

## ВИХРЕВОЙ РАСШИРИТЕЛЬ – УТИЛИЗАТОР ТЕПЛОТЫ ПРОДУВОЧНОЙ ВОДЫ

Кандидаты техн. наук КАЩЕЕВ В. П., КАЩЕЕВА К. Э., инж. ВОРОНОВ Е. О.

*Белорусский национальный технический университет,  
РУП «Минскэнерго», Минская ТЭЦ-3*

Важную роль в уменьшении потерь рабочего тела на ТЭС с барабанными котлами играет расширительная установка непрерывной продувки, предназначенная для поддержания в воде в барабане котла концентрации примесей на уровне их растворимости. В результате снижения давления вода в ней вскипает и частично испаряется. Количество воды непрерывной продувки может составлять от 0,5 до 3 (иногда 5) % расхода пара. Установка состоит из расширителя и охладителя продувки и позволяет использовать теплоту продувочной воды при одновременном сохранении части воды для цикла ПТУ.

Продувочная вода с расходом  $D_{пр}$  и энтальпией  $h'_6$  насыщения при давлении  $p_6$  в барабане после дроссельного регулирующего клапана поступает в расширитель с давлением  $p_p$ . В результате снижения давления часть воды  $D''_{пр}$  испаряется, образуя насыщенный пар энтальпией  $h''_p$ , и отводится через сепарационное устройство. Так как пар из расширителей непрерывной продувки обычно направляется в деаэрактор питательной воды, давление в расширителе составляет около 0,7 МПа. Отсепарированная вода из расширителя с энтальпией  $h'_p$  подается в водо-водяной теплообменник, где она охлаждается до температуры менее 50 °С, передавая теплоту воде, идущей на химводоочистку. Затем после охладителя эта вода используется для охлаждения подшипников, подпитки теплоносителей на ТЭЦ и т. д. При высоких параметрах пара и большом расходе продувочной воды применяется двухступенчатая схема расширения. Вторая ступень работает при давлении, приблизительно равном атмосферному. По существу, теплоту продувочной воды можно было сохранить, используя лишь теплообменник без предвключенного расширителя, но при этом для цикла ПТУ потерялась бы доля чистого пара  $D''_{пр}$ , количество которого можно определить из ма-

териального и теплового балансов расширителя  $D''_{пр} = D_{пр} \frac{h'_6 - h'_p}{h''_p - h'_p}$ .

Максимальное количество пара можно получить, расширяя продувочную воду в одном расширителе до давлений ниже атмосферного, но это привело бы к неудобствам при эксплуатации установки. Расширители на ТЭС применяются также для периодической продувки котлов. Давление в этих расширителях приблизительно равно атмосферному. Пар сбрасывается в атмосферу, а вода после расхолаживания в барботере отводится в канализацию. Такие же аппараты используются в качестве расширителей дренажей высокого и низкого давлений. Полученный пар поступает в пароводяной теплообменник для подогрева воды, идущей на химводоочист-

ку, а вода отводится в дренажный бак с последующей подачей в химводоочистку. При традиционном исполнении массогабаритные характеристики таких расширителей достаточно велики, поэтому для их снижения необходимо интенсифицировать процессы вскипания воды и отделения влаги от пара. Для оптимизации этого процесса необходимо знание процессов, происходящих в расширительной камере, и временного режима снижения давления в каплях воды, установление возможностей улучшения сепарации влаги. Недостатки традиционных расширителей связаны с малой площадью зеркала испарения, высоким уровнем жидкой фазы и малой скоростью всплытия пузырей пара. Из-за большого выноса капель жидкости с паровой фазой, происходящего из-за образования больших пузырей, снижается надежность оборудования, подключенного к расширителю по паровой фазе, требуется установка дополнительных сепарационных устройств, что удорожает конструкцию. Унос капель влаги из расширителя увеличивается также за счет вскипания жидкости лишь в одном определенном месте сосуда, например при тангенциальном вводе питательного трубопровода, на расстоянии  $0,2L/\pi$  от ввода, где  $L$  – периметр расширительного бака [1]. К числу недостатков также следует отнести высокие гидравлические потери давления при отводе закрученного потока жидкой фазы.

Возможности уменьшения удельного объема расширителя и снижения выноса капель жидкости паровой фазой рассмотрены в [2]. Особенностью расширителя (рис. 1) является то, что ввод питательной жидкости выполнен многоцелевым и расположен в верхней части корпуса, а в нижней части установлен диск, связанный с корпусом пластинами, с образованием кольцевой щели у стенок, соединенными с корпусом раскручивающими лопатками.

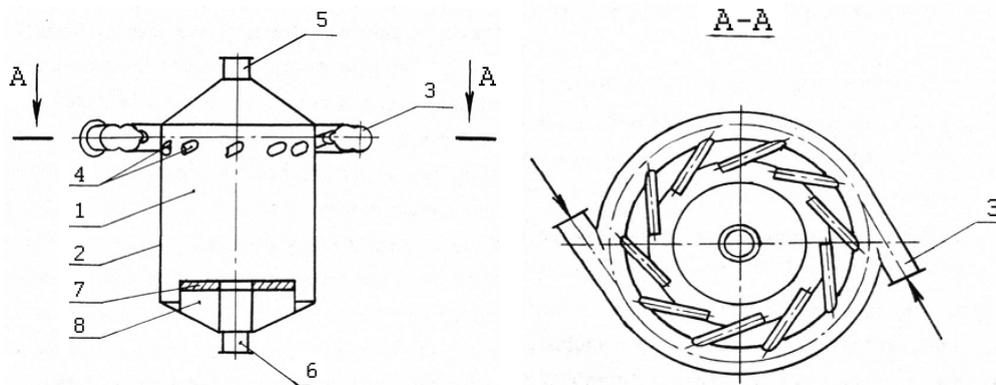


Рис. 1. Расширитель: 1 – корпус расширителя; 2 – цилиндрическая поверхность; 3 – патрубки для ввода перегретой жидкости; 4 – щели для ввода жидкости в корпус; 5, 6 – патрубки для отвода паровой и жидкой фаз соответственно; 7 – пластина с раскручивающими лопатками; 8 – зона стабилизации потока жидкости (сборник жидкой фазы)

Разделение перегретой жидкости на паровую и жидкую фазы в расширителе осуществляется следующим образом. При подводе перегретой жидкости в корпус 1 расширителя по патрубкам 3, касательным к боковой стенке 2, жидкость приобретает вращательное движение и стекает в сбор-

ник 8 жидкой фазы. При этом снижается вынос капель влаги из-за вихревого движения жидкости на цилиндрической поверхности, уменьшается объем пузырей при вскипании перегретой жидкости и сокращаются размеры капель жидкости, выбрасываемых при разрыве пузырей. Попадая в сборник 8 жидкой фазы, жидкость раскручивается на пластине 7, соединенной с корпусом раскручивающими лопатками. Образовавшийся пар отводится по патрубкам 5, а жидкая фаза – по патрубкам 6.

Благодаря организации тангенциального ввода воды в верхней части расширителя образуется вращающийся слой воды по всей высоте цилиндрической части боковой поверхности. Из этого слоя происходит выделение пара (при интенсивном кипении). Одновременно происходит сепарация влаги из этого пара, так как капли жидкости под действием центробежной силы возвращаются на боковую стенку. В итоге в сравнении с традиционным расширителем в предлагаемом используется для паровыделения боковая стенка, что существенно увеличивает поверхность зеркала испарения при том же объеме расширителя, а это повышает его производительность. Использование многоселевого ввода (в сравнении с однотрубным подводом) создает равномерный вращающийся слой воды на боковой поверхности, что приводит к равномерному паровыделению, а это – путь к образованию пара с малым количеством влаги и ее лучшей сепарации. В результате улучшается работа расширителя, повышается его удельная производительность. Благодаря раскручивающим лопаткам в нижней части расширителя поток жидкости теряет свою окружную скорость, что стабилизирует его на входе в отводящий патрубок, создает равномерный слой воды возле нижней торцевой стенки расширителя. Это способствует выравниванию парообразования и уменьшает унос влаги с паром. Сепарация влаги при парообразовании в нижней торцевой части расширителя происходит за счет гравитационных сил. Из-за малой нагрузки зеркала испарения унос влаги с паром незначителен, скорость пара мала.

Рассмотрим физические процессы, происходящие в расширителе (рис. 1).

При тангенциальном равномерном вводе жидкости в расширитель возникает центробежное ускорение, которое больше ускорения свободного падения. Это приводит к резкому уменьшению объема пузырей – в  $\left(\frac{a}{g}\right)^{3/2}$

раза [1], где  $a$  – центробежное ускорение,  $a = \frac{v^2}{r}$ ;  $g$  – ускорение свободного падения;  $v$  – окружная скорость;  $r$  – радиус внутренней поверхности цилиндрической части расширителя.

**Пример.** Пусть скорость жидкости на боковой поверхности составляет 10 м/с, а радиус расширителя – 1 м. Тогда  $\left(\frac{a}{g}\right)^{3/2} = 31,6$ . Кроме того, примерно в 1,7 раза возрастет скорость всплытия пузырей (прямо пропорционально  $\sqrt[4]{a}$  [1]). Площадь зеркала испарения увеличивается примерно в  $\frac{S_{\text{ц}} + S_{\text{с}}}{S_{\text{с}}} = \frac{2\pi rH + \pi r^2}{\pi r^2} = \frac{2H + r}{r}$  раз, где  $S_{\text{ц}}$ ,  $S_{\text{с}}$  – поверхности цилиндра

и бассейна сборника жидкой фазы соответственно. При высоте корпуса расширителя  $H = 2$  м поверхность зеркала испарения увеличивается в 5 раз. С учетом повышения скорости всплытия пузырей в  $\sqrt[4]{a}$  раза для приведенного примера требуемый объем расширительного бака по сравнению с традиционным расширителем уменьшается в 8,5 раза. За счет вращательного движения жидкости из-за отброса капель к стенкам устройства снижается вынос капель влаги паровой фазой. Так как вскипание жидкости происходит в одном месте при вводе ее в расширитель на расстоянии 0,2 длины струи от места ввода, оптимальным является расширитель с пятью щелями для ввода жидкости. Приняв за базовый вариант расширитель диаметром 2 м и высотой 2 м, уменьшение объема расширителя достигается, как показано выше, примерно в 8 раз, что соответствует снижению расхода металла на 400 %.

В расширителе, куда поступает вода из котла (непрерывная продувка), образуются капли перегретой (относительно давления насыщения) жидкости диаметром до 4–5 мм. В первый момент жидкость в капле обладает температурой, которая выше температуры насыщения при давлении в объеме расширителя. Поэтому начинается интенсивное испарение воды как с поверхности, так и в объеме капли. Как известно, при испарении температура жидкости на 0,2–20 °С выше температуры генерируемого пара [3].

Возникает вопрос, почему капля не «взрывается» при кипении воды в ее объеме, ведь в первый момент имеет место значительное превышение давления внутри капли над давлением пара в расширителе, а никакой оболочки, сдерживающей разрыв, нет? Как показали исследования по лазерному термоядерному синтезу [4], при сильном испарении поверхности капли за счет реактивных сил эта капля может быть сжата до сверхплотного вещества (его плотность может в  $10\text{--}10^4$  раз превысить плотность твердого тела). В нашем случае вокруг перегретой капли, попавшей в расширитель, образуется узкая переходная зона с большими значениями градиентов плотности, температуры и давления, замедляющая испарение и поддерживающая давление в капле. Структура этой зоны определяется главным образом процессами испарения и быстротой отвода образовавшегося пара в объеме расширителя.

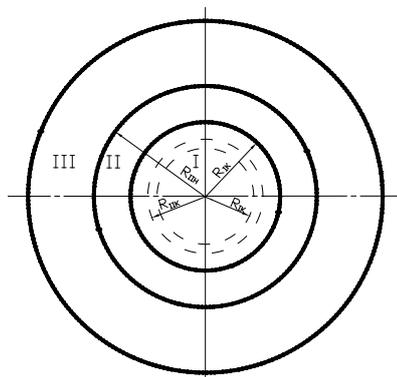


Рис. 2. Схема зон капли жидкости: I – конденсированная; II – переходная; III – низкоплотная паровая

Капля с зонами вокруг нее схематически показана на рис. 2.

На рис. 2: зона I – сама капля, зона II – паровая переходная зона с большими значениями градиентов плотности, давления и температуры, зона III – паровой объем расширителя,  $R$  – радиусы (их индексы означают:  $R_{кн}$  – радиус капли в начале испарения,  $R_{кк}$  – в конце испарения;  $R_{пн}$  – радиус переходной зоны в начале испарения, а  $R_{пк}$  – в конце). Как видим, размеры переходной зоны много меньше парового объема вокруг капли и в ряде задач при расчетах эту зону можно считать гидродинамическим разрывом [5].

Тогда на границе переходной зоны и поверхности капли выполняются законы сохранения потоков массы, импульса и энергии, для данного случая имеющие вид:

$$\begin{cases} \rho_I D = \rho_{II} (v + D); & (1) \\ p_I = p_{II} + \rho_I D v; & (2) \\ q_I = \rho_I D (\varepsilon + \Omega + v^2 / 2), & (3) \end{cases}$$

где  $\varepsilon = \frac{p_{II}}{(k-1)\rho_{II}}$ .

Здесь индексы I и II относятся к текущим (по времени) характеристикам I и II зон соответственно;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $p$  – давление, МПа;  $D$  и  $v$  – скорости границы испарения относительно центра капли и скорость пара на данной границе соответственно, м/с (скорости  $D$  и  $v$  имеют разные знаки);  $\varepsilon$  – удельная внутренняя энергия пара на границе испарения;  $\Omega$  – удельная энергия связи конденсированного вещества, Дж/кг;  $k$  – показатель адиабаты (для сухого насыщенного водяного пара  $k = 1,135$ );  $q_I$  – плотность потока теплоты, втекающей в разрыв со стороны капли, Вт/(м<sup>2</sup>·с).

В уравнении (3) выражение в скобках можно заменить на  $(r + h)$ , т. е. удельную теплоту фазового перехода из жидкости в пар плюс энтальпию воды (или энтальпию пара). Уравнение, описывающее скорость изменения массы  $M$  капли, имеет вид

$$\frac{dM}{d\tau} = -\rho_I D S = \rho_{II} v S, \quad (4)$$

где  $\tau$  – текущее время, с;  $S$  – величина поверхности границы I и II зон.

Откуда  $D = v \frac{\rho_{II}}{\rho_I}$ . Это выражение получается и из уравнения (1), пренебрегая в сумме  $(v + D)$  малой величиной  $D$ .

Система уравнений (1)–(4) не зависит от характера газодинамического движения испаренного вещества. В общем случае эти уравнения не описывают полностью процесс перемещения границ зон I и II, II и III (рис. 2), поведение промежуточной зоны II, а могут быть граничными условиями к системе гидро- и газодинамических уравнений, описывающих процессы в зонах I и II в приближении газодинамического разрыва. Более корректное описание процессов без введения скачка, разделяющего жидкую и газообразную фазы, связано с решением уравнений гидро- и газодинамики для движения слоев и требует уравнения состояния в широком диапазоне плотностей и температур. Эта задача решается только численными методами [6]. Однако с помощью (1)–(4) можно исследовать простую физическую модель, позволяющую оценить характеристики процесса охлаждения капли перегретой жидкости в паровом объеме расширителя.

Определим скорость отвода пара от поверхности капли. Как известно, при перепаде давлений пар разгоняется, т. е. его потенциальная энергия преобразуется в кинетическую. Если отношение  $\beta$  конечного и начального давлений составляет критическую величину, то скорость течения достигает

местной скорости звука. Для сухого насыщенного пара  $\beta_{кр} = 0,577$ . Так как обычно вода из котла поступает под давлением  $p_0 = 10,0; 14,0$  МПа, а в расширителе давление  $0,12; 0,6$  МПа, то скорость ухода пара с поверхности капли может быть звуковой, а при наличии определенных условий и сверхзвуковой. В нашем случае при  $\beta \leq \beta_{кр}$  скорость истечения пара с поверхности капли равна местной скорости звука  $v + D = c = \sqrt{\frac{kp_{II}}{\rho_{II}}}$ , с.

При дальнейшем падении давления  $p_I$ , когда  $\frac{p_{III}}{p_{II}} > \beta_{кр}$ , скорость будет

дозвуковой и с уменьшением давления в капле стремится к нулю. Таким образом, весь интервал скоростей можно разбить на два участка:

- 1) скорость равна местной скорости звука;
- 2) скорость меняется от скорости звука до нуля.

Например, если начальное давление в капле  $p_0 = 14,0$  МПа, а в расширителе давление составляет  $0,12$  или  $0,6$  МПа, то первый участок соответствует перепаду давлений в переходной зоне от  $14,0$  до  $1,04$  МПа или от  $14,0$  до  $0,208$  МПа, а второй – от  $1,04$  (или  $0,208$ ) до  $0,6$  МПа ( $0,12$  МПа). Из соответствия температуры насыщения давлению очевидно, что подавляющая потеря энергии капель происходит на первом участке. Покажем это.

Энергия, отданная каплей окружающей среде:

$$\Delta Q = h_0 \rho_0 V_0 - h_k \rho_k V_k,$$

где  $h_0, h_k$  – начальная и конечная энтальпии воды;  $\rho_0, \rho_k$  – начальная и конечная плотности воды;  $V_0, V_k$  – начальный и конечный объемы воды.

Также можно записать  $\Delta Q = \bar{h}'' \bar{\rho} \Delta V$ , где  $\bar{\rho}, \bar{h}''$  – средние на участке плотность воды и энтальпия выделенного пара. Величину  $\Delta Q$  можно определить и так:  $\Delta Q = h_0 M_0 - h_k M_k$ , где  $M_0$  и  $M_k$  – масса капли в начале и конце процесса. В первом приближении можно считать  $\rho_0 = \rho_k = \bar{\rho}$  и энтальпию пара средней на рассматриваемом интервале.

В итоге имеем

$$\Delta V = V_0 \frac{h_0 - h_k}{\bar{h}'' - h_k}; \quad \Delta Q = \bar{h}'' \bar{\rho} \Delta V = \bar{h}'' \frac{h_0 - h_k}{\bar{h}'' - h_k} V_0.$$

Давлению  $14,0$  МПа соответствуют температура кипения воды  $t_s = 336,6$  °С и ее энтальпия  $h_0 = 1,573$  МДж/кг, а давлениям  $1,04; 0,6; 0,208$  и  $0,12$  МПа –  $t_s = 182; 158,8; 121,6; 104,8$  °С и  $h_k = 0,772; 0,6704; 0,510; 0,439$  МДж/кг.

Таким образом, на первом участке, где скорость пара равна звуковой, отдается  $0,801; 1,063$  МДж/кг теплоты, а на втором –  $0,10181; 0,0806$  МДж/кг, т. е.  $0,8875; 0,9288$  и  $0,1125; 0,0712$  ее части соответственно.

Сначала рассмотрим изменение характеристик на первом интервале, т. е. при  $\beta \leq \beta_{кр}$ .

Так как с падением давления уменьшается температура, согласно выражению  $c = \sqrt{kRT}$  также происходит некоторое уменьшение местной скорости звука. Из известных соображений скорость снижения энергии капли можно представить следующим образом:

$$\frac{dQ}{d\tau} = -\bar{h}'' \rho_{\text{II}} c S. \quad (5)$$

Для величины  $\bar{h}''$  берем ее среднее значение на рассматриваемом интервале. Величина поверхности капли  $S = 4\pi R^2$ . Из уравнения адиабаты

получаем  $\rho_{\text{II}} = \rho_{\text{гр}} \left( \frac{p_{\text{II}}}{p_{\text{гр}}} \right)^{\frac{1}{k}}$ , где индекс «гр» означает параметры на границе

первого временного участка ( $\beta \leq \beta_{\text{кр}}$ ) со вторым ( $\beta > \beta_{\text{кр}}$ ). Из-за равенства скорости истечения пара с поверхности капли местной скорости звука на всем рассматриваемом интервале можно предположить, что закон падения

давления в капле со временем линейный, т. е.  $p_1 = p_0 - \frac{p_0 - p_{\text{к}}}{\tau_1} \tau$ , где  $p_{\text{к}}$  –

конечное давление в капле в конце первого временного участка;  $\tau_1$  – время испарения при уходе пара со звуковой скоростью;  $\tau$  – текущее время.

Это же можно отнести и к закону уменьшения величины радиуса капли со временем на этом участке  $R = R_0 - \frac{R_0 - R_{\text{к}}}{\tau_1} \tau$ , где  $R_0, R_{\text{к}}$  – начальная

и конечная величины радиуса на рассматриваемом участке. Выразим давление во второй зоне через начальное давление  $p_0$  в капле жидкости. Из уравнений (1) и (2) получаем:  $p_{\text{II}} = p_1 - p_{\text{II}} v^2$ . Так как на первом временном

участке  $v \approx c = \left( \frac{k p_{\text{II}}}{\rho_{\text{II}}} \right)^{\frac{1}{2}}$ , то  $p_{\text{II}} = p_1 \frac{1}{1+k}$ . Откуда

$$p_{\text{II}} = p_1 \frac{1}{1+k} \left( p_0 - \frac{p_0 - p_{\text{к}}}{\tau_1} \tau \right),$$

где

$$p_{\text{к}} = p_1 \Big|_{\tau=\tau_1} = \frac{p_{\text{III}}}{\beta} + \rho_{\text{II}} c^2 = (1+k) \frac{p_{\text{III}}}{\beta}.$$

После подстановки в (5) полученных выражений имеем

$$\frac{dQ}{d\tau} = -\bar{h}'' 4\pi \left( R_0 - \frac{R_0 - R_{\text{к}}}{\tau_1} \tau \right)^2 \sqrt{k \left( \frac{1}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \rho_{\text{гр}} (p_{\text{гр}})^{-\frac{1}{k}} \left( p_0 - \frac{p_0 - p_{\text{к}}}{\tau_1} \tau \right)^{\frac{k+1}{k}}}. \quad (6)$$

Или

$$dQ = A (R_0 - a\tau)^2 (p_0 - b\tau)^{\frac{k+1}{2k}} d\tau, \quad (7)$$

где

$$A = -4\pi \bar{h}'' \sqrt{k \left( \frac{1}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \rho_{\text{гр}} (p_{\text{гр}})^{-\frac{1}{k}}}; \quad a = \frac{R_0 - R_{\text{к}}}{\tau_1}; \quad b = \frac{p_0 - p_{\text{к}}}{\tau_1}.$$

Здесь давление измеряется в Па; плотность – в кг/м<sup>3</sup>; время – в с; радиус – в м; энтальпия – в Дж/кг.

Определения величины  $R_k$  можно использовать выражение

$$R_k = \sqrt{R_0^3 - \frac{3\Delta V}{4\pi}},$$

где  $\Delta V = V_0 \frac{h_0 - h_k}{h'' - h_k}$ . Величину  $\tau_1$  можно рассчитать после интегрирования

$$\int_{Q_k}^{Q_0} dQ = A \int_{\tau_1}^0 (R_0 - a\tau)^2 (p_0 - b\tau)^{\frac{k+1}{2k}} d\tau. \quad (8)$$

Интегральное выражение (8) можно определить только численным методом, однако, учитывая, что  $\frac{k+1}{2k} = \frac{1,135+1}{2 \cdot 1,135} = 0,94$ , для оценок можно

считать  $\frac{k+1}{2k} \approx 1$ , и тогда выражение (8) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} Q_0 - Q_k &= A \int_{\tau_1}^0 (R_0 - a\tau)^2 (p_0 - b\tau) d\tau = \\ &= A \int_{\tau_1}^0 \left[ (R_0^2 p_0 - R_0(2ap_0 + R_0b)\tau + a(ap_0 + 2bR_0)\tau^2 - a^2b\tau^3) \right] d\tau. \end{aligned}$$

После интегрирования

$$\frac{Q_0 - Q_k}{A} = R_0^2 p_0 \tau_1 - R_0(2ap_0 + R_0b) \frac{\tau_1^2}{2} + a(2ap_0 + 2bR_0) \frac{\tau_1^3}{3} - \frac{a^2b\tau_1^4}{4}. \quad (9)$$

Если  $a_1 = R_0 - R_k$  и  $b_1 = p_0 - p_k$ , то

$$\frac{Q_0 - Q_k}{A} = \left[ R_0^2 p_0 - \frac{R_0}{2}(2a_1 p_0 + R_0 b_1) + \frac{a_1}{3}(ap_0 + 2b_1 R_0) - \frac{a_1^2 b_1}{4} \right] \tau_1. \quad (10)$$

Из (10) можно определить значение величины  $\tau_1$ . Расчеты, выполненные при исходных данных:  $p_0 = 14,0$  МПа;  $p_{III} = 0,6$  МПа;  $R_0 = 2$  мм, дают  $\tau_1 = (3,5 \cdot 10^{-6})$  с. За это время капля потеряла 20,25 Дж теплоты, ее температура упала с 336,6 до 217,5 °С, а давление – с 14,0 до 2,22 МПа.

За счет реактивного сжатия капли в первый момент создавалось давление, равное 7,44 МПа, а в конце, через  $(3,5 \cdot 10^{-6})$  с, – 1,18 МПа. Давление в слое, окружающем каплю, за это время упало с 6,56 до 1,04 МПа. Радиус капли стал равным 1,56 мм. Скорость истечения пара с поверхности капли упала с 468 до 465 м/с, а скорость  $D$  границы испарения относительно капли – с 25,6 до 2,99 м/с.

Рассмотрим второй интервал, когда давление в капле падает от 2,22 МПа до давления в расширителе 0,6 МПа.

Время  $\tau_2$ , за которое давление капли сравнивается с давлением в расширителе, также найдем с помощью уравнения, определяющего скорость уменьшения энергии капли:

$$\frac{dQ}{d\tau} = -\bar{h}''\rho_1 DS. \quad (11)$$

Из-за малого изменения размеров капли (радиус меняется с 1,56 мм в начале этого участка до 1,45 мм в его конце) в выражении (11) используем среднее на участке значение величины поверхности капли. Плотность воды на этом временном интервале также меняется слабо, поэтому берем ее среднее значение. Скорость  $D$  границы испарения в конце процесса становится равной нулю. Как известно, подобные процессы охлаждения при малых перепадах температур имеют экспоненциальную зависимость. Поэтому

для величины  $D$  будем использовать зависимость типа  $D = D_0 e^{-\frac{\psi}{\tau_2}}$ . Здесь  $D_0$  – величина скорости границы испарения в начале временного участка (в рассматриваемом случае  $D_0 = 2,99$  мм/с);  $\psi$  – коэффициент. Так как в экспоненциальном процессе функция приближается к нулю только при бесконечно большом значении аргумента, ограничимся для значения  $\psi$  тем моментом, когда конечная величина  $D$  будет составлять от начальной 2, 1, 0,1 и 0,01 %. Тогда для этих случаев коэффициент  $\psi$  будет иметь значения: 3,909; 4,606; 6,909 и 9,212, соответственно. С учетом изложенного выше можно записать выражение (11) следующим образом:

$$\frac{dQ}{d\tau} = -\bar{h}''\rho_1 S D_0 e^{-\frac{\psi}{\tau_2}} = -B e^{-\frac{\psi}{\tau_2}}, \quad (12)$$

где  $B = \bar{h}''\rho_1 S D_0$ .

Интегрирование выражения (12) по времени от 0 до  $\tau_2$  дает

$$Q_1 - Q_2 = B \frac{\tau_2}{\psi} e^{-\frac{\psi}{\tau_2}} \Big|_{\tau_2}^0 = B \frac{\tau_2}{\psi} (1 - e^{-\psi}).$$

Откуда

$$\tau_2 = \frac{(Q - Q_2)\psi}{B(1 - e^{-\psi})}. \quad (13)$$

Расчет проводился для среднего (арифметического) давления в капле  $\bar{p} = 1,43$  МПа. Для этого давления плотность воды  $\bar{\rho} = 870$  кг/м<sup>3</sup>, а энтальпия пара  $\bar{h}'' = 2,778$  МДж/кг. После уменьшения температуры капли до температуры в расширителе ее объем стал равным 12,86 мм<sup>3</sup> (в самом начале он составлял 33,5 мм<sup>3</sup>). Значения величины  $\tau_2$  для конечных величин скорости границы испарения  $D$  следующие:

- для  $D = 0,98D_0$  величина  $\tau_2 = 0,892 \cdot 10^{-4}$  с;
- для  $D = 0,99D_0$   $\tau_2 = 1,04 \cdot 10^{-4}$  с;
- для  $D = 0,999D_0$   $\tau_2 = 1,55 \cdot 10^{-4}$  с;
- для  $D = 0,9999D_0$   $\tau_2 = 2,04 \cdot 10^{-4}$  с.

Таким образом, полное время, за которое капля потеряет почти всю свою энергию, составляет

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ с} + 2,04 \cdot 10^{-4} \text{ с} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}.$$

За это время капля отдала 25,86 Дж энергии (на первом участке – 20,25, на втором – 4,61 Дж). Ее температура понизилась до 158,8 °С, а ее масса с  $20,8 \cdot 10^{-6}$  стала ( $11,69 \cdot 10^{-6}$ ) кг (на втором участке потеря массы составила ( $1,66 \cdot 10^{-6}$ ) кг). Радиус капли в конце испарения составляет 1,45 мм. Если реактивная сила в начале второго участка создавала давление на каплю 1,18 МПа, то в конце оно стало равным нулю; скорость, с которой пар уходит с поверхности капли, тоже стремится к нулю.

Таким образом, оказалось, что время потери энергии каплей перегретой жидкости очень ограничено. Отсюда следует, что главное препятствие снижения массогабаритных характеристик подобных устройств – их низкие сепарационные возможности и неразвитая поверхность зеркала испарения. Для уменьшения массогабаритных характеристик нужно увеличить поверхность зеркала испарения и повысить сепарационные возможности камеры расширения. В разработанной конструкции [7] внутренний объем расширителя разделен несколькими обечайками на расширительные отсеки, подключенные к своим патрубкам подвода перегретой жидкости, причем обечайки установлены вертикально, а патрубки закреплены в них тангенциально, поэтому при вводе перегретой жидкости в отсеках создается вращательное движение сред и процессы кипения и разделения пара и воды проходят в поле центробежных сил. Процесс испарения происходит не только на горизонтальной поверхности воды в нижних частях отсеков испарителя, но также и на боковых стенках обечаек и корпуса испарителя. В результате по сравнению с традиционными расширитель отличается пониженными массогабаритными характеристиками.

На рис. 3 схематически представлен разработанный вариант расширителя.

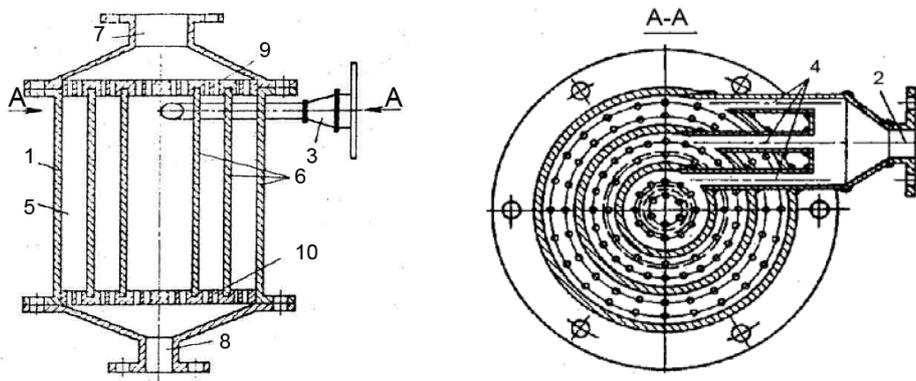


Рис. 3. Расширитель

Устройство содержит вертикальный корпус 1 с патрубком 2 для подачи первичной (перегретой) жидкости в раздающий коллектор 3, имеющий патрубки 4 для тангенциального подвода перегретой жидкости в расширительные отсеки 5 к внутренней поверхности корпуса 1 и коаксиальных вертикальных обечаек 6. Корпус 1 имеет патрубки 7 и 8 для отвода пара и вторичной воды, а также перфорированные перегородки 9 и 10 для прохода пара и воды соответственно.

По патрубку 2 перегретая жидкость поступает в раздающий коллектор 3, откуда по патрубкам 4 направляется в расширительные отсеки 5 и распределяется по поверхностям испарения корпуса 1 и коаксиальных обе-

чаек 6. Жидкость подводится к верхней части поверхностей испарения. Ввиду тангенциального подвода жидкость приобретает вращательное движение и, стекая вниз под действием гравитационных сил, движется по спиральной траектории. Во время этого движения по спиральной траектории происходит выделение пара, который через верхнюю перфорированную перегородку 9 поступает в патрубок для отвода пара, а вторичная жидкость с температурой, равной температуре насыщения пара при давлении в расширительной камере, через нижнюю перфорированную перегородку 10 поступает в патрубок 8 для отвода жидкости.

Исследования показали, что для определения оптимального количества  $n$  рабочих поверхностей – боковых коаксиальных обечаек, можно использовать следующее соотношение:

$$n = \frac{R}{\delta} - 1,$$

где  $R$  – радиус расширительной камеры;  $\delta$  – расстояние между обечайками или обечайкой и корпусом (или центром расширительной камеры). Для воды  $\delta = 0,09 + 0,114H/R - 0,00225(H/R)^2$ . Здесь  $H$  – высота обечаек.

## ВЫВОДЫ

1. На математической модели исследовано поведение капли перегретой жидкости в объеме расширителя. Показано, что время потери каплей избыточной энергии составляет около  $(2 \cdot 10^{-4})$  с. За счет нагрузки на каплю при реактивном эффекте из-за интенсивного ухода пара с поверхности возникает давление, которое замедляет испарение и препятствует разрыву капли на более мелкие. В начальный момент скорость ухода пара с поверхности капли равна местной скорости звука, а затем уменьшается по экспоненте. Оказалось, что время потери энергии каплей перегретой жидкости очень ограничено. Отсюда следует, что главное препятствие снижения массогабаритных характеристик подобных устройств – их сепарационные возможности. Это позволяет интенсифицировать теплообмен, увеличив поверхность зеркала испарения и повысив сепарационные возможности камеры расширения. В результате расширитель отличается от традиционных пониженными массогабаритными характеристиками.

2. Даны технические предложения по созданию компактного вихревого расширителя.

## ЛИТЕРАТУРА

1. К у т а т е л а д з е, С. С. Гидродинамика газожидкостных систем / С. С. Кутателадзе, М. А. Стырикович. – М.: Энергия, 1976. – 296 с.
2. В и х р е в о й барботажный аппарат: пат. 1177 Респ. Беларусь / В. П. Кашеев [и др.]. – Минск, 1995.
3. О с н о в ы термодинамики и теплотехники / В. Г. Ерохин [и др.]. – М.: Машиностроение, 1980. – 224 с.
4. Д ю д е р ш т а д т, Дж. Инерциальный термоядерный синтез; пер. с англ. / Дж. Дюдерштадт, Г. Мозес. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 304 с.
5. Т е о р и я нагрева и сжатия низкоэнтропийных термоядерных мишеней: сб. статей. – М.: Наука, 1982. – 184 с.
6. К в а н т о в а я радиофизика // Труды ФИАН. – 1970. – Т. 52. – 340 с.
7. И с п а р и т е л ь: а.с. СССР № 1.726.891, 15.04.92 / В. П. Кашеев [и др.] // Бюл. № 14.

Представлена кафедрой ТЭС

Поступила 16.03.2009