятельство, что f_0 является константой в автомодельной зоне полной турбулентности и равно 0,06. При теоретическом вычислении f_0 величина a влияет на эту константу, f_0 получается равным 0,06, если $a = 0{,}63$.

При этом

$$\tau_0 = \frac{1{,}28}{\lg 12{,}3\dfrac{h_0}{k}}, \tag{11}$$

и из уравнения (6) $u_{0k}/u_{0*} = 7{,}35$. Это цифровое отношение уже получило признание.

Это же соотношение получим для $\dfrac{\sigma}{v_{0*}} = \sqrt{\dfrac{4}{3\,C_{0x}\,f_0}} = 7{,}35$ при $C_{0x} = 0{,}4$ и $f_0 = 0{,}06$. Таким образом приходим к тому же уравнению (4).

При $y = 0{,}63\ k$, наложение вычисленных теоретически величин u_{0k} на обычную известную опытную кривую $\sigma\ (k)$ для сфер приводит к полному совпадению, которое было отмечено и в [12], что также подтверждает равенство $u_{0k} = \sigma$ (4).

Существенно, что по расчетам автора равенство (4) не зависит от того какое значение принято для a и какой принят закон для $u(y)$, логарифмический или степенный. В силу (5) и (6) и принятых выше обозначений т. к.

$$\lambda_0 = 2\left(\frac{u_{0*}}{u_0}\right)^2 \tag{12}$$

исключив u_0 получим:

$$\frac{\lambda_0}{\tau_0^2} = \frac{0{,}06}{[\lg 19\,x]^2}. \tag{13}$$

Для автомодельной зоны $\dfrac{\lambda_0}{\tau_0^2} = 0{,}365 = \text{const}$, и так как $C_{0x} = 0{,}4$, то

$$f_0 = \frac{2}{3}\,\frac{0{,}365}{C_{0x}} = 0{,}06 = \text{const}.$$

Пользуясь уравнениями (1) и (2) можно по полученному значению f_0 при заданных d и $(\gamma_g - \gamma)$ определить τ_0, а по τ_0 и уравнению (2) определить h_0 и $v_{0*} = \sqrt{gh_0 i}$ при заданном i, а следовательно и $Re_{0*} = \frac{v_{0*} \cdot k}{\nu} \cdot \sim \frac{k}{\delta}$.

Отсюда следует, что для условий трогания, при заданных k, i и $\gamma_g - \gamma$, только одно значение f_0, h_0 и v_{0*} может удовлетворить условиям (1) и (2) и нельзя искать величину f_0 для произвольных значений глубины h, так как не может быть многозначного решения ошибочно полученного Никитиным [14] и Бодряшкиным [15], хотя качественный характер изменения f_0, т. е. уменьшение в гладкой зоне, подъём в переходной шероховатой зоне, и постоянство в автомодельной зоне определены ими правильно. Приведенное выше определение f_0 без повторных расчётов и последовательных приближений возможно для автомодельной зоны, пока можно считать $C_{ox} = 0{,}4$ и следовательно для $Re_d > 1500$ и $x = 1{,}0$, т. е. для $\frac{k}{\delta} > 8 \div 10$. В переходной шероховатой зоне приходится идти несколькими приближениями, задавая h_0, а затем определивши f_0 проверять удовлетворение обоих уравнений (1) и (2) и повторять расчет до схождения величин h_0. Только такое значение величины h_0 будет правильно и связь f_0 и h_0 будет и должна быть однозначна.

§ 2. Переход от однородных к неоднородным по крупности сферическим наносам (смесям)

Рассматривая совокупность сфер однородной крупности, в § 1 было принято обозначение k для диаметра сфер, отвечающее обозначению величин выступов шероховатости для слоя подстилающего движущий слой с сферами крупностью d, того же размера, т. е. в § 1 исследование проведено при $d = k$. Переходя к смесям необходимо считаться с тем, что $d \neq k$. Поэтому уравнение (9) преобразуется в

$$y = ad. \tag{14}$$

Соответственно уравнение (6) для автомодельной зоны ($x = 1{,}0$), примет вид:

$$u_{0d/k} = v_{0*}\, 5{,}75 \lg 30{,}2\, a \frac{d}{k}. \tag{15}$$

Уравнение (13) преобразуется в

$$\frac{\lambda_0}{\zeta_0^2} = \frac{0{,}06}{\left[\lg 19 \frac{d}{k}\right]^2}. \tag{16}$$

Следовательно, для автомодельной зоны

$$f_0 = \frac{0{,}1}{\left[\lg 19 \frac{d}{k}\right]^2}. \tag{17}$$

получился существенно новый результат. Величина коэффициента сопротивления тем меньше, чем больше отношение d/k, т. е. отдельные фракции смеси обладают большей подвижностью, чем те же фракции в однородной зернистой среде, а следовательно и расход наносов для этих фракций в смеси будет больше чем для однородных наносов.

Для заданного отношения d/k коэффициент f_0 будет постоянной величиной. Например, при $d/k = 5$ по уравнению (17) для автомодельной зоны получается $f_0 = 0{,}025$. Так как шероховатость, а следовательно и (u_{0d}) определяется крупными фракциями смеси, то для смесей граница автомодельной зоны (полная турбулентность обтекания зерен) сдвигается влево к меньшим величинам $Re_{0.d}$, чем для однородных по крупности зерен (для которых автомодельное $Re_{0.d} > 1000$). Произведенные расчеты по определению $u_{0d/k}$ показали, что и для смесей $u_{0d/k} = \sigma$ и полностью ложатся на кривую $\sigma(d)$ для сфер.

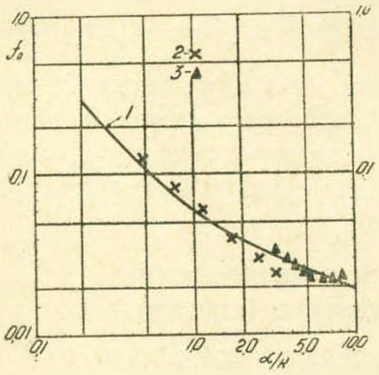

Рис. 1. 1. Теоретическая кривая 2. Лабораторные опыты Пантелопулоса. 3. Натурные опыты Умарова на р. Каранкуль.

На рис. 1 показана теоретеческая кривая $f_0 = \varphi(d/k)$, вычисленная по уравнению (17). Крестиками там же показаны экспериментальные результаты Пантелопулоса-Прага [16], а треугольниками *натурные* данные по измерениям Умарова [17] на р. Каранкуль. Экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретической кривой и подтверждают теорию, отраженную уравнением (17). Полученная зависимость (17) для f_0 дает возможность определения для смесей содержания наносов при заданных h и i по формуле автора [8, 12, 18]:

$$p'' = \sqrt{i}K\left(\frac{hi}{f_0^2 d} - 1\right), \qquad (18)$$

а следовательно и определения расхода наносов для смесей (в весе под водой), так как

$$g'' = \gamma q p''. \qquad (19)$$

Ввиду того, что часто применяя уравнение (18) ошибочно считают, что оно дает только расход донных наносов, еще раз отмечается, что уравнение (18) относится к полному расходу наносов как донному, так и взвешенному, за исключением мелких фракций (меньше 0,5 *мм*), которые Эйнштейн [13] называет wash load, которые идут транзитом и не оседают на дно. Для наносов несферической формы зерен ведется исследование по разработке всех вопросов затронутых в данной статье. Условия равновесия приводят для несферических зерен к иному коэффициенту формы, чем цифровая величина 2/3 в уравнении (5). Ведется также исследование гранулометрической кривой смеси наносов для уточнения определения величин d_{max}, d_{cp} и k.

§ 3. Заключение

Недостаточность натурных данных приводила до сих пор к тому, что делались попытки, как у нас так и за рубежом, апробировать применение той или иной формулы для расчета расхода наносов не сравнением с действительностью, натурой, а сравнением формул друг с другом, по цифровым количественным результатам.

Получались большие цифровые расхождения, как потому, что это присуще допущениям принятым тем или иным автором, так и потому, что использующие формулы для расчета часто ошибочно считают, что уравнения автора, Гончарова и ряд зарубежных формул, относятся только к влекомым донным, наносам. Большинство существующих формул охватывают и донные и взвешенные наносы и поэтому необходима разработка методов расчета по выделению из общего расхода наносов его составных частей.

Такое разделение возможно с использованием полученных на теоретической основе Эйнштейном (13) функций J_1 и J_2, или с использованием обработанных автором данных опытов Лаурсена, дающих зависимость процента взвешенных наносов от полного их расхода в функции от отношения v_* к гидравлической крупности Q.

Отсутствие необходимых натурных данных для возможности сравнения предложенных методов расчета расхода наносов (широко проверенных только по лабораторным исследованиям в лотках) с действительностью объясняется тем, что измерения ловушками влекомых наносов дают недоброкачественные результаты, а обычные измерения взвешенных наносов в реках не охватывают нижних наиболее насыщенных слоев потока.

Единственным способом измерений в натуре, который может дать надежные результаты является объемный метод, по отложению наносов во всякого типа водоемах, и по одновременным измерениям гидравлических парамегров русла питающего водоем. Таких полноценных хотя и довольно грубых измерений известно автору только два: на реке Каранкуль (Узбекистан) с устройством специального отстойника, и на р. Моней-Крик с отложениями в озере Блумингтон (США).

Разумеется нужно всячески расширять и множить исследования по объемному способу определения расхода наносов.

По этому вопросу на V конференции по селевым паводкам (октябрь 1962 г. Баку) автор обратился к участникам Конференции, а также к ряду Институтов, с призывом увеличить число таких исследований и усовершенствовать их методы.

Но пока еще нет этих новых данных, необходимо все существующие методы расчета проверить по имеющимся данным на р. р. Каранкуль и Моней-Крик.

Поступило 25.11. 1963

Ի. Վ. ԵՂԻԱԶԱՐՈՎ

ՄԵԾՈՒԹՅԱՄԲ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՋՐԱԲԵՐՈՒԿՆԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ՇԱՐԺՈՒՄԸ

Ամփոփում

Հոդվածում դիտված է մեծությամբ միատարր սֆերիկ ջրաբերուկների համար կրիտիկական շոշափող լարման $\tau_0=f_0(\gamma_g-\gamma)x$ *բանաձևի մեջ մտնող դիմադրության* f_0 *գործակցի տեսական որոշումը: Ցույց է տրված, որ* f_0 *կարող է արտահայտվել (5) բանաձևով, ինչպես և համաձայն հեղինակի կողմից ընդունված և նախկինում հրատարակված [8, 12] տեղաշարժման պայմանների վերաբերող կոնցեպցիաների, հոսանքի սկզբնական հատակային արագությունը հատիկի մոտ համաչափ է նրա հիդրավլիկական խոշորությանը: Այս պայմանների դեպքում ավտոմոդելային զոնայի համար* $f_0=0,06=$const.

Հիմնվելով վերջինիս վրա անհամասեռ մեծության ջրաբերուկների խառնուրդի համար f_0 *որոշման կապակցությամբ անցում է կատարված և տեսականորեն ստացված է (17) հավասարումը, որը կապ է հաստատում* $f_0=\varphi\left(\frac{d}{k}\right)$, *որտեղ* d*-ն խառնուրդի դիտվող ֆրակցիան է, իսկ* k*-ն խորդուբորդությունը որոշող նույն այդ խառնուրդի խոշորությունն է:*

(17) բանաձևը այն եզրակացությունն է բերում, որ համասեռների հետ համեմատած խառնուրդի մեջ գտնվող ջրաբերուկների ֆրակցիայի համար f_0 *մեծությունը բավականին փոքրանում է:*

Խառնուրդների համար նույնպես ստացված է, որ հոսանքի սկզբնական հատակային արագությունը հատիկի մոտ համաչափ է նրա հիդրավլիկական խոշորությանը:

Գծագիր 1-ում բերված են ըստ (17) բանաձևի $f_0=\varphi\left(\frac{d}{k}\right)$ *տեսական կորը, որտեղ խաչերով ցույց են տրված Պանանյանի (16) լաբորատորային էքսպերիմենտալ կետերը, իսկ եռանկյուններով՝ Կուրանկուլ գետի վրա բնական փորձերից Ոսմոլովի [17] չափումներով տրված կետերը: Հաջող համընկնումը հաստատում է շարադրված տեսությունը և (17) բանաձևը:*

f_0*-ի տեսական հաշվման հնարավորությունը բերում է հեղինակի կողմից խառնուրդների համար ջրաբերուկների պարունակության և ծախսի որոշման հնարավորությունը (18) և (19) բանաձևերով:*

I. EGIAZAROFF

Member of the Armenian Academy of Sciences and corresp. member
of the Toulouse (France) Academy of Sciences

MOVEMENT OF LARGE RANGE MIXTURES OF SEDIMENTS

Theoretical determination of the coefficient of resistance of a movable granular bed and of sediment discharge rate for great range mixtures.

In the paper it is shown theoretically that the coefficient (f_0) of equation $\tau_0=f_0(\gamma_g-\gamma)d$ for the critical tractive force can be represented by eq (5); that for the formerly published [8, 12] authors conception concerning the conditions of incipient motion (sediment movement threshold

the critical threshold velocity of the fluid at the particle is equal to the fall velocity ω of the same particle.

These conditions give for homogeneous sediments (not mixtures) the value of $f_0 = 0{,}06$ stated experimentaly by Schields [4] and others [5–8].

Using the mentioned theoretical results a transition to unhomogeneous mixtures was made, and eq. (17) was derived, which gives $f_0 = \varphi\left(\frac{d}{k}\right)$, where ($d$) is the moving sediment diameter in a mixture, and (k) the size of sediment underlying that of d and determining the bed rugosity. Eq (17) shows that f_0 is considerably decreasing with increase of d/k if compared with homogeneous granular bed.

The theoretical calculations for mixtures show also that the critical fluid velocity at the particle is equal to the fall velocity of that particle.

On fig. 1 the theoretical curve $f_0 = \varphi(d/k)$ is presented, and experimental points are shown (crosses) for laboratory experiments of Pantelopulos [16] and triangles for filed measurements on river Karankul by Umarov [17]. Experimental points of both series give satisfactory resultes for the theoretical curve, and for the presented theory.

The possibility of theoretical calculations of (f_0) gives the possibility of theoretical calculation of the sediment concentration by the authors [18] equation (18) and of the rate of sediment discharge by eq. (19), for great range mixtures.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Du Boys M. P.* Etude du regime du Rhone. Annales des ponts et chaussées. 1879, pp. 141—195.
2. *Dubuat E.* Principes d'hydraulique. Paris, 1786, 1816.
3. *Krey H. D.* Modelversuche für einen geschiebeführenden fluss. Berlin, 1935.
4. *Schields A.* Anwendung der Aehnlichtkeitsmechanik und der turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. Heft 26, 1936. Mitteil. der Versuchsanstalt für Wasserbau. Berlin.
5. *Schoklitsch A.* Berechnung der Geschiebefracht. „Wasser und Energiewirtschaft", 1949, № 1.
6. *Tison L. J.* Transport des materiaux de fond. 2-me Congres AIRH 1948, Stockholm.
7. *Tison L. J.* Recherchas sur la tension limite d'entrainement. 5-me Congrès AIRH, 1953, Minesota.
8. *Егиазаров И. В.* Транспортирующая способность открытых потоков. Известия ОТН АН СССР, № 2, 1956; *Eguiasarof I.* L'equation générale du transport des alluvions non cohesives par un courant fluide. Proc. 7-th Congress IAHR, 1957. Lisbon.
9. *Bagnold R.* Some flume experiments on large grains. Proc. Institution of Civil Engineers. London, April, 1955.
10. *Bagnold R.* Physics of blown sand. London, Methuen, 1941, 1954.
11. *Danel P., Durand R. et Condolios E.* Houille Blanche, 1951, № B, 1953, № 2, 6 A; 2-me journée de l'hydraulique 1952; Proc. IAHR 1951, Bombay and 1953, Minesota.

12. *Егиазаров И. В.* К решению задачи о транспорте несвязных наносов любых фракций с учетом влияния их концентрации в слое придонной мутности. Известия ОТН СССР, Энергетика, 1959, № 5. *Eguiasaroff I.* Calcul du debit solide et influence de la couche de grande concentration du fond. Houille Blanche, 1959, № 3.
13. *Einstein H. A.* The bed load function for sediment transportation in open channel flows. Techn. Bull. U. S. D-t of agriculture, № 1026, 1950.
14. *Никитин И. К.* О зависимости неразмывающей скорости от диаметра частиц наносов и глубины потока. ДАН УзбССР, 1955, № 1; Структура турбулентного потока и вопросы моделирования. Сб. Русловые процессы и гидротехническое строительство. Изд. УзбАН, 1955.
15. *Бодряшкин.* Лабораторное исследование начальной силы влечения и критической скорости. Тр. „САНИИРИ", 1957, вып. 87; Критическая величина силы влечения потока. Автореферат канд. диссертации, 1958.
16. *Pantelopulos J.* Etude experimentale du mouvement par charriage de fond d'un melange des materiaux. Proc. 7-th Congress IAHR, D—30, 1957, Lisbon.
17. *Умаров А. Ю.* Наносный режим р. Каранкуль. Сборник „Вопросы энергетики, гидротехники, горного дела", 1961. Изд. АН УзбССР.
18. *Егиазаров И. В.* Расход влекомых потоком наносов. Известия АН АрмССР. 1949, № 5.