ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտութ. սերիա X, № 6, 1957 Серия технических наук

НАУЧНЫЕ ЗАМЕТКИ

М. С. ПОХСРАРЯН

О НЕРАЗМЫВАЮЩИХ СКОРОСТЯХ ПОТОКА

Решение ряда вопросов динамики русловых процессов требует правильного определения неразмывающей скорости потока, т. е. наибольшей средней скорости, при которой еще не происходит передвижение частиц грунта, слагающих русло потока. Определением этой скорости, когда частица находится на плоскости дна, но в случае квадратичного закона сопротивления, занимались профессора М. А. Великанов, И. И. Леви, В. Н. Гончаров, И. Г. Шамов, И. Я. Орлов и другие. На основе результатов четырех серий опытов с мелкозернистыми песками В. С. Кнороз [1] предлагает формулы в зависимости от числа Рейнольдса. Однако при малых размерах твердых частиц автор сам признает необходимость уточнения своей формулы. В дальнейшем проф. И. В. Егиазаров [2,3] путем установления зависимости коэффициента сопротивления русла от числа Рейнольдса отнесенного к скорости трения и диаметру частиц, получает обобщенное выражение неразмывающей скорости для всех зон движения потока и для всех условий обтекания частиц, т. е. для всех фракций прямого широкого потока.

Более общий случай, когда частица лежит на откосе канала, рассмотрен Б. А. Пышкиным [4]. Последним исключена из рассмотрения подъемная сила и вертикальные составляющие поперечной циркуляции, хотя как известно они играют важную роль в установлении условий устойчивости частицы на откосе и на дне. Кроме того, формула Пышкина верна только в квадратичной области сопротивления.

Нами в дальнейшем рассматривается равновесие несвязной частицы диаметром d, лежащей на откосе с малым продольным уклоном и с учетом влияния поворота потока (циркуляция), с использованием результатов исследования И. В. Егиазарова, т. е. с обобщением на все зоны движения. Угол между горизонтом и откосом в данной точке обозначим через α (рис. 1а). Как общий случай принимаем, что движение циркуляционное, при этом направление течения в данной точке составляет угол φ с горизонтальной образующей откоса и $90-\varphi$ с вертикалью. Рассмотрим следующие силы, действующие на частицу:

а) лобовую силу W, имеющую направление скорости

$$W = c_x \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot v^2_{\text{дон}}, \tag{1}$$

где c_x — коэффициент лобового сопротивления при трогании частицы, γ—удельный вес воды, $v_{\text{дон}}$—скорость у частицы или донная скорость;

б) силу веса частицы P, со своими составляющими P_n и P_t (рис. 1б);

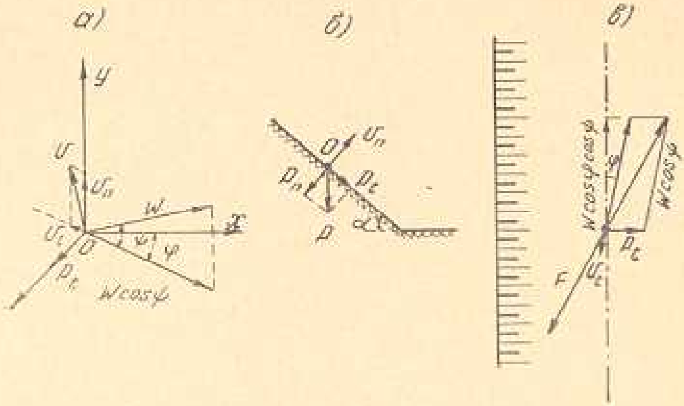

Рис. 1.

$$P = (\gamma_1 - \gamma) \frac{\pi d^3}{6}, \quad P_n = P \cos \alpha, \quad P_t = P \sin \alpha \tag{2}$$

в) подъемную силу V, перпендикулярную лобовому сопротивлению, которая имеет следующий вид:

$$V = c_y \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{\pi d^2}{4} v^2_{\text{дон}}, \tag{3}$$

где c_y — коэффициент подъемной силы;

г) силу трения F, равную равнодействующей горизонтальных сил, лежащих на самом откосе. Она направлена против течения и представляется как произведение коэффициента трения при трогании f_0^1 и нормальных сил

$$F = f_0^1 (P_n - V \cos \psi). \tag{4}$$

Составим условие равновесия этих сил, которым обусловлено и равновесие частицы. На основании рис. 1в) это условие будет:

$$[(W \cos \psi - V \sin \psi) \cos \varphi]^2 + [(W \cos \psi - V \sin \psi) \sin \varphi + P_t]^2 = F^2. \tag{5}$$

Подставляя в (5) выражения (1)—(4) и после элементарного преобразования получим биквадратное уравнение относительно донной скорости, решение которого дает:

$$v_{\text{дон}} = \sqrt{\frac{2g}{3c_x} d \left(\frac{\gamma_1}{\gamma} - 1\right) \cdot \left(-A \pm \sqrt{A^2 - B}\right)}, \tag{6}$$

где

$$A = \frac{\left(\cos\psi - \frac{c_y}{c_x}\sin\psi\right)\sin\varphi\cdot\sin\alpha + \frac{c_y}{c_x}f_0^{1^2}\cos\psi\cdot\cos\alpha}{\left(\cos\psi - \frac{c_y}{c_x}\sin\psi\right)^2 - f_0^{1^2}\frac{c_y^2}{c_x^2}\cos^2\psi},$$

$$B = \frac{\left[\left(\cos\psi - \frac{c_y}{c_x}\sin\psi\right)^2 - f_0^{1^2}\frac{c_y^2}{c_x^2}\cos^2\psi\right]\cdot\left[\sin^2\alpha - f_0^{1^2}\cos^2\alpha\right]}{\left(\cos\psi - \frac{c_y}{c_x}\sin\psi\right)^2 - f_0^{1^2}\frac{c_y^2}{c_x^2}\cos^2\psi}.$$

Последним уравнением определяется в циркуляционном потоке (наличие углов φ и ψ) начало трогания частицы лежащей на откосе с углом α.

Рассмотрим частный случай общей формулы (6). Когда поток бесциркуляционный и частица находится на дне широкого прямолинейного русла, т. е. углы $\alpha = \varphi = \psi = 0$, из (6) получается, что

$$v^1_{\text{дон}} = \sqrt{\frac{2f_0^1}{3c_x\left(1 + f_0^1\frac{c_y}{c_x}\right)}}\sqrt{gd\left(\frac{\gamma_1}{\gamma} - 1\right)} \qquad (7)$$

Обозначая первый множитель через одну букву из последней формулы получим формулу проф. Г. И. Шамова [5] для донных скоростей. Далее, после соответствующих преобразований из (7) получатся формулы Орлова [6] и Эри. Наконец, если по фолмулам (6) и (7) написать коэффициент уменьшения неразмывающих скоростей $K = \frac{v_{\text{дон}}}{v^1_{\text{дон}}}$ и в нем приравнять нулю вертикальный угол ψ и коэффициент подъемной силы c_y, получится формула Пышкина [4].

Отметим, что первый множитель правой части формул (6) и (7) переменная величина, зависящая от числа Рейнольдса и от формы обтекания частицы. Для квадратичной зоны сопротивления этот множитель можно принять постоянным и определить по существующим экспериментальным данным.

Для получения выражения неразмывающих скоростей необходимо перейти от донной к средней скорости потока. Для перехода от донной скорости частицы к средней целесообразно ввести отношение скоростей [2]

$$\zeta_0 = \frac{v_{\text{дон}}}{v_0} \qquad (8)$$

В широком призматическом русле распределение продольной скорости одинаково для всех вертикалей, следовательно коэффициент ζ_0

остается постоянным при переходе от одной вертикали к другой. Аналогично этому принимая, что в каналах с откосами распределение продольной скорости по своему характеру изменения однообразно, считаем, что обеспечивается постоянство ζ_0 для нашего случая.

Далее, с учетом (8), в условиях прямого канала без откосов из (7) получим формулу проф. Егиазарова для средней скорости

$$\bar{v}_0^1 = \sqrt{\frac{f_0}{\lambda_0}} \cdot \sqrt{gd\left(\frac{\gamma_1}{\gamma} - 1\right)} \tag{9}$$

где λ_0 — коэффициент гидравлического сопротивления потока,

f_0 — новое обозначение, имеющее следующий вид

$$f_0 = \frac{2\lambda_0}{3\,c_x \zeta_0^2} \cdot \frac{f_0^1}{1 + f_0^1 \dfrac{c_y}{c_x}}. \tag{10}$$

Для прямого канала, но с откосами, общая формула (6) превратится в следующую:

$$\bar{v}_0 = \sqrt{\frac{f_0}{\lambda_0}} \cdot \sqrt{gd\left(\frac{\gamma_1}{\gamma} - 1\right)} \cdot$$

$$\cdot \sqrt{\frac{-\dfrac{c_y}{c_x}\cos\alpha \pm \sqrt{\left(\dfrac{c_y}{c_x}\cos\alpha\right)^2 + \left(1 + f_0^{1^2}\dfrac{c_y}{c_x}\right)\left(\cos^2\alpha - \dfrac{1}{f_0^{1^2}}\sin^2\alpha\right)}}{1 - f_0^1 \dfrac{c_y}{c_x}}} \tag{11}$$

В частном случае формула упрощается, когда отношение $\frac{c_y}{c_x}$ очень мало. Тогда

$$\bar{v}_0 = \sqrt{\frac{f_0}{\lambda_0}} \cdot \sqrt{gd\left(\frac{\gamma_1}{\gamma} - 1\right)} \cdot \sqrt[4]{\cos^2\alpha - \frac{1}{f_0^{1^2}}\sin^2\alpha} \tag{12}$$

Третие множители правых частей (11) и (12) дают возможность отыскания устойчивой формы живого сечения русла, как на прямом, так и на закругленном участке. Нетрудно заметить, что эти множители всегда вещественные, так как угол размываемого откоса α всегда меньше угла естественного откоса β, через который выражается $f_0^1 = \operatorname{tg}\beta$. Предельный случай $\alpha = \beta$ получается только на стенке у уреза воды, что приводит к равенству нулю скорости у уреза.

В формулах (9) и (11) коэффициент f_0 [2, 3] представлен в зависимости от коэффициента трения, от гидравлического сопротивления потока, от отношения коэффициентов лобового воздействия и подъемной силы. Изменение f_0 при разных числах Рейнольдса отнесенное к зерну наноса, как теоретически, так и экспериментально (с учетом обширных опытных данных различных авторов) разработано проф. Егиазаровым, что схематически представлено на рис. 1 работы [3]. При наличии последнего рисунка пользование формулами (9) — (12) становится значительно легче.

Таким образом, полученные нами формулы дают решение задачи для всех значений числа Рейнольдса. Они являются обобщенными и из них как частные случаи могут быть получены остальные существующие формулы.

Водно-энергетический институт
АН Армянской ССР.

Поступило 24 VIII 1956

Մ. Ս. ՓԱՆՈՍՅԱՆ

ՀՈՍԱՆՔԻ ՉԼՎԱՑՈՂ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Կազմելով գլխավոր հոսանքում թեքության վրա գտնվող չկապված մասնիկի հավասարակշռության պայմանը, հոդվածում ցույց է տրված թե ինչպիսին պետք է լինի հատակային արագությունը, որպեսզի մասնիկը գտնվի հավասարակշռության մեջ։ Այս կատարվում է անցում հատակային արագություններից միջին չլվացող արագությանը։ Այնուհետև, օգտվելով թեքության չունեցող, ուղղագիծ և լայն ջրատարների չլվացող արագությունների համար պրոֆ. Ի. Վ. Եղիազարովի ստացած արդյունքներից, մեր կողմից ստացված բանաձևերը ընդհանրացնում ենք Ռեյնոլդսի թվի բոլոր արժեքների համար։ Վերջինում Ռեյնոլդսի թիվը վերաբերվում է մասնիկի տրամագծին և նրա տեղաշարժման արագությանը։ Ցույց է տրվում, որ չլվացող արագությունների համար ստացված ընդհանուր արտահայտությունից կարելի է ստանալ մնացած գոյություն ունեցող բանաձևերը։

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. С. Кнороз* — „Гидротехническое строительство", № 8, 1953.
2. *И. В. Егиазаров* — Известия ОТН АН СССР, № 2, 1956.
3. *И. В. Егиазаров* — ДАН СССР, 1956, т. 107, № 4.
4. *Б. А. Пышкин* — ДАН Украинской ССР, № 2, 1954.
5. *И. Г. Шамов* — Труды ГГИ 36 (90), 1952.
6. *И. Я. Орлов* — Журн. „Гидротехника и мелиорация", № 11, 1950.