

УДК 533.6.011+536.423.4

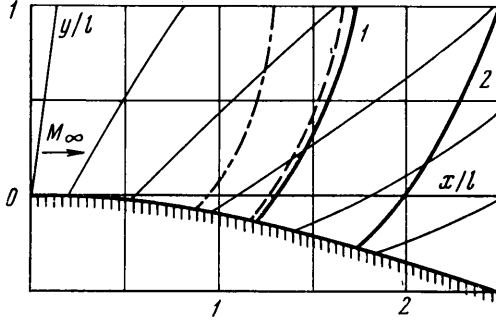
**КОНДЕНСАЦИЯ ПАРОВ ВОДЫ ПРИ РАСШИРЕНИИ В ПЛОСКИХ И ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ СОПЛАХ**

Р. А. ТКАЛЕНКО

(Москва)

При течении пересыщенного пара в соплах с большими степенями расширения скачок конденсации, как правило, сильно искривлен, что делает невозможным применение квазиодномерного метода расчета. На стенке сопла конденсация наступает раньше, чем на оси. То, что скачок конденсации криволинейный, подтверждается теоретическим и экспериментальным исследованиями сверхзвукового обтекания вы-

пуклого угла смесью воздуха и паров воды [1]. В работе [2] показано, что для распределения статического давления в центрированной волне разрежения и волнового спектра течения между теорией и экспериментом наблюдается удовлетворительное соответствие при значениях коэффициента конденсации  $\alpha = 0.04$  и коэффициента термической аккомодации  $\gamma = 1$ . Хилл [3] и Пузыревски [4] показали хорошее соответствие между теорией и экспериментом при квазиодномерном методе расчета сопла с малыми степенями расширения для этих же значений коэффициентов. В. П. Баханов и М. В. Буйков [5], варьируя  $\alpha$  и  $\gamma$ , получили целую область значений, для которой теоретические расчеты совпадают с экспериментальными данными Мейера [6].<sup>1</sup> Ниже на основании модифицированной системы уравнений работы [1] приводятся результаты теоретического исследования спонтанной конденсации паров воды в плоских и осесимметричных соплах.



Фиг. 1

1. Рассматривается стационарное течение чистого водяного пара без учета вязкости, теплопроводности и излучения в плоском и осесимметричном сопле Лавала. Пусть  $x$  и  $y$  — оси прямоугольной системы координат с центром в критическом сечении сопла на нижней стенке (фиг. 1). Для удобства считается, что при  $x < 0$  поток невозмущен и параллелен оси  $x$ , расширение происходит только в сверхзвуковой части сопла.

Если  $u$  и  $v$  — проекции скорости на оси координат,  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность пара,  $h$  — энтальпия,  $T$  — температура, то уравнения сохранения количества движения, энергии и неразрывности запишутся

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \\ \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial y} &= 0 \\ u \frac{\partial}{\partial x} \left( h + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left( h + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) &= 0 \end{aligned} \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} [\rho u (y-1)^{\nu}] + \frac{\partial}{\partial y} [\rho v (y-1)^{\nu}] = 0$$

$$h = h(\rho, p, \beta)$$

$\nu = 0$  или  $1$  для плоского и осесимметричного случаев соответственно.

Так как энтальпия смеси  $h$  зависит от массовой концентрации паров  $\beta$ , системе (1.1) необходимо дополнить следующими уравнениями [1]:

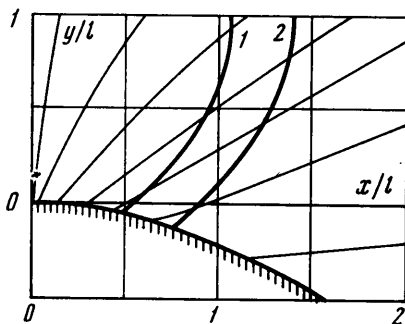
$$\rho u \frac{\partial \beta}{\partial x} = - \frac{4\pi}{3} \rho^{\circ} r_*^3 T - 4\pi \rho r^{\circ} \Omega_2$$

<sup>1</sup> Когда статья уже находилась в редакции, была опубликована работа Л. М. Давыдова (Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3), в которой представлены некоторые интересные результаты исследования конденсации в соплах.

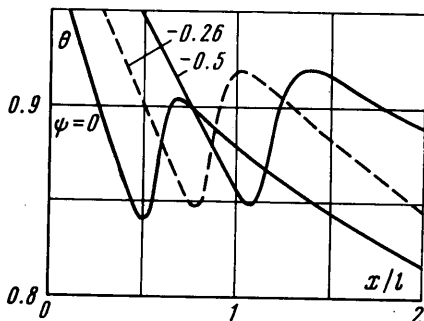
$$u \frac{\partial \Omega_2}{\partial x} = \frac{I}{\rho} r_*^2 + 2r\Omega_1, \quad u \frac{\partial \Omega_1}{\partial x} = \frac{I}{\rho} r_* + r\Omega_0, \quad u \frac{\partial \Omega_0}{\partial x} = \frac{I}{\rho} \quad (1.2)$$

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{\alpha}{(2\pi RT)^{1/2}} \left[ p - \left( \frac{T}{T^0} \right)^{1/2} p_s(T^0) \right]$$

Здесь  $\rho^0$  — плотность жидкой частицы,  $r$  — ее радиус,  $r_*$  — радиус зародыша критического размера,  $I$  — скорость образования зародышей (вычисляется по формуле И. И. Френкеля [1]),  $R$  — газовая постоянная,  $p_s(T^0)$  — давление насыщенных паров над плоской поверхностью перехода,  $T$  и  $T^0$  — температура газа и капли соответственно,  $t$  — время.



Фиг. 2



Фиг. 3

Учитывается только конденсационное отставание капель и газа по температуре. Из баланса конденсирующихся, отраженных и испаряющихся молекул [3] можно получить уравнение для определения температуры капли ( $\kappa$  — показатель адиабаты паров воды,  $L$  — теплота конденсации)

$$\alpha \left( \frac{T^0}{T} - \frac{2L}{T} \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T^0} \right)^{1/2} \frac{p_s(T^0)}{p} \right] -$$

$$- \alpha \left[ 1 - \left( \frac{T^0}{T} \right)^{1/2} \frac{p_s(T^0)}{p} \right] + (1 - \alpha) \gamma \left( \frac{T^0}{T} - 1 \right) = 0 \quad (1.3)$$

При сверхзвуковых скоростях ( $u^2 + v^2 > c^2$ ), система уравнений (1.1) — (1.3) кроме линий тока имеет два семейства характеристик.

Рассматриваются плоские и осесимметричные сопла гиперболической формы  $y = Y(x)$  с радиусом кривизны в критическом сечении  $a$

$$Y(Y - 2) = a^{-1}x^2$$

В качестве граничных условий используется условие непротекания на стенке сопла и условие на оси (на линии симметрии для плоских сопел)

$$v(x, Y) = Y'(x)u(x, Y), \quad v(x, 1) = 0$$

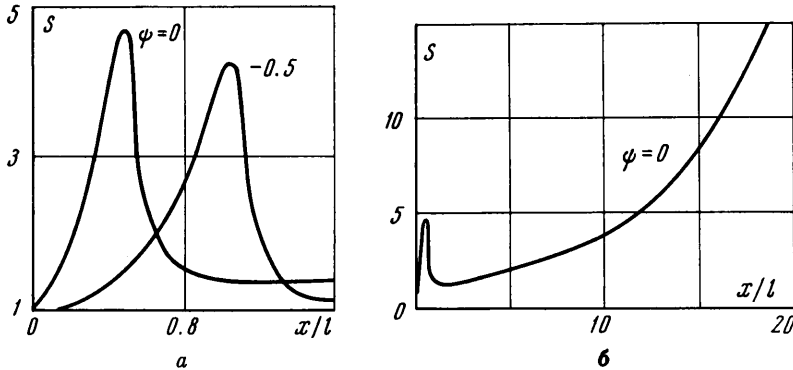
2. Задача решалась на ЭВМ методом характеристик. Выбиралось  $M_\infty = 1.01$ ,  $T_\infty = 400^\circ \text{K}$ . Давление находилось из условия насыщения  $p_\infty = p_s(T_\infty)$ . Начальная характеристика разбивалась на 100 отрезков. В соответствии с [2] принималось  $\alpha = 0.04$ ,  $\gamma = 1$ .

На фиг. 1 приведена картина течения в плоском сопле с радиусом кривизны в критическом сечении  $a = 5$ . Тонкие линии соответствуют характеристикам первого семейства. Пунктиром нанесена линия достижения пересыщения максимума, которая может рассматриваться как передний фронт скачка конденсации. После прохождения этой линии наблюдается интенсивное выделение теплоты конденсации, в результате чего температура газа вдоль линий тока увеличивается. Сплошная кривая 1 соответствует минимумам температуры вдоль линий тока. Вниз по потоку зона конденсации приблизительно ограничивается кривой 2, где температура достигает максимума. Штрих-пунктирная кривая соответствует переднему фронту зоны конденсации для осесимметричного сопла при том же значении  $a = 5$ .

Фиг. 2 иллюстрирует течение в осесимметричном сопле,  $a = 2$ . Обозначения те же, что и на фиг. 1. Видно, что при увеличении степени расширения сопла скачок конденсации еще больше искривляется, располагаясь ближе к критическому сечению сопла, а ширина его заметно уменьшается. При  $a = 2$  передний фронт скачка ( $S = S_{\text{max}}$ ) незначительно отличается от линии минимальной температуры.

Как видно из фиг. 1 и 2, в зоне скачка конденсации происходит увеличение угла наклона характеристик к оси  $x$ . Это связано с замедлением падения давления. При интенсивном расширении потока увеличения давления не наблюдалось, за исключением плоского сопла с  $a = 10$ , где вдоль линий тока, расположенных вблизи оси симметрии, и на самой оси симметрии давление незначительно возрастало.

На фиг. 3 приведена зависимость отношения температуры к температуре перед соплом  $\theta$  от  $x/l$  вдоль различных линий тока для осесимметричного сопла с радиусом кривизны  $a = 2$ . В соответствии с выбранной системой координат значения функций тока  $\psi$  отрицательны, причем  $\psi = -0.5$  соответствует оси сопла, а  $\psi = -0.26$  — линии тока, начинающейся на характеристике, выходящей из точки 0, при  $y = 0.3$ .



Фиг. 4

Изменение пересыщения на стенке и на оси сопла в зависимости от  $x/l$  показано на фиг. 4, а. Из этого графика видно, что максимальное пересыщение при прочих равных условиях тем больше, чем больше скорость расширения потока. С ростом  $x/l$  после резкого уменьшения в скачке конденсации наблюдается незначительное увеличение пересыщения. Это объясняется тем, что образовавшихся в результате спонтанной конденсации капелек уже недостаточно для конденсации избыточных молекул пара. В результате двух релаксационных процессов, роста капли и выравнивания температуры при дальнейшем расширении потока после скачка конденсации пересыщение продолжает расти. Это видно из фиг. 4, б, где приведено изменение пересыщения вдоль стенки осесимметричного сопла при  $a = 2$ .

Расчеты показали, что на большом расстоянии от начальной характеристики ( $x/l \approx 500$ ) возникает второй скачок конденсации, в котором пересыщение вторично резко уменьшается. Таким образом, уже при наличии в сопле частиц, образовавшихся в первом скачке конденсации и характеризующихся некоторой функцией распределения по размерам, во втором скачке образуется еще одна система частиц, которая характеризуется своей функцией распределения.

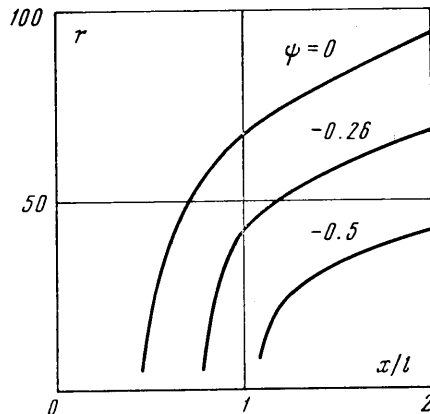
3. Функция распределения явно не входит в систему уравнений (1.1) — (1.3) и может быть найдена отдельно. Если обозначить через  $f(x, y, r)$  функцию распределения частиц по размерам, отнесенную к единице массы вещества, то она определяется кинетическим уравнением [5]

$$u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial r} (rf) = \frac{I}{\rho} \delta(r - r_*) \quad (3.1)$$

В правой части стоит  $\delta$ -функция.

Уравнение (2.1) может быть проинтегрировано вдоль линий тока [1]. Результат следующий

$$f(x, \psi, r) = \frac{I(\xi, \psi)}{\rho(\xi, \psi) u(\xi, \psi) [Z'(\xi, \psi) - r_*'(\xi, \psi)]}$$



Фиг. 5

В этом выражении  $\zeta(x, \psi, r)$  является корнем уравнения

$$r_* (\zeta, \psi) - Z(\zeta, \psi) = r - Z(x, \psi)$$

$$Z(x, \psi) = \int_{x_1}^x \dot{r}(\xi, \psi) \frac{d\xi}{u(\xi, \psi)} \quad (3.2)$$

$x_1$  — координата точки на рассматриваемой линии тока, в которой конденсация еще не начиналась, например на начальной характеристике.

Процесс роста капель, образовавшихся в первом скачке конденсации, вдоль различных линий тока для осесимметричного сопла ( $a = 2$ ) показан на фиг. 5. В первом скачке конденсации радиус зародышей составлял 5–6 Å. К моменту возникновения второго скачка конденсации эти капли выросли до размеров 100–150 Å. Радиус зародышей во втором скачке конденсации составлял 4–5 Å. Если теоретически продолжить сопло до бесконечности (при больших  $x/l$  рассматриваемые сопла имеют коническую форму), то, по-видимому, можно получить целую систему скачков конденсации (первый, второй, третий и т. д.), из которых каждый последующий будет характеризоваться большим максимальным пересыщением и меньшим размером образующихся зародышей. В действительности на больших расстояниях от критического сечения сопла настоящая теория неприменима, однако расчеты показывают, что второй скачок конденсации, по-видимому, можно получить экспериментально.

Поступило 13 VII 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ткаленко Р. А. О спонтанной конденсации при обтекании сверхзвуковым потоком выпуклого угла. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5, стр. 73–77.
2. Куршаков А. В., Салтанов Г. А., Ткаленко Р. А. Теоретическое и экспериментальное исследование конденсации в центрированной волне разрежения. ПМТФ, 1971, № 5.
3. Hill P. Condensation of water vapor during supersonic expansion in nozzles. J. Fluid Mech., 1966, vol. 25, No. 3, pp. 593–619.
4. Puzgowski R. Kondensacja pary wodnej w dyszy de Laval. Panstw. wyd. naukowe, Poznan, 1969.
5. Баханов В. П., Буйков М. В. Кинетика квазистационарной гомогенной конденсации водяного пара в сверхзвуковом сопле. Сб. «Физика аэродисперсных систем», № 2, Киев, Изд. Киевск. ун-та, 1970.
6. Guymathy G., Meyer H. VDJ — Forschungsheft, 1965, 508.
7. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Сборник избранных трудов, т. 3, М., «Наука», 1959.

УДК 533.6.011.3

### РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ КОРМОВЫХ ЧАСТЕЙ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ ДОЗВУКОВЫМ ИЛИ ТРАНСЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Р. К. ТАГИРОВ (Москва)

На основе метода С. К. Годунова проведено численное исследование обтекания кормовой части тела вращения дозвуковым или трансзвуковым потоком при имитации границы выходящей из сопла струи заданной поверхностью. Расчеты проведены для случаев проницаемой и непроницаемой верхней границы потока, а также с учетом и без учета влияния пограничного слоя, нарастающего на поверхности кормовой части. Дано сравнение с экспериментальными данными.

Проблема интеграции сопла реактивного двигателя и кормовой части летательного аппарата стала в последние годы весьма актуальной [1–6]. Значительные успехи достигнуты при исследовании обтекания кормовой части сверхзвуковым внешним потоком [4].

При исследованиях обтекания кормовой части дозвуковым или трансзвуковым потоком возникают значительные трудности. Они связаны с тем, что при трансзвуковых скоростях возмущения могут передаваться на большие расстояния. Например, при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 0.8$  возмущения поперек канала передаются на расстояние, приблизительно равное 40 высотам возмущающего тела [7]. Полученные в аэродинамических трубах экспериментальные результаты, как правило, вызывают сомнения из-за наличия влияния стенок, пограничного слоя и т. д. Для уменьшения влияния стенок трубы и для выравнивания потока во многих работах применяют свободную струю или перфорированную стенку. В частности, выравнивающий эффект перфорированных стенок на работу сопла аэродинамической трубы экспериментально исследован Г. П. Свищевым и Г. Л. Гродзовским [8].