Записки Ленинградского орденов Ленина и Трудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова, т. XLVII, вып. 1, 1962 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ В СХЕМАХ РАСЧЕТА ГИДРОМОНИТОРНОЙ СТРУИ

К. Г. Асатур

Как известно, сложный механизм незатопленных струй недостаточно изучен и результаты соответствующих экспериментальных исследований пока слабо поддаются гидромеханической интерпретации. В этих условиях потребность в практических расчетах привела к необходимости исследований, предназначенных для выработки эмпирических формул узко ограниченной, частной, областью приложения. Такой подход к изучению струй, когда используются заранее без достаточно строгого гидромеханического обоснования полученные из опытов закономерности, только условно можно считать правильным.

Для гидромониторных струй представляет в частности теоретические затруднения изучение физического процесса переноса массы и энергии жидкости в воздушной среде от насадка до забоя. Исследование этого процесса является одним из этапов на пути усовершенствования оборудования для гидромеханизации, а также построения теории взаимодействия струи и забоя.

В настоящее время опыт конструирования гидромониторов и способы расчета давления струи на забой аналогичны методам, разработанным для затопленной струи, хотя физически существование подобной аналогии нельзя считать подтвержденным.

Тщательно выполненные опыты Г. Бидона, Ж. Лебро, Ф. Савара, Г. Магнуса, Дж. Стретта (Релея) [1] и других показали, что по выходе из насадка струя сохраняет сплошность на некотором участке, называемом начальным. Характер движения на этом участке зависит от поверхностного натяжения на границе струи с воздушной средой, одно из характерных проявлений которого представляет известное явление инверсии незатопленных струй. Далее струя, теряя устойчивость, распадается, дробясь на все более мелкие части.

Гидромониторные струи изучали Н. П. Гавырин, В. М. Сухаревский, Г. А. Тер-Степанов, Г. Н. Роер, Г. Н. Никонов, коллективы ВНИИГидроуголь (В. С. Мучник), АН СССР (М. А. Лаврентьев, Л. Ф. Верещагин, А. М. Зеленин), Ленинградского горного института (В. И. Геронтьев, А. М. Журавский) [2] и другие исследователи в СССР и за рубежом. Результаты их работ нельзя признать удовлетворительно согласованными. В соответствии с этими исследованиями в структуре незатопленной струи обычно различается три участка: начальный сплошной, конечный капельный и промежуточный распада, так как переход структуры

от сплошной к дискретной происходит хотя и скачками, но не одновременно для различных точек сечения струи. Промежуточный участок, на котором струя начинает аэрироваться и расширяться, развивается, по-видимому, с повышением напора и уменьшением диаметра насадка за счет начального сплошного участка, причем с конечным распавшимся участком не имеет четко выраженных границ. В целом движение струи неустановившееся — ее сечение то расширяется, то сжимается.

По мере увеличения давления в гидромониторе на резко очерченной волнообразной поверхности раздела, которую образует с окружающей воздушной средой начальный почти нерасширяющийся сплошной участок струи, возникают языки выброса — протуберанцы, приобретающие тенденцию загибаться назад. С удалением от насадки амплитуда колебаний возрастает, что приводит к отрыву капель от поверхностной натянутой оболочки начального участка и оказывается причиной дальнейшего распада струи. Другой причиной распада являются волнообразные колебания профиля струи. Имеет место также распыление струи.

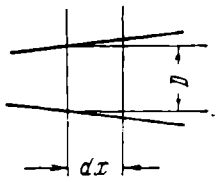


Рис.

Происходящее с ростом давления помутнение и, наконец, исчезновение начального участка позволяет предполагать, что воздух проникает в струю сначала не путем диффузии извне, а вследствие внутреннего выделения в потоке, и лишь на дальнейших участках происходит насыщение массы жидкости окружающим струю воздухом.

Важную роль в структуре струи играют условия движения на предшествующем насадку участке трубопровода (повороты потока, шероховатость стенок), качество (тщательность шлифовки внутренней поверхности) и форма насадка, вибрация его выходного отверстия, т. е. факторы, влияющие на вихреобразование в потоке и его турбулизацию, — два процесса, вносящие возмущение в струю при ее движении в воздушной среде. Совокупный учет всех факторов очень сложен, поэтому трудно точно назвать параметры, характеризующие переходные состояния струи.

Для схемы расчета струй наметились следующие упрощающие предположения: 1) струя считается стационарной, т. е. осредняются площади ее сечений при пульсационных изменениях; 2) струя рассматривается состоящей из участков — начального сплошного с равномерной плотностью в сечении и конечного аэрированного дискретного, причем в нем выделяют часто переходный участок с ядром, на котором распределение плотности еще близко к равномерному, хотя ядро заметно почти на всей эффективной длине струи (см., например, [3]).

К начальному сплошному участку струи, как это очевидно, могут быть применены уравнения движения и неразрывности в обычном виде. Хотя теоретически сжатие струи по выходе из насадка заканчивается на бесконечном расстоянии от него, скорость, практически постоянная по сечению и равномерная по длине струи, достигается почти сразу после истечения. В дальнейшем из-за трения скорость начинает убывать.

Для горизонтального отрезка струи [диаметром D, длиной dx, плотностью ρ (рис. 1)] при квадратичном законе сопротивления, которое действует от воздушной среды на внешнюю поверхность (площадью $\pi D dx$) отрезка, уравнение движения будет

$$\rho \frac{\pi D^2}{4} dx \frac{dv}{dt} - \pi D dx K v^2 = 0,$$

где v — скорость в сечении на расстоянии x от насадка;
K коэффициент сопротивления;
t — время.

Учитывая, что расход

$$Q = v\frac{\pi D^2}{4}, \quad v = \frac{dx}{dt},$$

уравнение можно привести к виду

$$\sqrt{\frac{Q}{\pi}}\frac{dv}{v^{\frac{3}{2}}} = \frac{K}{\rho}dx.$$

Интегрируя, получим

$$\sqrt{\frac{Q}{\pi}}\left(\frac{1}{\sqrt{v}} - \frac{1}{\sqrt{v_0}}\right) = D - D_0 = K\rho x. \qquad (1)$$

Выражение (1) показывает, что закон расширения сплошного участка струи при квадратичном законе трения должен быть линейным. Визуально, расширение сплошного участка обнаруживается лишь при значительной плотности воздушной среды [2]. При обычном атмосферном давлении воздуха вытекающая в него струя жидкости на участке сплошности имеет практически цилиндрическую форму, что указывает на слабую роль трения воздуха, действующего на поверхности струи. Незначительное влияние сопротивлений на начальном участке струи подтверждается также опытным измерением скоростей [9]. Струя начинает резко тормозиться лишь после распада и смешения с воздухом.

Длина начального структурно устойчивого участка в расчете незатопленной струи определяет сечение, с которого практически начинается падение скорости струи.

Ж. Плато, положивший начало теории устойчивости [1], показал, что жидкий цилиндр при возникновении малых возмущений (отклонений наружной поверхности от цилиндрической формы) оказывается неустойчивым. Релей [1], К. Вебер, С. Томотика [4] развили этот метод, состоящий в том, что на струю накладываются произвольные, причем для линеаризации уравнений малые по сравнению с радиусом r_0 струи возмущения и аналитически изучается их влияние на струю. При длине волны сообщаемого возмущения $\lambda = vT > 2\pi r_0$ (v — скорость струи, T — период колебания) возмущение нарастает экспоненциально и длина отрезков, на которые распадается струя, при одной и той же начальной амплитуде определяется в зависимости от возмущения, растущего наиболее быстро.

Если Ж. Плато рассматривал отклонения от равновесного положения, то Релей высказывал сомнения по поводу возможности применения способа малых возмущений при больших скоростях струй.

Этот метод, в частности, не особенно хорошо согласуется с результатами опытов над форсуночными струями, для теории распыления которых его давно уже стараются использовать [4]. Определение длины нераспавшейся части с помощью критериев подобия сделано, например, недавно Л. А. Витманом [5].

Ориентируясь на практические данные [2], можно считать, что у гидромониторных струй при давлениях свыше 5—20 *ати* сплошной — неаэрированный участок практически исчезает. Струи с подобной структурой применяются в гидромеханизации горных работ.

При анализе движения аэрированной струи будем исходить из уравнений движения переменной массы И. В. Мещерского. Это позволяет оценить влияние примешиваемой массы воздушной среды. Если считать, что скорость окружающей среды и избыточное давление в поле

движения струи равны нулю, то уравнение движения для элементарного отрезка с массой dm можно записать в форме

$$dm\frac{dv}{dt}+v\frac{d}{dt}(dm)=P, \tag{2}$$

где P — равнодействующая приложенных к отрезку внешних сил, к числу которых относятся силы веса и взаимодействия с окружающей средой.

Второй член уравнения учитывает влияние примешиваемых масс. Вводя массовый расход

$$M=\rho Q=\frac{dm}{dt} \tag{3}$$

уравнению (2) можно придать вид

$$Mdv+vdM=d(Mv)=P \tag{4}$$

В теории затопленных струй обычно правой частью уравнения (т. е. величиной P) пренебрегают. Тогда при постоянной плотности

$$Qv=\text{const}. \tag{5}$$

Таким образом, торможение затопленной струи определяется вторыми членами уравнений (2) и (4), учитывающими влияние инерции подмешиваемой массы, вызывающей расширение струи по длине.

Для незатопленных струй, ввиду весьма малого отношения удельных весов газа и жидкости, вторые члены (2) и (4) по сравнению с первыми ничтожны, поэтому основное сопротивление жидкость испытывает от внешних сил, входящих в P Следовательно, физический характер сопротивления незатопленной струи совсем иной, чем затопленной. Возрастание сопротивления, сопровождающее расширение незатопленной струи, связано с распадом — изменением структуры, аэрацией струи.

Многие исследователи [2] указывают на подобие характера распределения скоростей затопленных и незатопленных струй, которое обнаруживается при замере скоростей в различных точках сечений струи трубками Пито.

В эти указания необходимо внести уточнения. Действительно, скорость при измерении трубками Пито определяется по формуле

$$p=\rho\frac{v^2}{2}, \tag{6}$$

где p — показание манометра трубки;

ρ — нередко считают равным ρ_0 — плотности, выходящей из насадка жидкости.

Фактически ρ близко к объемной плотности воздействующего на трубку флюида — смеси жидкости с воздухом.

Лишь при выходе из насадка (сплошное движение) уравнением (6) можно пользоваться в форме

$$p_0=\rho_0\frac{v_0^2}{2} \tag{7}$$

Из (6) и (7) следует

$$\frac{v^2\rho}{v_0^2\rho_0}=\frac{p}{p_0} \tag{8}$$

т е., что распределение значений p, измеренных трубкой, указывает на закон распределения величин $v^2\rho$, а не v^2, как это часто считают. С удалением от оси распадающейся струи ρ уменьшается, что и отражается на характере распределения p.

П. Оге и М. Мамен [8] рекомендуют пользоваться формулой (6) в предположении, что значение v в каждом данном сечении струи постоянно, иначе, распределение p соответствует закону распределения ρ в сечении. Рекомендация основана на результатах расчетов, в которых сопоставлялись значения массового расхода и мощности N в различных сечениях одной и той же струи,

$$M = \int_0^b \rho v 2\pi r dr = \frac{4\pi}{v} \int_0^b \frac{v^2\rho}{2} r dr = \frac{4\pi}{v} \int_0^b p r dr, \tag{9}$$

$$N = \int_0^b \frac{v^2}{2} \rho v 2\pi r dr = 4\pi v \int_0^b \frac{v^2\rho}{2} r dr = 4\pi v \int_0^b p r dr, \tag{10}$$

где r — расстояние от оси струи, $b = r_{max}$.

Эти расходы, как и мощности, в разных сечениях участка струи длиной от насадка, не превышающей двадцатикратный его диаметр,

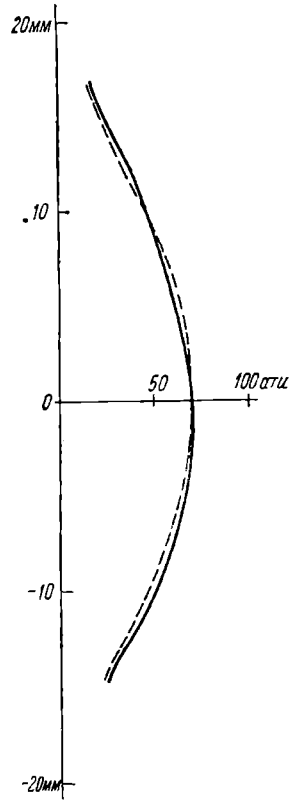


Рис. 2

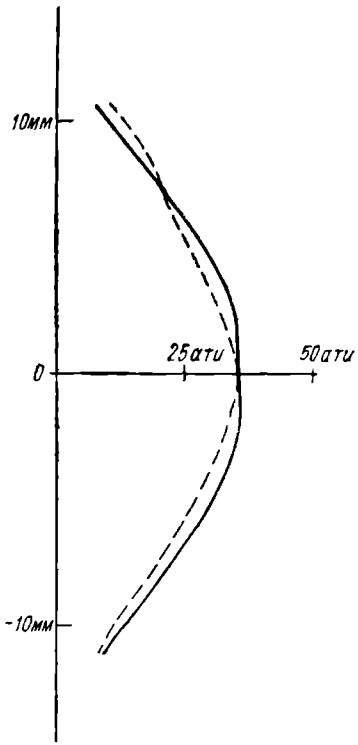


Рис. 3

почти одинаковы. Следовательно, соблюдается закон непрерывности и сохранения энергии: с увеличением расстояния между сечениями на мощность начинают влиять потери.

Если же в качестве основы расчета принимается предположение, что показания трубок Пито соответствуют v^2, то это приводит к резкой несогласованности с законами сохранения — расчетный расход по длине струи оказывается возрастающим.

Учитывая общую степень точности расчетов в гидромеханизации, а также незначительность массы сильно заторможенных и отделяю-

щихся от основного тела струи капель — «беглецов», предположение о том, что расход во всех сечениях струи одинаков, а скорости распределены равномерно, можно пока (до новых опытных проверок) принять в качестве основного допущения для приближенной расчетной гидравлической схемы. При этом остается лишь выяснить вопрос о распределении плотностей в сечении струи.

В этой связи можно отметить замечание Н. Ф. Цяпко [2] о сходстве полученных им для гидромониторных струй с помощью трубки Пито эпюр с эпюрами скоростей для затопленных струй, которые в свою очередь, как показал Г. В. Востржел [6], весьма удовлетворительно совпадают с кривой распределения по Гауссу.

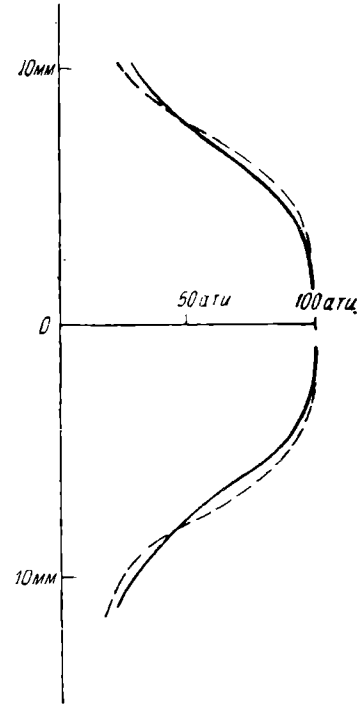


Рис. 4

На рис. 2, 3 и 4 сплошной линией даны опытные распределения показания трубок для сечений струи диаметром 18,7 *мм* при давлениях 40 и 100 *ати* [2], пунктиром — кривая, выраженная зависимостью

$$\frac{p}{p_m} = e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} \qquad (11)$$

где p_m — показания трубки по оси струи;

R — значение r, при $p = \frac{p_m^*}{e}$

Эпюра рис. 2 принадлежит к обычному, нормальному типу сечений, расположенных не очень близко от насадка. Эпюры рис. 3 и 4 относятся к переходному участку, т. е. даны для сечений, взятых близко от насадка, где давление p на эпюре еще почти равномерно (в средней части). Такой переходный участок часто отождествляется с ядром, соответствующим обычной расчетной схеме затопленной струи, причем считается, что скорости по оси струи на переходном участке постоянны [2]. Этого, однако, как показывает просмотр большого числа эпюр, четко подтвердить не удается. Давления, измеряемые трубками Пито по оси несплошного участка, вначале очень медленно падают, хотя отмечаются нарушения — даже местные увеличения измеренных величин. Таким образом, окруженное облаком капель ядро в гидромониторной струе (сохраняющее все время диаметр насадка) постепенно разуплотняется и теряет скорость, что не соответствует схеме затопленной струи. Вероятностная кривая на рис. 3 отложена от оси струи, а на рис. 4 — от края прямоугольной части эпюры, аналогично тому, как это сделано Г. В. Востржелом [6], что дает лучшее совпадение опытной и вероятностной кривых. Удовлетворительная близость вероятностной кривой с опытными данными получается и для других сечений диаметров и давлений струй, хотя данные использованных опытов недостаточно устойчивы и многие опытные эпюры обладают сильно выраженной асимметрией как в вертикальной, так и горизонтальной плоскостях.

---

* В обработке эпюр принимали участие В. И. Вдовиченко, И. И. Куренбин, В. Н. Ненарокомов.

В дальнейшем на основе зависимости (11) и исходя из указанных предположений о связи плотностей с показаниями трубок Пито, распределение плотности в сечениях гидромониторной струи можно принимать по формуле

$$\frac{\rho}{\rho_m} = e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} \tag{12}$$

где ρ_m — плотность по оси струи;

R — значение r при $\rho = \frac{\rho_m}{e}$

В несколько ином виде вероятностную методику для незатопленной струи применил Г. Трёш [7].

Обозначим S расход количества движения массы жидкости в сечении струи. В начальном сечении $S = S_0$. Тогда

$$S_0 = \rho_0 v_0^2 \pi r_0^2, \tag{13}$$

$$S = \int_0^\infty \rho v^2 2\pi r dr \tag{14}$$

Преобразуем выражение (4) двумя способами — аналогично (9) и (10) и принимая во внимание (12). Тогда

$$S = 4\pi \int_0^\infty \frac{\rho v^2}{2} r dr = 4\pi \int_0^\infty p r dr, \tag{15}$$

$$S = \pi v^2 \rho_m \int_0^\infty \frac{\rho}{\rho_m} 2r dr = \pi v^2 \rho_m \int_0^\infty e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} 2r dr = \pi v^2 \rho_m R^2, \tag{16}$$

так как

$$\int_0^\infty e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} 2 \frac{r}{R} d\left(\frac{r}{R}\right) = 1.$$

По опытным данным [2], вычисленная по формуле (15) величина S для разных сечений приведена в таблице.

Формулы (13) и (16) при учете (8) дают

$$\frac{v^2 \rho_m}{v_0^2 \rho_0} = \frac{S r_0^2}{S_0 R^2} = \frac{p_m}{p_0} \tag{17}$$

Составим уравнение постоянства массового расхода, преобразовав его так же, как выражение (16),

$$v_0 \rho_0 \pi R_0^2 = \int_0^\infty v \rho 2\pi r dr = \pi v \rho_m \int_0^\infty e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2} 2r dr = \pi v \rho_m R^2, \tag{18}$$

откуда

$$\frac{v \rho_m}{v_0 \rho_0} = \frac{r_0^2}{R^2}. \tag{19}$$

Сводка расчетных величин для струи диаметром 18,7 *мм*

x, *м*	p_m, *ати*	$\frac{F}{F_0}$	$\frac{S}{S_0}$	$\left(\frac{R}{r_0}\right)^2$	$\frac{p}{p_0}$	$\frac{p_0 S}{p_m S_0}$	$\frac{\rho_m}{\rho_0}$	$\frac{v}{v_0}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
			При 40 *ати*					
0	40	1	1	1	1	1	1	1
0,58	35	0,79	0,88	1,1	0,875	1,0	1,1	0,8
2,0	10	0,36	0,55	2,35	0,25	2,2	0,82	0,52
			При 100 *ати*					
0	100	1	1					
0,6	100	0,84	0,94					
1,0	98	1,35	2,3					
1,6	68	0,92	1,5					
2,1	40	0,73	1,4					
3,1	20	0,48	1,1					

Разделив (17) на (19), получим

$$\frac{v}{v_0} = \frac{S}{S_0} \tag{20}$$

Так как значение R — радиуса, при котором $p = \frac{p_m}{e}$, для каждого сечения на опытной эпюре может быть найдено, то выражение (17) позволяет косвенно проверить степень удовлетворительности сделанных выше предположений. С другой стороны, выражение (20) при наличии опытных эпюр дает экспериментальные сведения об изменении скорости по длине струи и при наличии соответствующей теоретической зависимости позволит выбрать в ней эмпирические константы.

Аналогично можно получить и изменение плотности по оси струи [см. (17) и (20)].

$$\frac{\rho_m}{\rho_0} = \frac{\gamma_m}{\gamma_0} = \frac{p_m}{p_0}\frac{S_0^2}{S^2}, \tag{21}$$

где γ — соответствующие удельные веса.

В сечениях переходного участка, если для уточнения расчета его необходимо ввести в схему, может быть применена подобная же методика с учетом прямоугольного изменения части эпюры. Это потребует также определения длины переходного участка, которую для одного и того же насадка правильнее ставить в зависимость от Re для потока в стволе.

Иногда переходный участок отождествляют с начальным. Разница между ними в достаточной мере обнаруживается при вскрытии структуры струи, что осуществляется, например, с помощью высокоскоростной киносъемки.

Из сопоставления столбцов 5 и 8 таблицы видно, насколько результаты опытов [2] для струи диаметром 18,7 *мм* и давлением 40 *ати* удовлетворяют выражению (17). Столбец 9 показывает, что скорость убывает монотонно. Плотность же (столбец 8) вначале увеличивается до 1,1.

Теоретическая зависимость изменения скорости по длине струи для закона сопротивлений по Р Прони [8] имеет вид

$$v = \frac{v_0}{a}\left[(a+1)\,e^{-nx} \quad 1\right], \tag{22}$$

где a и n — опытные коэффициенты, зависящие от ряда факторов, в том числе от начальной скорости v_0 и диаметра насадка D_0.

Так как отношение $\frac{v}{v_0}$ в расчетах не падает ниже 0,5 — 0,6, разложив e^{nx} в ряд, выражение (22), принимая во внимание (20), можно представить в виде

$$\frac{v}{v_0} = \frac{1}{1+Ax} = \frac{S}{S_0} \tag{23}$$

или лучше

$$\frac{v}{v_0} = \frac{1-Bx}{1+Ax} = \frac{S}{S_0}, \tag{24}$$

где A и B — опытные коэффициенты.

К аналогичному виду может быть приведена функция $v=v\,(x)$ при квадратичном законе сопротивлений.

Большинство исследователей указывает на то, что зависимость (23) подтверждается опытами. Однако x в этой формуле отсчитывают не от насадка, а от некоторого сечения струи, соответствующего «концу» переходного участка, на котором, как указано выше, аналогично затопленной струе, скорость считают постоянной. Отсчитывая x от насадка, по данным таблицы в формуле (23) получим $A=0{,}42$. Эти результаты можно было бы считать приемлемыми, если для той же струи при более высоких давлениях (70 и 100 *ати*) экспериментальные данные не получились бы совершенно неудовлетворительными: S оказалось по длине струи местами возрастающим, что резче ощущается при 100 *ати*.

Особенностью неустойчивости струи являются неправильные и относительно длительные геометрические, кинематические и динамические отклонения от среднего положения и общей симметрии. Отсюда и получается, что эмпирические данные трудно использовать при проверке теоретических предположений и определении эмпирических констант для схемы стационарной струи. Возникает также вопрос о возможности использования показаний трубок Пито, как структурной и кинематической характеристики аэрированной струи.

Рассмотрим интегралы

$$F = \int_0^\infty p\,dr; \quad S = \int_0^\infty pr\,dr; \quad S_1 = \int_0^\infty \sqrt{p}\,r\,dr$$

Возьмем два сечения струи, обозначив значение величин в одном из них штрихами. Очевидно,

$$\frac{F'}{F} = \frac{p'_m R'}{p_m R} = \alpha. \tag{25}$$

При этом

$$\frac{S'}{S} = \frac{p'_m R'^2}{p_m R^2} = \alpha\,\frac{R'}{R}; \tag{26}$$

$$\frac{S'_1}{S_1} = \frac{\sqrt{p'_m}}{\sqrt{p_m}}\,\frac{R'^2}{R^2} = \alpha\,\frac{R'\sqrt{p_m}}{R\sqrt{p'_m}} \tag{27}$$

где R — геометрическая характеристика, которая, если принять вероятностный закон распределения (что не имеет принципиального значения), сохраняет тот же смысл, что и выше.

Как указывают опытные эпюры (см. таблицу), по мере удаления от насадка p_m падает, R увеличивается (с отклонениями) — струя расширяется. В результате F в общем падает (тоже с отклонениями). При этом, как видно из выражений (26) и (27), значения S, а тем более S_1, если и будут падать, то менее интенсивно и даже могут возрастать.

На то, что S_1, по данным опытных эпюр, фактически возрастает, обратил внимание П. Оге [9]. Это явилось основанием для его рекомендации определять изменение расхода и мощности струи по фактическому изменению величины S по ее оси.

Как видно из таблицы, значения S и даже F также могут возрастать, чего в опытах П. Оге не наблюдалось и что в рамки гидравлических представлений при обычных скоростях потоков вообще не укладывается.

Таким образом, если только опыты [2] выполнялись надлежащим образом, то допустимость использования трубок Пито для установления величин скоростей или плотностей аэрированных струй следовало бы поставить под сомнение и рекомендовать в дальнейших исследованиях пользоваться другими способами экспериментального изучения струй. При этом предпочтение правильнее отдавать высокоскоростной киносъемке.

Выводы

1. Физические процессы, происходящие в незатопленной струе, не вполне соответствуют принятой схеме расчета затопленной струи и здесь широкие аналогии недостаточно обоснованы.

2. При изучении структуры и кинематики струи в области аэрации из существующих способов целесообразно и более надежно использовать высокочастотную киносъемку.

3. Приложение вероятностного метода к изучению механизма незатопленной струи чисто аналитически, при определенных допущениях, дает приближенные практические результаты.

4. Для приближенной функции изменения расхода количества движения жидкости в сечениях по длине струи предлагается зависимость (23) или лучше (24), т. е. такая же, как и для осевой скорости струи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стретт Дж. (Релей). Теория звука. ОГИЗ, 1944.
2. Цяпко Н. Ф., Чапка А. М. Гидроотбойка угля на подземных работах. Госгортехиздат, 1960.
3. Верещагин Л. Ф. Высокие давления в технике будущего. Изд-во АН СССР, 1956.
4. Миссе К. Обработка результатов экспериментального исследования распада струй жидкости с помощью безразмерных критериев. «Вопросы ракетной техники», 1956, № 5.
5. Витман Л. А. О расчете длины сплошной части струи жидкости при ее распаде. Сб. «Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред», Госэнергоиздат, 1961.
6. Востржел Г В. О расчетных зависимостях для свободной струи. Изв. ВНИИГидротехники им. Б. Е. Веденеева, 1954, т. 52.
7. Треш Г Распыливание жидкости. «Вопросы ракетной техники», 1955, № 4 (28).
8. Асатур К. Г Исследование кинематики свободной незатопленной струи. Зап. ЛГИ, 1959, т. XLI, вып. 1.
9. Ogney P., Mamin M. Bull. techn. Suisse Romande, 1944, N 21, p. 22.