

ГИДРОТЕХНИКА

Л. Г. ПЕТРОСЯН

КАВИТАЦИОННЫЙ КРИЗИС РАСХОДА

Явление кавитации, как известно, связано с образованием в жидкости, вблизи к поверхности, под действием разрывающих напряжений пустот, которые заполнены парами жидкости и растворенными газами. Эти пузырьки перемещаются вместе с жидкостью и попадают в область повышенных давлений, и снова быстро смыкаются. Жидкость устремляется внутрь пузырей со значительной скоростью и в результате этого происходит явление ударного характера, сопровождающееся большими приращениями местных давлений (порядка сотен атмосфер) [1]. Импульсы давления, возникающие при смыкании кавитационных пустот, приводят к разрушению материала. Рейлей [2] рассчитал силы, возникающие при смыкании сферического газового пузырька в жидкости. Если радиус газового пузырька уменьшается от начального значения R_0 до значения R в жидкости с гидродинамическим давлением P_0 , то скорость v встречного движения частиц жидкости обратно пропорциональна радиусу R уменьшающегося пузырька. Таким образом, когда $R \rightarrow 0$, то $v \rightarrow \infty$. Если быстрое движение внезапно прекратится вследствие полного смыкания полости, то сконцентрированная в ничтожно маленьком объеме кинетическая энергия перейдет частично в тепловую и частично в энергию сжатия. При этом из центра сомкнувшейся полости распространится сферическая ударная волна. Максимальное давление в жидкости возникает на расстоянии $r = 1,587 R$ от центра пузырька [2]

$$P = P_0 \frac{R_0^2}{r \cdot 256 R^3} \quad (1)$$

Для $R_0/R = 20$ и $P_0 = 1$ ат получаем $P = 1260$ ат.

Это давление возникает в непосредственной близости от поверхности пузырька, но на самой поверхности оно равно нулю. Если газовый пузырек уменьшается от исходного радиуса R_0 до радиуса R , то при этом создается давление

$$P = \sqrt{\frac{2P_0}{3\beta} \left(\frac{R_0}{R^2} - 1 \right)}, \quad (2)$$

где β — сжимаемость жидкости. Для воды ($\beta = 5 \cdot 10^{-5}$ ат⁻¹) при $P_0 = 1$ ат и $R_0/R = 20$ получаем $P = 10300$ ат.

Время, в течение которого газовый пузырек радиуса R_0 в жидкости с плотностью ρ при гидростатическом давлении P_0 полностью смыкается, равно

$$t = 0,915 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{P_0}} \text{ сек.} \quad (3)$$

где P_0 — выражено в дин/см^2 . При нормальном давлении для смыкания в воде газового пузырька диаметром 0,1 мм требуется время 5 мксек. Жидкость, в которой возникла кавитация, характеризуется пониженной проводимостью для звуковых волн, так как на кавитационных пустотах звуковые волны частично отражаются и частично рассеиваются. Это явление было наблюдеено еще Бойлем и Тейлором [4].

Следует упомянуть еще одно явление, тесно связанное с возникновением кавитации. Речь идет о явлении люминесценции при кавитации, причиной которого служат электрические разряды в кавитационных полостях. Подобную люминесценцию впервые наблюдали Френцель и Шультес [5]. Авторы объяснили это явление электрическими разрядами типа эффекта Ленарда, происходящими при образовании пузырьков. Свечение хорошо видно невооруженным глазом, адаптированным к темноте.

Константиновым [6] обнаружены электрические разряды, ясно видимые в темноте при сильно развитой гидродинамической кавитации. Опыты производились с обычной водопроводной водой. Эти разряды возникают при разрушении парогазовых пузырьков в области пониженного давления. Вероятной причиной эрозии является непосредственное действие электрических разрядов и связанных с этим химических процессов. Френкель [7] произвел теоретическое исследование электрических разрядов при кавитации. Он рассчитал электрическое поле между двумя стенками полости, образующейся в жидкости в результате внезапного разрыва. Теория Френкеля была в дальнейшем развита Натансоном [8].

Изучение кавитации имеет существенное значение для исследования движения тела в воде с большими скоростями, например, при быстром вращении гребных винтов, движении жидкости в турбинах, при вытекании жидкости из сопла в насосах и других гидравлических машинах. В частности, с этим явлением приходится встречаться в гидравлических системах самолетов, в напорных трубах гидростанции и водопроводных галереях системы питания судовых шлюзов. Явление кавитации крайне нежелательно в гидравлических машинах и гидротехнических сооружениях. Ниже рассмотрим условие начала наступления кавитации в гидравлических системах (в трубопроводах). Известно, что при частичном открытии затвора в напорных трубопроводах поток, проходя через суженное затвором сечение, сжимается, после чего на некотором расстоянии от сжатого сечения снова расширяется, заполняя все сечение трубы. В случае герметического зат-

пора в сжатом сечении, при определенных условиях задачи, скорость может принимать столь большое значение, что для удовлетворения уравнения Бернулли (с учетом потерь) давление в сжатом сечении p_c должно принимать значение меньше атмосферного. Если уравнение Бернулли (при формальном его использовании) дало нам давление в сжатом сечении $p_c < p_a$, то это указывало бы на недопустимость его применения без введения добавочного члена, отвечающего какому-либо виду потерь энергии — потерям на кавитацию. Проверка отсутствия кавитационных явлений за затвором сводится к проверке действительного давления за ним в суженном сечении потока.

Предположим, что имеем систему водопода, представленную на рис. 1. Мерой местного понижения давления за преградой может служить безразмерный коэффициент понижения χ' , представляющую со-

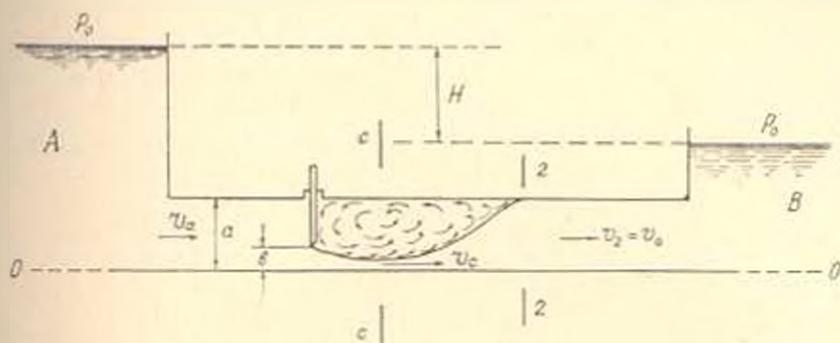


Рис. 1.

бой отношение разности величин удельной потенциальной энергии в потоке в сечении, находящемся на значительном удалении от затвора, в котором поток после предварительного сжатия снова расширяется, наполняя все сечение $\left(\frac{p_2}{\gamma} + z_2\right)$, и в сжатом сечении, к скоростному напору в удаленном сечении $\frac{v_2^2}{2g}$:

$$\chi' = \frac{\left(z_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) - \left(z_{11} + \frac{p_c}{\gamma}\right)}{v_2^2 / 2g}$$

Коэффициент χ' при отсутствии кавитационных явлений, по В. М. Маккавееву [9], равен

$$\chi' = 2 \sqrt{\zeta_{зз}} \quad (4)$$

На основании экспериментальных данных Н. В. Халтуриной [10] предлагается следующая зависимость для χ'

$$\chi' = 1.48 \sqrt{\zeta_{зз}} \quad (5)$$

где $\zeta_{зз}$ — коэффициент сопротивления затвора, который зависит от типа затвора и от степени его открытия.

Для определения коэффициента χ' нами была получена следующая зависимость [11]*

$$\chi' = 2 \sqrt{\zeta_{r-2}}. \quad (6)$$

где ζ_{r-2} — коэффициент сопротивления на участке между сжатым сечением и сечением полного расширения потока, отнесенный к скорости $v_0 = v_2$.

Известно, что потери энергии в затворе, характеризующиеся коэффициентом потерь $\zeta_{\text{зп}}$, в основном происходят в области жидкости за преградой—между стенками и линией расширения струи. Эта область является как бы поглощающей (гасящей). В этом случае в связи с турбулентными перемешиваниями частиц жидкости основного потока с „мертвой зоной“ потери энергии на участке до сжатого сечения значительные. На участке между преградой и сжатым сечением, где поток продолжает суживаться направления скоростей частиц вихревого мешка со скоростью основного потока составляют большие углы, это увеличивает длину пути перемешивания l , что со своей стороны, увеличивает дополнительное касательное напряжения, происходящее от турбулентности

$$|\tau_{\text{турб}}| = \rho l^2 \left(\frac{dv}{dn} \right)^2,$$

где v — осредненная скорость в точке.

Поэтому нельзя пренебрегать потерей, происходящей до сжатого сечения.

Зависимость (6) в отличие от зависимости (4) получена в предположении, что потери в затворе, характеризующиеся коэффициентом $\zeta_{\text{зп}}$, рассматриваются не только как потери на внезапное расширение струи от сжатого сечения со скоростью v_r до сечения, где струя расширяется полностью, а как сумма потерь, происходящих до сжатого сечения и после него. Причем ζ_{r-2} рассматривается как потеря на внезапное расширение струи от сжатого сечения до сечения, где струя расширяется полностью*.

По зависимостям (4), (5) и (6) нами были вычислены величины $\chi' \frac{v_2^2}{2g}$ при различных степенях открытия затвора и результаты сопоставлены с соответствующими экспериментальными данными, полученными Г. В. Эндером в лаборатории ЛИНВТ (рис. 2). Сопоставление показало большое отклонение величин $\chi' \frac{v_2^2}{2g}$, вычисленных по формуле (4), от экспериментальных данных, в сторону превышения. Наблюдались также большие отклонения от экспериментальных величин, вычисленных по формуле (5). При малых открытиях затвора—в сторону занижения, и при больших в сторону завышения. Сопоставление

* В работе [11] имеется опечатка, в формуле (13) вместо 1.35 должно быть 1.48.

** Подробности см. в [11].

значений $\chi' \frac{v_2^2}{2g}$ вычисленных по (6), с экспериментальными данными дали удовлетворительные результаты.

Для определения давления в сжатом сечении p_c в случае водовода представленного на рис. 1 имеем [11]:

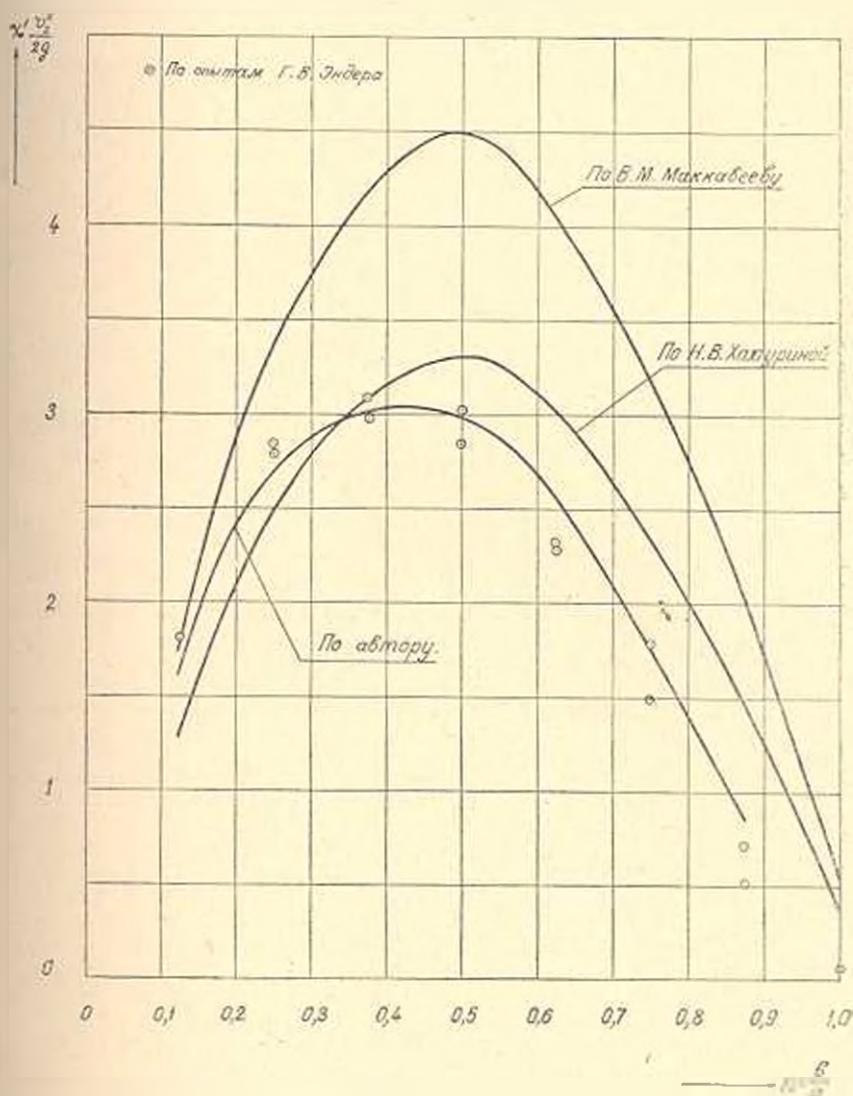


Рис. 2.

$$p_c = p_0 + \gamma (z_{II} - z_c) + \frac{v_{II}^2 - 1 - 2^2 \sqrt{z_c - z}}{2 \cdot 11 + \zeta_{сн} + \zeta_{II}} \gamma H. \quad (7)$$

Кроме того имеем

$$\frac{\gamma H}{\zeta_B + \zeta_{сн} + \zeta} = \frac{\rho v_0^2}{2}. \quad (8)$$

Здесь p_0 — атмосферное давление;

ζ_{11} — коэффициент сопротивления части водовода, расположенной выше сечения затвора, отнесенной к скорости $v_0 = v_1$;

ζ_{12} — коэффициент сопротивления части водовода, расположенной ниже сечения 2—2, отнесенной к скорости v_0 .

В силу (7) и (8) для системы водовода получим

$$\chi_c = \frac{p_{ст} - p_c}{\frac{\rho v_0^2}{2}} = 1 + 2 \sqrt{\zeta_{c-2} - \zeta_{c1}} \quad (9)$$

где

$$p_{ст} = p_0 + \gamma (z_{11} - z_c).$$

Наступление кавитации определяется условием

$$\chi_c = \frac{p_{ст} - p_c}{\frac{\rho v_{0max}^2}{2}} = 1 + 2 \sqrt{\zeta_{c-2} - \zeta_{c1}} \quad (10)$$

Второй член в правой части формулы (10) зависит лишь от степени открытия затвора.

Имея значения числа кавитации χ_c , по формуле (10) можно определить критическую скорость v_{0max} , при которой наступает кавитация.

На рис. 3 представлены величины χ_c в зависимости от степени открытия затвора n для различных ζ_{11} , в случае плоского затвора.

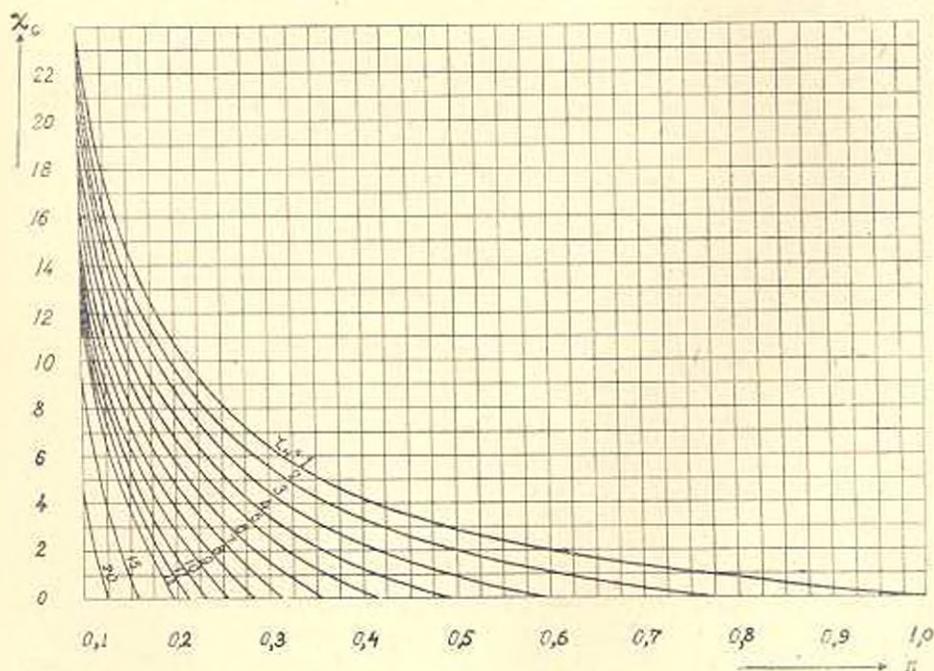


Рис. 3.

Пользуясь графиком для $\chi_c = f(n, \zeta_{11})$, можно по формуле (10) определить величину v_{0max} , при которой наступает кавитация. Задавая

желаемое значение p_c по формуле (9) можно определить скорость v_0 , при которой отсутствует кавитация в сжатом сечении.

Заметим, что на явление кавитации можно влиять изменением давления p_{cm} , которое увеличивается с глубиной погружения галереи под уровнем нижнего бьефа (резервуара). Очевидно, что с увеличением p_{cm} кавитация затрудняется.

В случае, когда для заданной системы трубопровода при данной степени открытия затвора коэффициент кавитации системы, определенный по зависимости

$$\chi_c = \frac{p_{cm} - p_c}{\frac{\rho v_{0max}^2}{2}} \quad (11)$$

меньше, чем величина

$$(1 + 2\sqrt{\zeta_{c-2}} - \zeta_n),$$

имеет место явление *развитой кавитации*.

Наличие явления кавитации приводит иногда к уменьшению расхода жидкости в системе, иначе говоря, к *кавитационному кризису расхода*. Это обстоятельство может привести к нарушению нормального режима работы сооружения.

Из рис. 3 следует, что в случае, когда χ_n , определенный по формуле (11) для заданной n и ζ_n , находится слева от кривой $\chi_c = f(n, \zeta_n)$, имеет место явление развитой кавитации, следовательно, имеет место кавитационный кризис расхода. Поскольку с увеличением ζ_n коэффициент χ_c может оказаться справа от кривой $\chi_c = f(n, \zeta_n)$, то, очевидно, что на явление кавитации можно влиять увеличением сопротивления в низовом участке водовода после сечения 2-2 (ζ_n). Заметим, что с увеличением ζ_n , уменьшается и коэффициент расхода системы, что также понижает давление в сжатом сечении.

Ереванский государственный университет

Поступило 29 XI 1962

Լ. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

ԾԱՆՈՒԹ ԿԱՎԻՏԱՑԻՈՆ ԿՐԻՑԻՍ

Հայտնի է, որ անսեղմելի հեղուկի հաստատված շարժման ժամանակ ճրնջումների բաշխումը հոսքում կախված է արագությունների բաշխումից, իսկ ոչ հաստատված շարժման ժամանակ նա զգալի կերպով կախված է նաև լոկալ արագացումների բաշխումից: Ներքևում մենք դիտում ենք հեղուկի հաստատված շարժումը գծ. 1-ում բերված ջրատար սիստեմով:

Հողվածում արվում է ջրատար սիստեմի ճնշման տեղական իջեցման չափանիշ հանդիսացող χ_c գործակցի որոշումը, ինչպես նաև կավիտացիայի հրետյթի սկիզբ առնելու պայմանը: Այստեղ թերվում է պծագիր, որի սղնու-
1. ԿՈՒ. № 5

թյամբ կարելի է առանց հաշվարկի որոշել կապիտացիայի առկայությունը արդևկակից հետո, սեղմված կտրվածքում:

Կապիտացիայի առկայությունը մեծացնում է էներգիայի կորուստները, որի հետևանքով փոքրանում է հեղուկի ծախսը սխտանում, այսինքն առաջանում է հեղուկի ծախսի կապիտացիոն կրիզիս (ծախսի խափանում կապիտացիոն ծախում ունեցող):

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Эшштейн Л. А., Возникновение и развитие кавитации. Сборник работ ИАГИ, по гидродинамике, 1959.
2. Rayleigh, On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Cavity, Phil. Mag. (6), 31, 91 (1917).
3. Boyle R. W., Cavitation in the Propagation of Sound. Trans. Roy. Soc. Canada (3), 16, 157 (1922).
4. Boyle R. W., Taylor G. B. Reflecting Powers of Various Materials for Ultrasonic waves. Trans. Soc. Canada (3) 20, 245 (1926).
5. Frenzel H., Schultes H., Lumineszenz im ultraschallbeschickten Wasser., ZPS B 27, 421 (1935).
6. Константинов В. А., Об электрических разрядах при кавитации, ДАН СССР, т. 56, № 3, 1947.
7. Френкель Я. М., Об электрических явлениях, связанных с кавитацией, обусловленной ультразвуковыми колебаниями в жидкости, ЖФХ, 14, 1940.
8. Натансон Г. Л., О величине электрического поля в полостях, образуемых при кавитации жидкости ультразвуком, ДАН СССР, 83, 1948.
9. Макавцев В. М. и Коновалов И. М., Гидравлика. Речиздат, 1940.
10. Халтурин Н. В., Условия обтекания плоского затвора и напорной галереи и влияние потока на затвор. Журн. "Гидротехническое строительство", № 7, 1954.
11. Սետրոսյան Ա. Գ., К вопросу определения давления за преградой в трубах. Тр. ВМАКВ им. А. Н. Крылова, вып. XX, 1959.