

ОСОБЕННОСТИ СКАЧКА ДАВЛЕНИЯ В ПАРОВОДЯНЫХ ИНЖЕКТОРАХ

Докт. техн. наук, проф. КОРОЛЁВ А. В.

Одесский национальный политехнический университет

В работе [1] предложена модель механизма подпора давления в пароводяных инжекторах при реализации скачка давления в камере смешения последнего.

Условия, определяемые зависимостью (5) [1], имеют место, например, в жесткой трубе, какой можно считать камеру смешения пароводяного инжектора. Согласно принятой модели колебания скачка давления, возникающего при полной конденсации пара в паровых инжекторах, должны давать дополнительный прирост давления, а главное – обеспечивать устойчивую работу инжектора. Кроме того, о справедливости предложенной модели свидетельствует оптимальное повышение давления нагнетания за счет особого профилирования камеры смешения и диффузора инжектора. Для получения количественных оценок результатов расчета необходимо решить вопрос о скорости конденсации струи пара в объеме холодной воды. Оценки, проведенные по «замороженному» значению паросодержания, отметили нереально высокие результаты давления акустического напора [1].

Анализ работ, посвященных исследованию тепломассообмена в струе пара, конденсирующейся в холодной воде, свидетельствует о том, что этот вопрос в отличие от проблемы конденсации на струях, пленках и поверхностях изучен недостаточно хорошо. Ретроспектива подобных исследований показала, что эти работы могут проводиться в двух направлениях – схлопывание кавитационных пузырей и каверн [2] и конденсация пузырей и струй при их вдуве в холодную воду [3–5]. Установлено главное различие в характере конденсации пара для этих двух случаев.

Во-первых, изменения радиуса пузырька во времени имеют одинаковый характер, но различаются на порядок во времени (рис. 1, 2).

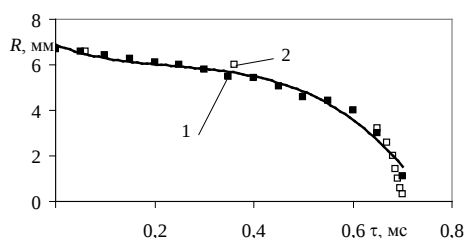


Рис. 1. Изменение во времени размера кавитационного пузырька [2]: 1 – расчет по соотношению Рэлея; 2 – экспериментальные данные

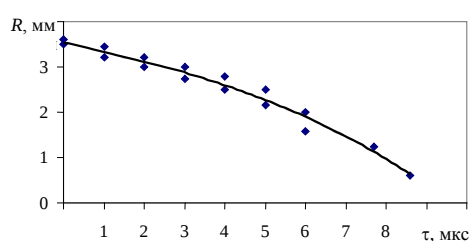


Рис. 2. Изменение во времени радиуса парового пузырька при вдуве в воду, недогретую до кипения на 36,6 °С, сопло диаметром 1 мм, давление – 0,2 МПа [5]

Во-вторых, объем парового пузырька [5], как и объем паровой струи [4], изменяется линейно (рис. 3), причем форма паровой струи приближа-

ется к конусу. Интересно, что подобный линейный характер изменения объема характерен как для кавитационных, так и для вдуваемых в холодную воду пузырей.

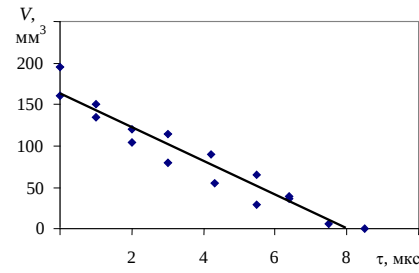


Рис. 3. Характер изменения объема парового пузырька, рассчитанного по условиям рис. 2

В [5] предложена экспериментально апробированная зависимость для расчета изменения радиуса пузыря от времени, представленная в критериальной форме:

$$\frac{R(t)}{R_0} = \left[1 - \frac{6}{\sqrt{\pi}} \text{Ja}_0 \text{Pe}_0^{\frac{1}{2}} \text{Fo} \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (1)$$

где $\text{Ja}_0 = \frac{C_p \rho_l \Delta T}{\rho_v r}$ – критерий Якоба; ΔT – разность температур пара и окружающей жидкости; $\text{Pe}_0 = \frac{2wR_0}{a}$ – критерий Пекле; $\text{Fo}_0 = \frac{a\tau_0}{4R_0^2}$ – критерий Фурье.

Критерии соответствуют начальным параметрам схлопывания парового пузырька. Для предельного случая, когда пузырь схлопывается от максимального размера до нуля, зависимость (1) возможно привести к виду

$$\left[1 - \frac{6}{\sqrt{\pi}} \text{Ja}_0 \text{Pe}_0^{\frac{1}{2}} \text{Fo} \right]^{\frac{2}{3}} \rightarrow \frac{6}{\sqrt{\pi}} \text{Ja}_0 \text{Pe}_0^{\frac{1}{2}} \text{Fo} = 1. \quad (2)$$

Возведя (2) в квадрат и подставив значения критериев в развернутом виде, получим:

$$\frac{36}{\pi} \text{Ja}_0^2 \text{Pe}_0 \text{Fo}^2 = \frac{36(c_p \rho_l \Delta T)^2 2wR_0 (a\tau_0)^2}{\pi(\rho_v r)^2 a 16R_0^4} = 1.$$

Или

$$\frac{9(c_p \rho_l \Delta T)^2 2wa(\tau_0)^2}{\pi(\rho_v r)^2 4R_0^3} = 1, \quad (3)$$

откуда можно получить выражение для расчета скорости изменения объема парового пузыря

$$\frac{6a(c_p \rho_l \Delta T)^2 w\tau_0}{(\rho_v r)^2} = \frac{4}{3} \pi \frac{R_0^3}{\tau_0} = \frac{V_0}{\tau_0}. \quad (4)$$

Таким образом, полученное критериальное уравнение устанавливает зависимость между скоростью конденсации объема пузырей, теплофизическими характеристиками воды и расстоянием, пройденным пузырем до полной конденсации $w\tau_0$.

Прямая аппроксимация результатов эксперимента [4], представленных на рис. 3, позволила получить зависимость для изменения объема парового пузырька при оговоренных условиях эксперимента [1]: $V = -20,57\tau + 163,96$.

Продифференцировав данное выражение по времени, получим значение скорости конденсации пара для нормальных условий эксперимента

$$\frac{dV}{d\tau} = -20,57. \quad (5)$$

Подставив полученное выражение (5) в (4) и приняв теплофизические и режимные параметры согласно условиям эксперимента [5], определим среднее расстояние, пройденное пузырем до полной конденсации $w\tau_0$:

$$\frac{6 \cdot 1,58 \cdot 10^{-7} [4,182 \cdot 998 \cdot 30]^2 w\tau_0}{(1,4 \cdot 2258)^2} = -20,57 \rightarrow w\tau \approx 0,0137 \text{ м}. \quad (6)$$

При исследовании вдува пара в холодную воду в экспериментах [1] видимые размеры длины паровой струи имели размер, близкий к (6).

С учетом проведенных исследований был выполнен расчет акустического подпора в паровом инжекторе при реализации критического потока. Расчет произведен по следующему алгоритму.

1. Частота колебаний скачка давления в камере смешения парового инжектора определяется по формуле [6]

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{kp}{\beta(1-\beta)\rho'}} \frac{2}{l' + l''}, \quad (7)$$

где $k = 1,35$ – коэффициент изоэнтропы для насыщенного пара; β – объемное расходное паросодержание перед скачком давления; p – давление перед скачком давления; l' и l'' – соответственно характерный размер жидкой и паровой фаз вдоль направления потока; $\frac{3}{2}(l' + l'')$ – ширина скачка давления [6].

2. Убыль паросодержания β вдоль оси инжектора определяется скоростью конденсации паровой струи согласно выражению (4).

Приняв форму паровой струи конической, а расстояние, пройденное пузырем до полной конденсации $w\tau_0$, равным высоте (длине) этого конуса, получим выражение для определения скорости изменения сечения s парового конуса

$$\frac{6a[c_p \rho_l \Delta T]^2}{(\rho_v r)^2} = \frac{1}{\tau_0} \frac{V_0}{w\tau_0} = \frac{s_0}{\tau_0}. \quad (8)$$

Учитывая, что изменение площади сечения парового конуса пропорционально изменению паросодержания потока по оси сопла, запишем

$$\frac{\beta_0}{\tau_0} \approx \frac{s_0}{\tau_0} = \frac{6a[c_p \rho_l \Delta T]^2}{(\rho_v r)^2}. \quad (9)$$

Таким образом можно определить габаритные размеры инжектора, т. е. расстояние от сопла до камеры смешения, приняв среднюю на этом расстоянии скорость двухфазного потока, равную критической скорости звука, а именно примерно 20 м/с, а также определить паросодержание потока перед скачком давления. Примем, что максимальное значение β перед скачком давления не должно превышать оценки паросодержания по плотности «упаковки» пузырьков: $\beta_{\text{расч}} = \beta/9 \leq 0,13$.

3. Соотношение между коэффициентом инжекции u и «замороженным» объемным паросодержанием β имеет вид

$$u = \left(\frac{1}{\beta_0} - 1 \right) \frac{\rho''}{\rho'}. \quad (10)$$

4. Амплитуда колебательной скорости может быть определена исходя из данных по расчету частоты колебаний скачка давления и его размеров

$$v = \frac{3}{2} (l' + l'') f, \quad (11)$$

где f – частота колебаний фронта скачка давления, Гц.

5. Избыточное давление звуковой волны от колеблющегося скачка давления рассчитаем по формуле

$$\Delta p = \frac{k+1}{8} \rho V^2, \quad (12)$$

где ρ – плотность воды при полной конденсации после скачка давления.

6. Для оценки нижней границы работы инжектора по условию полной конденсации пара подогрев воды в инжекторе рассчитаем по балансу теплоты смешиваемых потоков:

$$G_{\text{п}} h_{\text{п}} + G_{\text{ж}} h_{\text{ж}} = (G_{\text{п}} + G_{\text{ж}}) h_{\text{см}}$$

или

$$i_{\text{п}} + u i_{\text{ж}} = i_{\text{см}} (1 + u).$$

Тогда температура на выходе инжектора

$$i_{\text{см}} = \frac{i_{\text{п}} + u i_{\text{ж}}}{1 + u} = c_p t.$$

Откуда

$$t(u) = \frac{i_{\text{п}} + u i_{\text{ж}}}{c_p (1 + u)}.$$

Расчет показал, что подъем давления в инжекторе за счет радиационного напора от колеблющегося скачка давления может быть порядка 100 кПа, а частоты колебаний скачка давления – 2,6–2,9 кГц (табл. 1). Полученные

значения близки аналогичным параметрам, установленным экспериментально, что подтверждает правомерность предложенной модели скачка давления [6]. Расчет степени подогрева воды в инжекторе подтвердил, что нижняя граница работы пароводяного инжектора должна проходить по $u > 7$ (рис. 4), так как температура воды в камере смешения будет в этом случае превышать 100 °С.

Таблица 1

Результаты расчета параметров скачка давления в пароводяном инжекторе

u	$f(u)$, Гц	$v(u)$, м/с	$\Delta p(u)$, Па	$t_k(u)$, °С
10	$2,288 \cdot 10^3$	17,158	$8,605 \cdot 10^4$	96,993
20	$2,333 \cdot 10^3$	17,494	$8,945 \cdot 10^4$	69,997
30	$2,377 \cdot 10^3$	17,824	$9,286 \cdot 10^4$	60,998
40	$2,420 \cdot 10^3$	18,149	$9,627 \cdot 10^4$	56,498
50	$2,462 \cdot 10^3$	18,468	$9,969 \cdot 10^4$	53,799
60	$2,504 \cdot 10^3$	18,782	$1,031 \cdot 10^5$	51,999
70	$2,545 \cdot 10^3$	19,091	$1,065 \cdot 10^5$	50,713
80	$2,586 \cdot 10^3$	19,396	$1,100 \cdot 10^5$	49,749

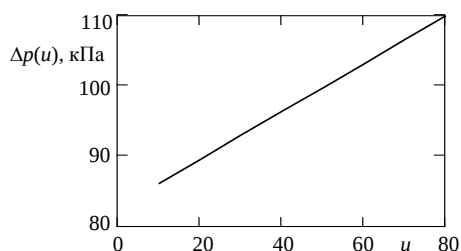


Рис. 4. Расчетное значение повышения давления в пароводяном инжекторе за счет радиационного давления

Авторы [7] исследуют влияние различных факторов на «виброактивность» инжектора. Ими экспериментально установлено, что в зависимости от режима работы и габаритных размеров струйного аппарата (СА) существует «некоторая определенная частота вибрации», для которой присущи как давление, так и производительность СА. Этими исследованиями установлено, что максимальный уровень «виброактивности» СА наблюдается на частотах 2,5–3,0 кГц. Это количественно совпадает с нашими исследованиями колебаний границ скачка давления. Если судить по описанию, то авторы [7], вероятно, наблюдали «виброактивность» скачка давления, однако интерпретировать эти «вибрации» не стали.

ВЫВОДЫ

1. Предложена методика расчета акустического подъема давления в пароводяных инжекторах.
2. Показана возможность расчета габаритных размеров пароводяного инжектора.
3. Представлены расчетные доказательства справедливости предложенной модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. К о р о л ё в, А. В. Анализ работы скачка давления в пароводяных инжекторах / А. В. Королёв // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). – 2009. – № 2. – С. 52–60.
2. К н е п п, Р. Кавитация / Р. Кнепп, Дж. Дейли, Ф. Хэммит. – М.: Мир, 1980. – 740 с.
3. D e l T i n, G. Experimental study on steam jet condensation in subcooled water pool / G. Del Tin, E. Lavagno, M. Malandrone // Proc. 3rd Multi-phase flow and heat transfer symposium-workshop. – Miami Beach, Flo., 18–20 April 1983. – P. 134–136.
4. Y o u n g, R. J. Vapor-liquid interaction in a high velocity vapor jet condensing in a coaxial water flow / R. J. Young, K. T. Yang, J. L. Novotny // Heat Transfer 1974, Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., Tokyo // JSME. – 1974. – Vol. 3. – P. 226–230.
5. S i m p s o n, H. C. Collapse of steam bubbles in sub-cooled water / H. C. Simpson, G. C. Beggs, O. M. Isikan // European Two-Phase Flow Group Meeting, Session A. – Rome, June, 1984. – P. 1919–1924.
6. К о р о л ё в, А. В. Самоорганизация течения дискретного газожидкостного потока / А. В. Королёв // Тр. ОГПУ. – Одесса, 1997. – Вып. 1 – С. 253–255.
7. Ш а м а н о в, Н. П. Двухфазные струйные аппараты / Н. П. Шаманов, А. Н. Дядик, А. Ю. Лабинский. – Л.: Судостроение, 1989. – 240 с.

Представлена кафедрой АЭС

Поступила 18.08.2009

УДК 637.634

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА, УПРАВЛЯЮЩЕГО ПРОЦЕССОМ КАПЛЕОБРАЗОВАНИЯ ПРИ СВАРКЕ ПЛАВЯЩИМСЯ ЭЛЕКТРОДОМ

**Канд. техн. наук ДЕМИДКОВ С. В., канд. физ.-мат. наук ЗАНКЕВИЧ В. А.,
БАЙЛУК Н. Д., канд. техн. наук СИЗОВ В. Д.**

*Белорусский государственный аграрный технический университет,
Белорусский национальный технический университет*

В ряде технологических задач металлургии для управления течением проводящих немагнитных струй используют осесимметричные, переменные во времени магнитные поля. При этом, как известно, аксиальное магнитное поле (м. п.) оказывает стабилизирующее воздействие на процесс растяжения проводящей струи, а азимутальное магнитное поле, возникающее при пропускании по струе электрического тока, приводит к ускорению распада струи на отдельные элементы [1–3]. Указанные эффекты механического воздействия магнитного поля на струю связаны с его перераспределением вдоль оси струи и соответственно магнитного давления при возмещении поверхности струи.

Данные закономерности воздействия магнитного поля на проводящую среду можно успешно использовать для управления процессом каплеобразования при сварке плавящимся электродом.