

## К ВОПРОСУ ОБ АДИАБАТНОМ ИСТЕЧЕНИИ ВОДЫ С ФАЗООБРАЗОВАНИЕМ

В. П. МАТЮКИН

(Представлена научным семинаром кафедры ТЭУ)

К настоящему времени проведено значительное количество экспериментальных работ по изучению адиабатического истечения воды с образованием паровой фазы. Такие эксперименты проводились с насадками самого различного профиля и в довольно широком диапазоне начальных давлений ( $0,1—5 \text{ МН/м}^2$ ). Интерес к изучению этого явления стимулируется тем, что оно весьма часто встречается в разнообразных производственных процессах и технологических циклах. Однако до сих пор еще нет сколько-нибудь устоявшейся теории этого процесса, надлежащим образом оформленной математически. Это объясняется наличием большого числа определяющих этот процесс разнородных факторов, еще недостаточно изученных самих по себе, а также отсутствием удачной гипотезы, которая способствовала бы возникновению такой математически оформленной теории.

При изучении адиабатного истечения воды с парообразованием через диафрагмы, короткие цилиндрические и коноидальные насадки с отношением длины к выходному диаметру ( $l/d$ ) порядка  $0,6-1,6$  и начальных давлений  $P_1 = 0,1—5 \text{ МН/м}^2$  было обнаружено существенное отклонение процесса от его равновесного протекания по изоэнтропе. Напротив, при длинных цилиндрических и коноидальных насадках с отношением  $l/d > 10$  и тех же начальных параметрах наблюдалось известное приближение к изоэнтропийному течению кипящей воды с точки зрения конечного эффекта (определенных значений паросодержания, скорости, давления). Из этого факта рядом исследователей [1, 2, 6, 8] был сделан вывод, что решающим обстоятельством уменьшения или увеличения отклонения процесса от изоэнтропы является время пребывания частиц воды в насадке, которое по порядку величин якобы сравнимо с временем завершения процесса парообразования.

Иначе говоря, время пребывания воды в коротких насадках мало и процесс парообразования не успевает завершиться, в длинных же насадках, напротив, время пребывания достаточно велико и процесс парообразования успевает завершиться почти до полного равновесия между фазами, показателем чего могло бы быть «соотношение между временем процесса и временем релаксации» [1].

Такая точка зрения впервые совершенно четко была проведена в работах А. А. Гурченка [5, 6]. В связи с указанной точкой зрения хотелось бы сделать ряд замечаний, которые, на наш взгляд, могли бы иметь ценность при постановке последующих экспериментов или математическом решении поставленной задачи.

На примере явлений, проходящих при адиабатном истечении влажного пара, таких, как скорость роста капель, размеры скачков конденсации, скорость выравнивания температуры по объему капли и т. д., можно сделать вывод, что и в случае адиабатного парообразования при истечении воды через насадки, времена процессов, связанных с формированием пузырьков пара, имеют один и тот же порядок, поскольку в основе лежат сходные макро- и микропроцессы.

Ориентировочная прибриска [по формуле IV, 18, 7] позволяет оценить образование паровых пузырьков размером  $r = 10^{-3} - 10^{-2}$  мм при перегревах жидкости  $\Delta T = 25 - 30^\circ \text{C}$  за время  $\tau = 10^{-6} - 10^{-5}$  сек, которое оказывается на порядок ниже времени ( $10^{-4}$  сек) прохождения жидкостью коротких сопел с отношением  $l/d = 0,6$  [1].

Это обстоятельство заставляет сомневаться в правильности ориентации на соотношение между временем процесса и временем парообразования при изучении адиабатного истечения кипящей воды. Видимо, такие факторы, как метастабильность, большие градиенты давления, скольжение фаз, а также при определенных условиях интенсивная турбулизация потока, способствующая мелкой дисперсности потока и кавитации, и поверхностные силы не дают возможности реализовать за короткие промежутки времени большие сами по себе скорости процесса парообразования.

Обратимся к схемам процессов *a* [1, 2, 8] и *б* [3] (рис. 1), имевших место при постановке экспериментов на коноидальных и цилиндрических насадках. Весь процесс адиабатного истечения воды с парообразованием можно разбить на две зоны:

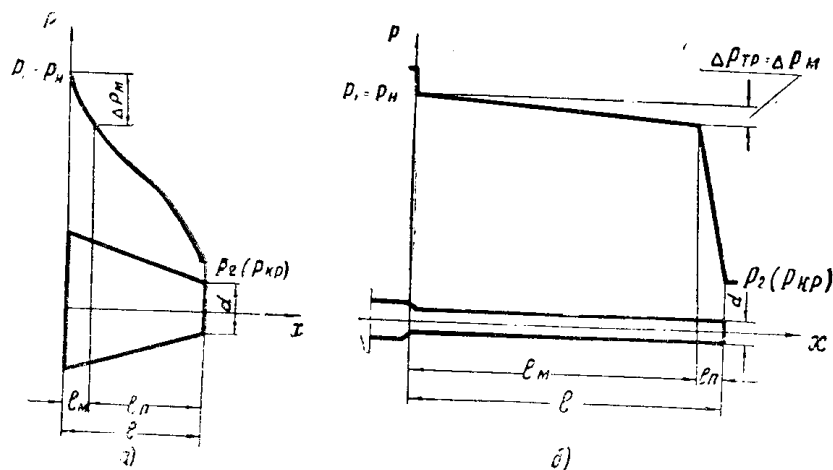


Рис. 1. Характер изменения давления в насадках: *a* — коноидальном; *б* — цилиндрическом

$l_m$  — зона метастабильного состояния, где происходит сброс давления на величину  $\Delta p_m$  при постоянной температуре жидкости;

$l_n$  — зона адиабатного кипения (парообразования), где происходит дальнейший сброс давления до противодавления в выходном сечении и падение температуры в соответствии с условиями равновесия для криволинейной поверхности.

Общее время ( $\tau$ ) течения жидкости через насадок складывается из времен прохождения жидкостью зоны метастабильного состояния ( $\tau_m$ ) и зоны парообразования ( $\tau_n$ ):

$$\tau = \tau_m + \tau_n.$$

При анализе экспериментов [3] (рис. 3, 4) на цилиндрической насадке  $l = 70$  мм,  $d = 2,2$  мм можно увидеть, что  $\tau_m$  существенно больше  $\tau_n$  и что это время относится к изотермическому участку, где происходит потеря давления за счет трения. Ясно, что это время в известной степени произвольно и не влияет на время  $\tau_n$ . В самом деле, сохраняя  $\Delta P_{тр}$  одним и тем же, но меняя  $l_m$ , мы при той же самой скорости потока получим разные значения  $\tau_m$ , а следовательно, и  $\tau$ . Таким образом, одной и той же величине возмущения и, соответственно, одному и тому же времени релаксации будет соответствовать разное время процесса, хотя конечный эффект будет тем же (конечное давление и паросодержание в выходном участке).

Вообще можно достигнуть одного и того же эффекта парообразования за разные времена протекания процесса при одинаковом отношении  $P_1/P_2$ , профилируя различным образом насадок. Отсюда можно сделать заключение, что нельзя пользоваться «соотношением между временем процесса и временем релаксации» без введения известных ограничений. Такое положение вещей вынуждает обращаться к поиску других величин (комплексов или факторов), однозначно и достаточно сильно влияющих на процесс адиабатного истечения насыщенной воды.

Несмотря на то, что многие исследователи этого процесса обращают внимание на влияние величины  $\text{grad} P$ , сам характер такого влияния пока остается в тени. Интересно, например, рассмотреть такой частный вопрос, как влияние  $\text{grad} P$  на форму и размер парового пузырька и потоки пара в его полости.

Представим себе паровой пузырек в одномерном (по направлению оси  $x$ ) потоке кипящей воды (см. рис. 2). Под действием продольного  $\text{grad} P$  такой паровой пузырек будет сжат в направлении оси  $x$ , он примет некоторую форму, отличную от сферической.

Если для упрощения рассуждений принять, что такой сжатый в направлении движения пузырек обладает в сечении плоскостью  $xy$  формой эллипса, то скажется, что наибольшая средняя кривизна ( $\sigma$ ) будет при  $x = 0$  и наименьшая при  $y = 0$ . В связи с этим давление пара в пространстве пузырька при обходе поверхности должно описываться уравнением Лапласа:

$$P_n = P_{ж} + \sigma \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right).$$

Различие давлений в разных точках пространства пузырька, связанное с различием радиусов кривизны, вызовет в полости пузырька потоки пара ( $I_n$ ), характер движения которых будет происходить в соответствии со схемой, указанной на рис. 2. Однако будет ли приводить деформация пузырька под действием  $\text{grad} P$  к сколько-нибудь существенному уменьшению объема пузырька из-за наличия разности давлений внутри объема, а также из-за влияния кривизны на  $\sigma$ , пока неясно. Если же допустить, что объем существенно не меняется, то при значительной деформации будет рост поверхности пузырька. При двукратном и большем увеличении поверхности возможен саморазрыв исходного пузырька на пузырьки меньшего размера. Это явление можно описать математически. Пусть:

- $V$  — объем парового пузырька;
- $r$  — его радиус до деформации;

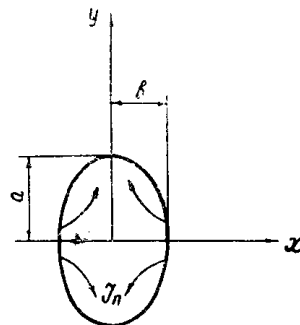


Рис. 2. Схема парового пузырька и потоков пара в его полости

$S, S_{сж}$  — величина поверхности до и после сжатия соответственно;  
 $\Pi$  — поверхностная энергия;  
 $a$  и  $b$  — большая и малая полуоси эллипса (рис. 2).

Тогда  $V = 4/3 \pi r^3 \approx 4/3 \pi b a^2$  и  $b a^2 = r^3$ ;

$$S_{сж} \approx 2\pi a^2 + 2\pi b^2 = 2\pi \left( \frac{r^3}{b} + b^2 \right);$$

$$\Pi = \sigma \cdot S_{сж} = 2\pi \left( \frac{r^3}{b} + b^2 \right) \sigma.$$

При механическом равновесии имеет место равенство сил от  $\text{grad } P$  и поверхностного натяжения:  $\frac{\partial \Pi}{\partial b} = - \left( \frac{\partial P}{\partial X} \cdot 2b \right) \pi a^2$ , а так как  $\frac{\partial \Pi}{\partial b} = 2\pi \sigma \left( 2b - \frac{r^3}{b^2} \right)$ , то получим

$$\frac{\partial P}{\partial X} = \sigma \left( \frac{1}{b^2} - 2 \frac{b}{r^3} \right). \quad (1)$$

Критическое значение малой полуоси эллипса ( $b_{кр}$ ), при которой может наступить саморазрыв пузырька, определится условием:  $2S = S_{сж}$ . Учитывая, что  $S = 4\pi r^2$ , получаем  $b_{кр} = \frac{r}{2}$ . Подставляя  $b_{кр}$  в формулу (1), находим:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{3}{r^2} \cdot \sigma. \quad (2)$$

Формула (2) определяет верхнее значение радиуса пузырька при заданном градиенте давления. В действительности это значение будет меньше, если учесть наличие касательных напряжений в потоке. Весьма вероятно также, что  $\text{grad } P$  влияет на величину критического радиуса при возникновении пузырька, что способствовало бы увеличению перегрева жидкости. Известно также, что течение двухфазной среды характеризуется наличием относительной скорости  $W_{отн}$  между фазами, величина которой также определяется  $\text{grad } P$ . Увеличение  $\text{grad } P$  приводит к увеличению относительной скорости. Это в свою очередь приводит к увеличению проходных сечений для жидкой фазы и, следовательно, к более увеличенному расходу воды через насадок против расхода, получаемого из условий равновесного течения по изоэнтропе. К тому же надо учесть, что наличие  $W_{отн}$  приводит к увеличению собственно самой неравновесности процесса.

Это связано с тем, что определенная часть паровых пузырьков, обгоняя поток жидкости, попадает в область с такими значениями температуры, при которой радиус пузырька оказывается меньше его критического значения, соответствующего данной температуре жидкости, что приводит к захлопыванию пузырька и при определенных условиях к возникновению кавитации. Все эти явления могут иметь место в коротких насадках, где  $\text{grad } P$  достигает значительных величин (10 бар/мм и более).

Таким образом, если суммировать все те результаты анализа, проведенного в разное время разными исследователями, по отношению к адиабатному истечению воды с парообразованием, то создается впечатление, что, видимо, нет какого-то одного решающего фактора, который бы определял процесс во всех случаях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. Д. В а й с м а н. Термодинамика парожидкостных потоков. Изд. «Энергия», 1967.
  2. М. Е. Д е й ч, Г. А. Ф и л и п п о в. Газодинамика двухфазных сред. Изд. «Энергия», 1968.
  3. С. В. П о л о ж и й. К вопросу расчета параметров потока при адиабатическом парообразовании. Изв. ТПИ, т. 125, 1964.
  4. С. В. П о л о ж и й. О процессе парообразования при истечении нагретой воды. Изв. вузов СССР, «Энергетика», № 2, 1960.
  5. А. А. Г у р ч е н о к. Исследование процесса истечения кипящей воды через диафрагмы и цилиндрические насадки. Изв. ТПИ, т. 101, 1958.
  6. А. А. Г у р ч е н о к. Определение завершенности процесса парообразования при истечении кипящей воды. Изв. ТПИ, т. 101, 1958.
  7. И. И. К и р и л л о в, Р. М. Я б л о н и к. Основы теории влажнопаровых турбин. «Машиностроение», 1968.
  8. К. С. П о л я к о в. К расчету сопел и цилиндрических каналов при адиабатическом течении испаряющейся жидкости. Труды ЛПИ, т. 247. «Турбомашины», 1965.
-