

Э.Э.Шпильрайн², С.И.Вайнштейн³, А.П.Севастьянов¹, Ю.А.Севастьянов¹

Московский энергетический институт (технический университет), Россия (1)

Институт высоких температур РАН, Москва, Россия (2)

Московский государственный университет инженерной экологии, Россия (3)

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЛОЩАДИ ЩЕЛИ И УГЛА ВПРЫСКА ЖИДКОСТИ В СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК ПАРА НА ПРОЦЕСС СМЕШЕНИЯ

АННОТАЦИЯ

В работе на основе экспериментальных данных рассматривается процесс разрушения жидкой струи сверхзвуковым потоком пара и образования двухфазной зоны, а также механизм каплеобразования и характеристики, определяющие размеры капель. Приведены зависимости влияния площади щели и угла впрыска на параметры смешивающихся потоков и дисперсность.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования проведены на плоскопараллельных моделях с центральным подводом перегретого пара через сопло Лавала с половинным углом расширения сверхзвуковой части 3° . На рис.1 показана схема впрыска жидкости под углом $\gamma_{жс}$, равным $6^\circ 15'$. Угол сужения камеры смешения $\gamma_{кс}$ совпадает с углом впрыска. Щель для подвода жидкости образована стенкой камеры смешения и внешней стенкой парового сопла.

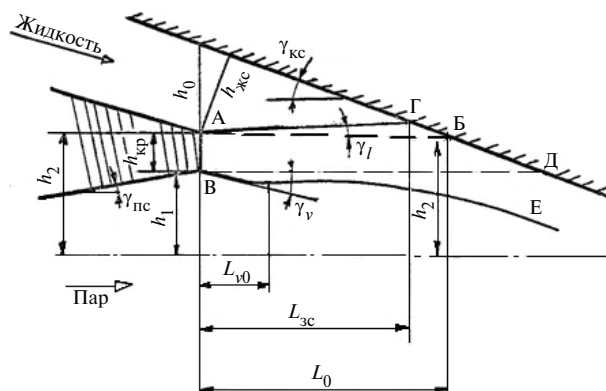


Рис. 1. Схема смешения: АГ – граница раздела жидкость – двухфазная зона; ВЕ – граница раздела пар – двухфазная зона

Площадь поперечного сечения жидкостной щели определяется по глубине модели на просвет $(40 \cdot 10^{-3} \text{ м})$ и высотой щели $h_{жс}$, являющейся перпендикуляром из точки А на стенку камеры смешения.

Под длиной зоны смешения струй жидкости и пара будем понимать расстояние по оси камеры смешения от среза сопла до сечения (точки), в котором жидкая струя перестает быть сплошной. По результатам фотосъемки в проходящем свете объем, ограниченный сечениями h_2 (от точки А до точки

В) и h_1 занят двухфазной смесью, т.е. в этот объем попадают и жидкость, и пар. В проведенных опытах струя жидкости как бы «подрезалась» струей пара по линии А – Г, образующей с осью канала угол γ_l . В действительности граница АГ не является плоской, а ее начало лежит немного ниже точки А. В экспериментах высота кромки сопла была равна $h_{кр} = 2$ мм, $h_1 = 10$ мм, $h_2 = 7$ мм для модели с $\gamma_{жс} = 6^\circ 15'$.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА СМЕШЕНИЯ

2.1. Длина и ширина зоны смешения

Длина зоны смешения $L_{зс}$ (рис.1) равна:

$$L_{зс} = h_{жс} \frac{\cos \gamma_l}{\sin(\gamma_{кс} + \gamma_l)}. \quad (1)$$

Рассмотрим влияние режимных параметров и физических свойств сред на величину угла γ_l . Будем при этом оперировать функцией $\text{tg} \gamma_l$.

В [1] струя жидкости, впрыскиваемая в неподвижную газовую среду, характеризуется корневым углом факела жидкости, тангенс которого зависит от числа Вебера $We_l = c_l^2 \rho_l h_{жс} / \delta$, числа Лапласа $L_p = \rho_l h_{жс} \delta / \mu_l$, отношения плотностей газа и жидкости ρ_v / ρ_l в виде

$$\text{tg} \gamma_{\phi} = c_w \frac{h}{l} L_p^l (\rho_v / \rho_l)^m. \quad (2)$$

При этом в некотором диапазоне параметров для воды значения C , h , l и m оказались равными 0,01; 0,32; 0,07 и 0,18 соответственно.

В случае впрыска жидкости под углом на поверхность раздела будет со стороны жидкости воздействовать часть динамического напора

$$q_l = \rho_l (c_l \sin \gamma_{жс})^2.$$

Со стороны сверхзвуковой струи пара в рассматриваемом случае действуют силы: упругость сверхзвуковой струи, пропорциональная числу Маха пара M_v ; сила J_v , являющаяся следствием конденсации пара на поверхности раздела жидкость – пар и направленная перпендикулярно этой поверхности; часть динамического напора струи пара вследствие неоднородности течения пара вблизи

среза конического сопла Лавала, пропорциональная $q_l \sim \rho_v (c_v \sin \gamma_{пс})^2$.

Наконец, в опытах обнаружена разность статических давлений в жидкости и паре, создающая дополнительную силу со стороны жидкости $J_l = P_l - P_v$.

Соотношение всех указанных сил определяет величину тангенса угла наклона жидкости АГ:

$$\operatorname{tg} \gamma_l \cong C_\gamma \left(1 - \frac{J_l w_l^k L_P C_\Phi}{J_v M_v^n} q^m \right). \quad (3)$$

Здесь под q подразумевается q_l / q_v .

В случае, когда силы уравниваются друг друга, угол равен нулю. При небольших значениях M_v и φ_v плотность АГ развернется до значения корневого угла факела γ_Φ , т.е. угол γ_l станет равным

$\gamma_l = -(\gamma_\Phi + \gamma_{жс})$, а при малых значениях $C_l \ll 1 \frac{м}{с}$ угол γ_l будет соответствовать углу границы сверхзвуковой струи пара γ_v .

На рис. 2 и 3 показаны зависимости $L_{зс}$ от скорости жидкости и угла впрыска $\gamma_{жс} = \gamma_{кс}$. Из рис.3 следует, что с увеличением C_l и ростом числа We и q величина $\operatorname{tg} \gamma_l$ уменьшается, т.е. угол γ_l уменьшается, что приводит к увеличению $L_{зс}$. Увеличение угла впрыска $\gamma_{жс}$ привело к некоторому уменьшению $h_{жс}$, но при этом увеличивается q , т.е. уменьшается γ_l , и в результате $L_{зс}$ в исследованном диапазоне возрастает.

На рис.4 приведены значения параметров в опытах на модели с $\gamma_{жс} = 6^\circ 25'$ и график зависимости $(1 - \operatorname{tg} \gamma_l)$ от q в логарифмических координатах. Оказывается, что эта зависимость линейная. Показатель степени при q в (3) $m = 0,11$. Можно принять, что значения k и l в (3) соответствует значениям в (2). Опыты проведены при $M_v = 2,08$, температура жидкости $2,5^\circ\text{C}$.

Ширина зоны смешения на участке $L_{зс}$ определяется положением границ АГ и ВЕ (рис.1). Примем, что в начальном сечении z_0 ширина зоны равна высоте кромки парового сопла $h_{кр}$ при $h_{кр} < 3 \text{ мм}$. По мере удаления от среза сопла ширина зоны смешения $h_{зс}$ обычно увеличивается как за счет положительного угла γ_l , так и за счет некоторой глубины проникновения каплей жидкости, образуемых в начальных сечениях, в паровую струю, за линию ВД. Возможны случаи, когда граница ВЕ на некотором расстоянии от среза сопла пересекает линию ВД, параллельную оси камеры смешения.

На участке $L_{зс}$ влияние стенки камеры смешения на положение границы ВЕ пренебрежимо мало.

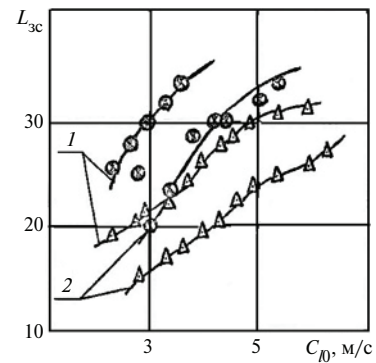


Рис. 2. Зависимость $L_{зс}$ от скорости впрыска жидкости

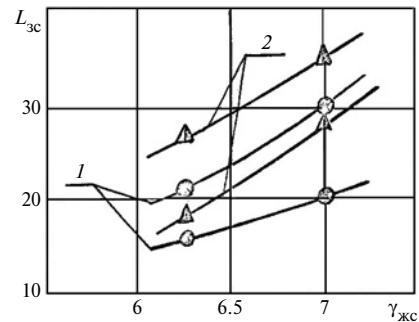
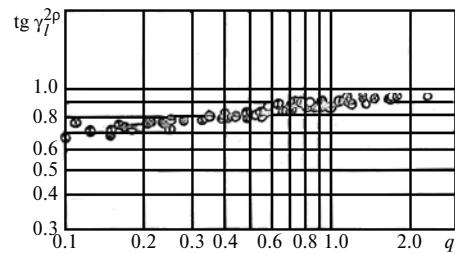


Рис. 3. Зависимость $L_{зс}$ от угла впрыска



Давление пара на входе в паровое сопло $P_{оп}$, МПа:

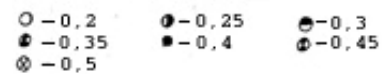


Рис. 4. Зависимость угла зоны смешения γ_l от напора жидкостной струи

Начальное значение угла γ_l определяется векторами импульсов жидкости и пара:

$$\operatorname{tg} \gamma_v = \frac{\left(\varphi_l (C_l \sin \gamma_{жс})^2 - \rho_v \sin \gamma_{пс} \right)^2}{\rho_v C_v^2} \quad (4)$$

на расстоянии L_{vc} , определяемом глубиной проникновения каплей жидкости в струю пара h_{ev} :

$$h_{ev} = k_h \left(\left[\frac{\rho_l (C_c \sin \gamma_{жс})^2}{\rho_v (C_v \sin \gamma_{пс})^2} \right]^m - h_{ev0}^m \right). \quad (5)$$

Величина h_{ev0} зависит, как и $\operatorname{tg} \gamma_l$, от состояния сил на поверхности раздела жидкость – пар и близка к значению максимального превышения диаметра

«бочки» паровой струи, вводимой в практически неподвижный объем жидкости.

На участке $L_{v0} - L_{3c}$, т.е. примерно при $z > 10$ мм в наших опытах граница ВЕ практически параллельна оси КС при $\gamma_v > 0$.

Итак, на участке от среза сопла до сечения z_{v0}

$$h_{3c} = h_{кр} + z \cdot (\operatorname{tg}\gamma_l + \operatorname{tg}\gamma_v)$$

и далее при $\gamma_v > 0$ $h_{3c} = h_{30}(z_{v0}) + (z - z_{v0}) \cdot \operatorname{tg}\gamma_l$.

2.2. Исследование влияния ширины щели на дисперсность

Исследования проведены на оптической модели КС, как и исследования L_{3c} и h_{3c} , с $h_{жс} = 7 \cdot 10^{-3}$ м, $h_{кр} = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $\gamma_{жс} = \gamma_{кс} = 6,25^\circ$, $\gamma_{пс} = 3^\circ$ при $M_v = 2,08$ и $C_l = 2,5 \div 5$ м/с, т.е. проводился впрыск жидкости под углом в сверхзвуковую струю пара.

Скоростная киносъемка (опыты И.В. Ана) процесса смешения с частотой $(2 \div 9) \cdot 10^3$ кадр/с показала, что граница раздела пар – двухфазная зона ВЕ (рис.1) не является плоской, а состоит из гребней. Вершины гребней пологие. По мере удаления от среза парового сопла ширина гребней возрастет, также как и их высота и расстояние между ними. Просмотр кинограмм обнаруживает зарождение гребней на срезе парового сопла высотой порядка 2 мм в течение времени $\tau_0 = 3 \cdot 10^{-4} \div 10^{-3}$ с. Затем гребень отрывается от кромки (рис.5) и движется вдоль камеры, при этом вершина его становится все более плоской, сам гребень более широким. Впадина, следующая за гребнем, также уширяется и углубляется. Видны следы от отдельных капель диаметром не более 0,5 мм. Масштаб съемки не позволяет определить точный размер этих капель.

Длина трека порядка $(3 \div 5) \cdot 10^{-3}$ м. При времени экспонирования кадра $8 \cdot 10^{-6} \div 9 \cdot 10^{-4}$ с указанное расстояние проходит со скоростью порядка $30 \div 70$ м/с. Проследить отдельную каплю на последующих кинокадрах не удается из-за малой частоты съемки.

За время τ_0 гребень, образовавшийся ранее, проходит расстояние $(10 \div 15) \cdot 10^{-3}$ м, т.е. скорость его распространения составляет $10 \div 50$ м/с, что существенно больше скорости жидкости на входе в камеру смешения.

Структуру двухфазного потока внутри гребней до границы с жидкой струей в настоящее время определить практически невозможно, поскольку концентрация фаз по объему лежит в диапазоне 20–80%, когда такой поток совершенно непрозрачен для проходящего света. Однако тот факт, что зона двухфазного потока начинается от кромки сопла и

расширяется, говорит о проникновении пара вплоть до стенки камеры смешения под углом γ_l , что возможно только при капельной структуре двухфазного потока. С другой стороны пар, смешиваясь с жидкостью на кромке сопла, может потерять свою скорость и образовавшаяся при этом пена тем не менее будет иметь достаточный импульс, чтобы по мере продвижения вытеснить жидкость под углом γ_l . В этом случае взаимодействие пара с жидкостью происходит ударным образом с возникновением локальных ударных волн. Но даже за прямым скачком при начальной скорости пара порядка 10^3 м/с пар не тормозится до скорости $10 \div 50$ м/с, а сохраняет скорость $200 \div 300$ м/с. Даже при этих скоростях более вероятным является образование капельной структуры, чем пенной.

Можно предположить, что на кромке сопла образуются сгустки капель примерно одинакового размера, определяемого ударным взаимодействием с жидкостью, и эти сгустки движутся со своей скоростью, меньшей скорости пара в двухфазной зоне, т.е. скольжение фаз здесь велико. Далее по мере продвижения сгустка капли расходятся, т.е. сгусток как бы расширяется, формируется гребень со стороны парового факела, из которого основным потоком пара выделяются отдельные капли и уносятся им.

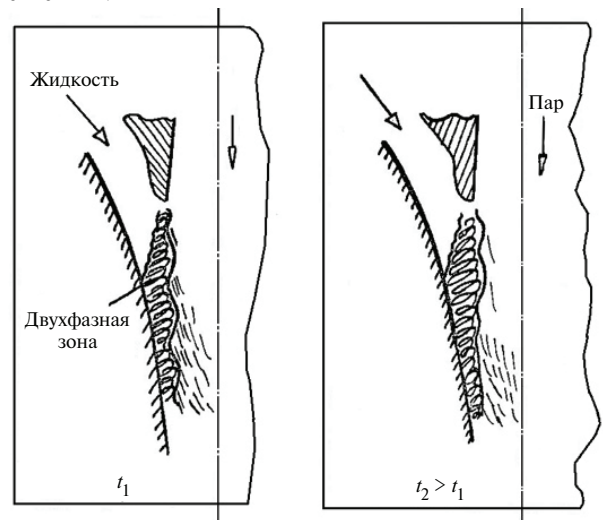


Рис. 5. Кинограмма процесса смешения

Взаимодействие пара с жидкостью на некотором расстоянии от среза сопла перестает быть ударным, поскольку скорость пара уменьшается за счет взаимодействия с каплями сгустка. На поверхности жидкости образуются волны, и жидкая струя распадается под влиянием уже двухфазного двухскоростного потока. Размер капель и их концентрация здесь могут сильно отличаться от размеров капель и их концентрации в среднем по сгустку.

В монографии (1) приводятся данные по времени разрушения капли при взаимодействии ее с высокоскоростным газовым потоком:

$$\tau_P = \frac{5d}{C_v \sqrt{M}},$$

где d – диаметр капли; C_v – скорость газа; M – число Маха.

Если принять, что на кромке сопла образуется капля диаметром $d = h_{кр} = 2 \cdot 10^{-3}$ м, то при скорости пара за прямым скачком $C_v = 300$ м/с при $M = 0,5$ время разрушения составляет

$$\tau_P = \frac{5 \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 10^{-2} \cdot \sqrt{0,5}} = 4,7 \cdot 10^{-5} \text{ с.}$$

Следовательно, уже практически на кромки сопла образуются капли, причем небольших размеров. Дальнейшее поведение капель в сгустке определяется параметрами пара внутри сгустка, быстро изменяющегося при взаимодействии с каплями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ экспериментальных данных позволил получить зависимости изменения геометрических параметров струй и зоны смешения на начальном участке КС от режимных и геометрических параметров, в том числе от ширины щели жидкостного сопла.

Рассмотрен и описан механизм распада жидкостной струи и последующее взаимодействие частиц

(капель) со сверхзвуковым потоком пара. Приведены оценки размеров капель.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

z, L, h – линейный размер, м;

γ – угол, град;

We_l – число Вебера;

M – число Маха;

ρ – плотность, кг/м³;

τ – время, с;

d – диаметр, м;

q – динамический напор, кг/(с²·м).

Индексы:

l – жидкость;

v – пар;

0 – параметр полного торможения на входе в КС; начало отсчета;

$пс$ – паровое сопло;

$жс$ – жидкостное сопло;

$кс$ – камера смешения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дитякин Ю.Ф., Клячко Л.А., Новиков Б.В., Ягодин В.И. Распыливание жидкости. М.: Машиностроение, 1977. 208 с.