

## ГЕТЕРОГЕННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ

Г. А. САЛТАНОВ, А. В. ЧИРИХИН

(Москва)

Представлены результаты численного исследования процесса гетерогенно-гомогенной конденсации при течении насыщенного пара в сопле Лаваля. Рассмотрены случаи расширения при различных концентрациях в потоке посторонних частиц — центров конденсации и исследован процесс вырождения спонтанной конденсации при увеличении числа гетерогенных центров. При этом обнаружена немонотонность в поведении энтропийной функции, энергетических характеристик течений такого типа и дисперсной структуры потока. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными по распределению статического давления в условиях сильного влияния гетерогенной конденсации.

Исследованию гетерогенной конденсации в высокоскоростных потоках двухфазных сред посвящен ряд экспериментальных работ (см. обзоры [1, 2]). Основная цель — поиски способов управления дисперсной структурой двухфазных потоков. Так, в [3] исследовались течения в соплах азотно-ртутной смеси при малом содержании паров рублидия. Конденсация паров рублидия приводила к интенсивной гетерогенной конденсации на каплях рублидия паров ртути и росту более чем на порядок среднего размера образующихся капель. Исследования проводились с целью получения капель больших размеров и их сепарации из потока.

Анализ различных случаев гетерогенной конденсации проводится в [4]. Там же представлены результаты экспериментального исследования гомогенно-гетерогенной конденсации в соплах турбин, работающих на влажном паре. Конденсация водяного пара на твердых частицах иодистого серебра AgI и «вырождение» вследствие этого «скачков» конденсации исследовались экспериментально в [5]. Аналогичные эффекты вырождения гомогенной конденсации при конденсации пересыщенного водяного пара на водяных каплях, подаваемых на входе в сопла Лаваля, наблюдались в [6].

1. При постановке численных расчетов автогетерогенной конденсации водяного пара были сделаны следующие допущения: 1) течение одномерное и стационарное; 2) рабочая среда состоит из паровой фазы и первичного монодисперсного конденсата; 3) конденсат однородно распределен в паровой фазе, имеет одинаковую с ней скорость; его объем пренебрежимо мал по сравнению с полным объемом, а вклад в давление и энтальпию не учитывается; 4) размер капель первичного конденсата  $r_0$  мал по сравнению с длиной свободного пробега молекул в паровой фазе, но достаточно велик, чтобы влияние кривизны поверхности на давление насыщения было незначительным; 5) присутствие первичного конденсата не влияет на процесс спонтанной нуклеации, для описания которого применяется классическая модель с соответствующей коррекцией энергии ядрообразования [7]; 6) в зоне переохлажденного течения конденсация пара протекает одинаково как на каплях первичного конденсата, так и на гомогенных ядрах, причем скорость роста капель не зависит от их размера; 7) паровая фаза является совершенным газом, удовлетворяющим термическому уравнению состояния вида  $p = \rho RT$ ; 8) при расчете чисто спонтанной конденсации течение до состояния насыщения считается изэнтропийным.

Согласно сделанным предположениям для описания процесса автогетерогенной конденсации применима система уравнений неравновесной гете-

рогенно-гомогенной конденсации [8].

$$(1) \quad \frac{dy}{dx} = \frac{4\pi\rho^{\circ}}{G} \frac{\dot{r}}{u} y_1, \quad \frac{dy_1}{dx} = 2 \frac{\dot{r}}{u} y_2, \quad \frac{dy_2}{dx} = \frac{\dot{r}}{u} y_3, \quad \frac{dy_3}{dx} = JA$$

$$(2) \quad y = \frac{4\pi\rho^{\circ}}{3G} \int_{x_s}^x dx' JA \left( \int_{x'}^x \frac{\dot{r}}{u} dx'' \right)^3 + \frac{4}{3} \pi\rho^{\circ} n_0 \left( \left( \int_{x_s}^x \frac{\dot{r}}{u} dx' + r_0 \right)^3 - r_0^3 \right)$$

$$y_j = \int_{x_s}^x dx' JA \left( \int_{x'}^x \frac{\dot{r}}{u} dx'' \right)^{3-j} + Gn_0 \left( \int_{x_s}^x \frac{\dot{r}}{u} dx' + r_0 \right)^{3-j}, \quad j=1, 2, 3$$

Здесь  $y$  — массовая степень конденсации;  $x$  — координата текущей точки;  $x_s$  — точка насыщения паровой фазы;  $\rho^{\circ}$  — плотность жидкой фазы;  $n_0$  — количество капель первичного конденсата на единицу массы смеси;  $r_0$  — их начальный радиус;  $J$  — скорость гомогенного ядрообразования в единице объема;  $\dot{r}$  — скорость роста капли;  $G$  — расход;  $A$  — площадь струйки тока;  $u$  — скорость.

Для определения скорости ядрообразования  $J$  и скорости роста капель  $\dot{r}$  использовались уравнения [7, 9]

$$(3) \quad J = \frac{1}{\rho^{\circ}} \left( \frac{p}{kT} \right)^2 \left( \frac{2\sigma\mu}{\pi N_a} \right)^{1/2} \exp \left( -\beta_k \frac{4\pi r_*^2 \sigma}{3kT} \right)$$

$$(4) \quad \dot{r} = \alpha \frac{p}{\rho^{\circ} (2\pi RT)^{1/2}} \left( 1 - \left( \frac{T}{T_s(p)} \right)^{1/2} \right)$$

Здесь  $p$  — давление;  $T$  — температура;  $\mu$  — молекулярный вес паровой фазы;  $k$  — постоянная Больцмана;  $N_a$  — число Авогадро;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $R$  — газовая постоянная;  $T_s(p)$  — температура насыщения при давлении  $p$ ;  $\alpha$  — коэффициент сродства;  $\beta_k$  — корректирующий множитель;  $r_*$  — радиус гомогенного ядра конденсации, который определяется формулой Томсона (см. [1, 2, 4]).

Стационарное одномерное течение невязкого нетеплопроводного газа с учетом неравновесного протекания процесса конденсации описывается системой уравнений

$$(5) \quad \rho u A + yG = G, \quad u \frac{du}{dx} + c_p \frac{dT}{dx} - L \frac{dy}{dx} = 0$$

$$\frac{1-y}{\rho} \frac{dp}{dx} + u \frac{du}{dx} = 0, \quad p = \rho RT$$

Здесь  $\rho$  — плотность газовой фазы,  $c_p$  — теплоемкость,  $L$  — теплота парообразования.

Если задана геометрия сопла, то систему уравнений (5) можно свести к следующему уравнению:

$$(6) \quad \frac{du^2}{dx} = 2 \left[ (c_p T - L(1-y)) \frac{dy}{dx} + c_p T (1-y) \frac{d \ln A}{dx} \right] \times$$

$$\times \left[ \frac{\kappa}{\kappa-1} - (1-y) (c_p T + u^2) u^{-2} \right]^{-1}$$

где  $\kappa$  — показатель адиабаты.

Если рабочая среда на входе в сопло находится в состоянии насыщения или слабого перегрева, в дозвуковой части канала, как правило, реализуется

ся существенно неравновесное течение [4]. В этом случае заранее неизвестны граничные условия, и в частности критический расход  $G$ , при котором в расширяющейся части канала течение сверхзвуковое.

Подобная ситуация обусловлена особенностью типа «седла» в уравнении (6), которая при наличии неравновесных фазовых превращений может не совпадать с наименьшим сечением трубки тока.

Если критический расход известен, интегральная кривая, соответствующая искомому решению, проходит через седловую точку. Если же расход не равен критическому, течение во всем сопле будет дозвуковым или не реализуется. Подбирая расход, можно сколь угодно близко подойти к искомому решению и, воспользовавшись линейностью интегральной кривой к окрестности седловой точки, пройти особенность [10]. Построение итерационного алгоритма и рекомендации к его реализации на ЭЦВМ подробно изложены в [11], поэтому ниже остановимся только на выборе граничных условий в процессе конкретной итерации (при заданном значении расхода).

В том случае, когда на входе в сопло рабочая среда находится в перегретом состоянии, граничные условия для системы (5) и, соответственно, уравнения (6) определялись точкой пересечения изэнтропы с кривой насыщения. При насыщенном начальном состоянии рабочего потока делался шаг вперед по изэнтропе «замороженного» течения на величину приращения статической температуры  $\Delta T = 2^\circ \text{К}$ . Граничные условия для системы кинетических уравнений (1) вытекают непосредственно из вида функций (2) при  $x = x_*$ .

2. Рассматривается течение слабоперегретого и насыщенного водяного пара в сверхзвуковом сопле при наличии и отсутствии на входе частиц, способных служить центрами конденсации. Геометрические характеристики сопла и параметры торможения на входе  $p_0$  и  $T_0$  принимались теми же, что и в экспериментах [8] ( $T_0 = 343^\circ \text{К}$ ,  $p_0 = 0.316 \text{ атм}$ ).

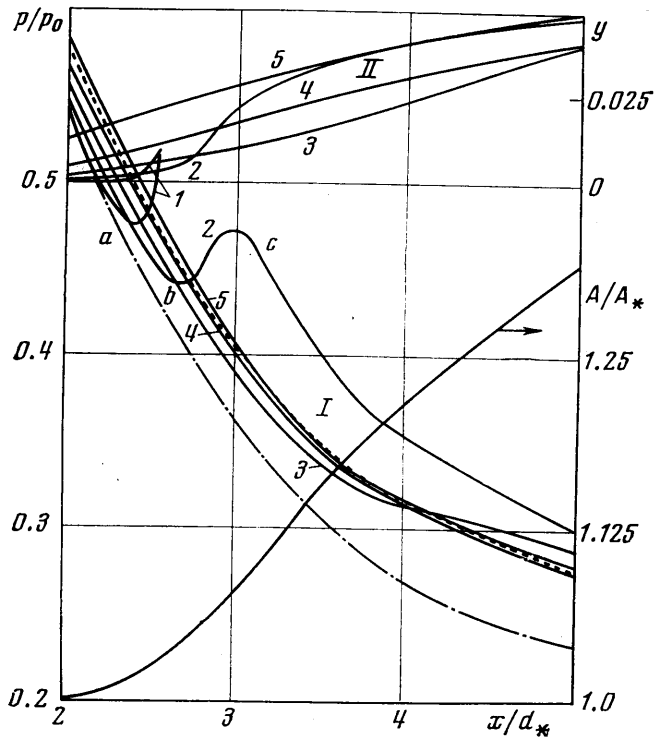
Форма струйки тока  $A(x)$  (фиг. 1) определялась по распределению статического давления при течении перегретого пара (штрихпунктирная кривая на фиг. 1). Это позволило учесть наличие пограничного слоя на стенках сопла. В расчеты закладывалась аппроксимация  $A(x)$  аналитическими функциями с непрерывной первой производной (координате  $x=0$  соответствует входное сечение сопла  $A/A_* = 3.06$ ,  $A_* = 3.14 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ ). В результате обеспечивалась реализация на ЭЦВМ М-222 метода Рунге — Кутты с автоматическим выбором шага по заданной относительной погрешности. При точности вычислений на каждом шаге, равной  $10^{-6}$ , значение критического расхода определялось с точностью до шестой значащей цифры.

Расчеты проводились при следующих значениях теплофизических параметров водяного пара, выбор которых обусловлен условиями экспериментов [8]:

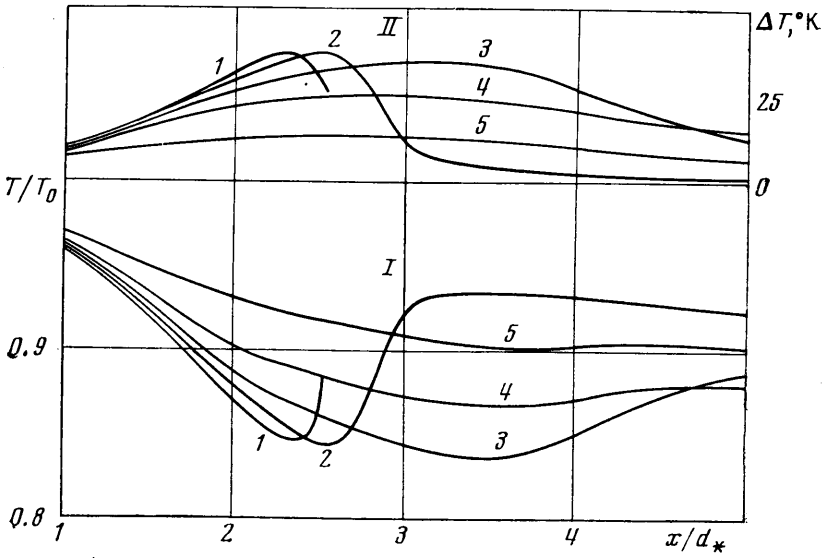
$$L = 2.4 \cdot 10^{10} \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1}, R = 0.456 \cdot 10^7 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}, c_p = \\ = 1.975 \cdot 10^7 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}, \kappa = 1.3, \rho^0 = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \sigma = 127 - 0.18T^\circ \text{К дн} \cdot \text{см}^{-1}$$

Давление насыщения  $p_s(T)$  определялось линейной интерполяцией международной скелетной таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара на линии насыщения [12].

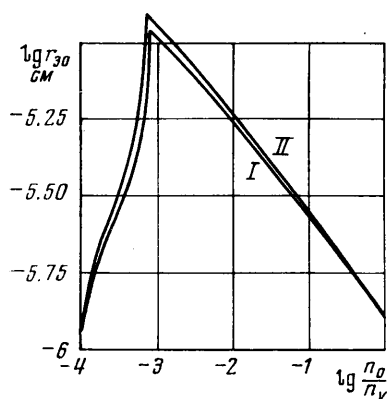
В опытах сопло располагалось за рабочим колесом турбинной ступени. В соответствии с представлениями работ [4, 6] вихревые следы предыдущей рабочей решетки являются при определенных условиях интенсивными генераторами центров конденсации. В этой связи расчеты проводились для разных счетных концентраций капель на входе в сопло при допущениях, изложенных выше. Коэффициент сродства в выражении (4)



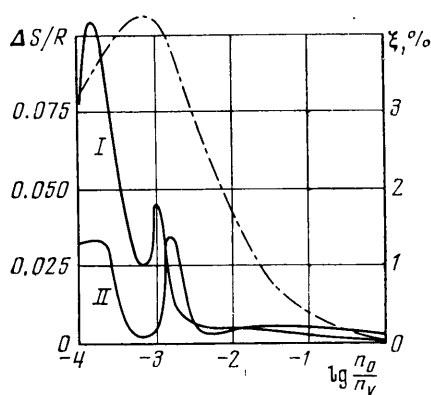
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

при расчете гетерогенной конденсации принимался равным единице (автогетерогенная конденсация).

Так, на фиг. 1 показаны распределения статического давления  $p$  (I) и массовой степени конденсации  $y$  (II), а на фиг. 2 — распределения статической температуры  $T$  (I) и изобарического переохлаждения  $\Delta T$  (II) в зависимости от безразмерного расстояния вдоль струйки тока  $x/d_*$ . Здесь  $d_*$  — диаметр критического сечения. Цифрами отмечены кривые, соответствующие различным количествам гетерогенных центров  $n_0$  (1 —  $n_0=0$ , 2 —  $n_0=10^{12} \text{ z}^{-1}$ , 3 —  $n_0=3 \cdot 10^{12} \text{ z}^{-1}$ , 4 —  $n_0=7 \cdot 10^{12} \text{ z}^{-1}$ , 5 —  $n_0=3 \cdot 10^{13} \text{ z}^{-1}$ ). Расчеты показывают, что при чисто спонтанной конденсации ( $n_0=0$ , кривые I) в области чисел Маха, близких к единице, возникает «кризис» течения, сопровождающийся образованием стационарных или нестационарных газодинамических разрывов. Система (5) не имеет решения в этом случае, и процесс вычисления прекращается при стремлении числа  $M$  к единице. Теория и методы расчета подобных нестационарных разрывных течений с неравновесными фазовыми превращениями приведены в [13, 14].

При появлении на входе в сопло частиц — центров конденсации «скачок» конденсации вначале смещается вниз по потоку (кривые 2, 3), что объясняется выделением тепла и снижением переохлаждения в сходственных точках сопла вследствие автогетерогенной конденсации на каплях вводимой примеси. Тем не менее в этом случае достигается предельное значение переохлаждения  $\Delta T$ , соответствующее возникновению интенсивного спонтанного ядрообразования (зона авс). Таким образом, здесь имеет место процесс комплексной гетерогенно-гомогенной конденсации при расширении двухфазной смеси в сопле.

Дальнейшее увеличение начальной концентрации гетерогенных центров  $n_0$  приводит к вырождению спонтанного ядрообразования: при  $m = n_0/n_v > (n_0/n_v)_d = m_d \approx 7.6 \cdot 10^{-4}$  в процессе расширения нигде в сопле не достигается значения  $\Delta T$ , соответствующего сколь-либо заметной спонтанной конденсации. Здесь  $n_v = 6.6 \cdot 10^{15} \text{ z}^{-1}$  — число капель, образующихся в сопле в процессе чистой гомогенной конденсации ( $n_0=0$ ). Кривые 4, 5 представляют собой течение с автогетерогенной конденсацией. Характерно, что в таком режиме (при  $m > m_d$ ) последовательное увеличение  $n_0$  незначительно влияет на распределение статического давления. Это согласуется с результатами экспериментов [4, 6] (точки на фиг. 1), в процессе которых изменение равновесного значения начальной влажности  $y_0$  от 0.004 до 0.03 также не вызывало заметного изменения в распределе-

нии  $p/p_0$ . Тем не менее распределения статической температуры и переохлаждения (фиг. 2) показывают, что течение в этом случае может быть еще существенно неравновесным.

Активизация конденсации потока в дозвуковой части сопла обуславливает изменение расхода  $G$ , который с ростом  $n_0$  монотонно уменьшается, достигая при  $m=1$  значения  $0.95 G(n_0=0)$ .

На фиг. 3 представлено изменение среднекубического радиуса капель  $r_{30}$  в процессе гомогенно-гетерогенной конденсации в сечениях I ( $x/d_*=4.0$ ) и II ( $x/d_*=5.0$ ). Видно, что с ростом  $n_0$  вначале происходит увеличение  $r_{30}$  более чем на порядок (от  $1.2 \cdot 10^{-6}$  см до  $1.2 \cdot 10^{-5}$  см), вследствие того что средний уровень переохлаждения падает и уменьшается число капель, образовавшихся вследствие гомогенной конденсации. После ее вырождения увеличение  $n_0$  приводит к уменьшению  $r_{30}$  до значений, близких к среднему размеру капель при чистой гомогенной конденсации. Обратим внимание на то, что такое увеличение размера частиц приводит к появлению относительного скольжения, так что, вообще говоря, односкоростная модель должна быть скорректирована с учетом этого обстоятельства.

Энергетические характеристики сопловых потоков с гомогенно-гетерогенной конденсацией рассмотрим, используя данные расчетов, приведенные на фиг. 4. Изменения энтропии  $\Delta S$  в сечениях I и II

$$\frac{\Delta S}{R} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \ln \frac{T}{T_0} - \ln \frac{p}{p_0} - \frac{Ly}{RT}$$

(сплошные кривые) при  $m < m_d$  обусловлены двумя процессами — гомогенной конденсацией (возникновением скачка конденсации) и неравновесным межфазовым теплообменом в процессе гетерогенной конденсации. С ростом  $m$  скачок конденсации смещается по потоку в область меньших скоростей расширения  $\dot{p}$  и возникает при меньших значениях переохлаждения  $\Delta T$ . Потери в скачке уменьшаются. В то же время гетерогенная конденсация приводит к росту энтропии, так что суммарная кривая прироста энтропии не является монотонной функцией  $m$ .

Максимумы функций  $r_{30}(m)$  так же, как и локальные минимумы  $\Delta S/R(m)$  (фиг. 3, 4), соответствуют значению  $n_0 = n_0 m_d$ , при котором наступает вырождение спонтанной конденсации. Здесь следует отметить, что в работе [8] в качестве критерия для определения границы вырождения использовалось условие

$$\int_{x_0}^{x'} J \frac{dx}{\rho u} = 0, \quad x' = x(\Delta T_{\min})$$

(в пределах точности вычислений). Чтобы скорректировать результаты работы [8] в свете проведенного анализа, необходимо границы вырождения на фиг. 4 из [8] сдвинуть вверх вдоль кривых  $\Delta T/\Delta T_0 = f(n_0/n_0)$  на величину  $\Delta T/\Delta T_0 = 0.2$ . В исследуемых процессах изменение  $\Delta S$  не является однозначной характеристикой потерь энергии. Так, при полностью замороженном течении  $\Delta S = 0$ , однако потери кинетической энергии  $\xi = \Delta h/H_{0p} > 0$  вследствие потерь от переохлаждения (из-за нереализации фазовых переходов) [15]. Функция  $\xi(m)$  нанесена штрихпунктиром на фиг. 4 для сечения II ( $x/d_*=5.0$ ). Здесь  $\Delta h = H_{0p} - H_{0i}$  разность энтальпий, определенная для данных  $p_0$  и  $p$  по  $iS$ -диаграмме в случае равновесного и изэнтропийного процесса расширения,  $H_{0i} = u^2/2$  — истинный теплоперепад. При отсутствии примеси ( $m=0$ ) потери энергии определяются только гомогенной конденсацией. При появлении примесей — цент-

ров конденсации величина  $\xi$  вначале растет, достигая максимума  $\xi \approx 4,5\%$ , а затем после вырождения гомогенной конденсации падает практически до нуля при  $m \rightarrow 1$ . Последнее свидетельствует о приближении процесса расширения к равновесному. Таким образом, количество вводимых примесей частиц — центров конденсации — следует выбирать исходя из поставленной задачи. Если необходимо, например, увеличить размеры образующихся частиц дискретной фазы основной компоненты потока, то значение  $m$  следует брать равным  $m_a$ . При этом потери энергии максимальны. Для повышения коэффициента тяги сопла и его кпд необходимо выбирать значения  $m \approx 1.0$ .

Поступила 4 X 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вегенер П. П., Мак Л. М. Конденсация в сверхзвуковых и гиперзвуковых аэродинамических трубах. В сб. «Проблемы механики», вып. 3, М., Изд-во иностр. лит., 1961.
2. Стивер Х. Г. Явления конденсации при течении с большими скоростями. В сб. «Основы газовой динамики». М., Изд-во иностр. лит., 1963.
3. Меррит, Везерстоун. Конденсация паров ртути и процессы роста капель в потоке азота. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 4.
4. Салганов Г. А. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск, «Вышэйш школа», 1972.
5. Поринг. Образование центров конденсации в гетерогенной системе водяного пара при течении в соплах. Тр. Америк. об-ва инж.-механ. Теорет. основы инж. расчетов, 1970, т. 92, № 4.
6. Филиппов Г. А., Салганов Г. А., Игнатьевский Е. А. Анализ конденсации пересыщенного пара в турбинных ступенях. Теплоэнергетика, 1970, № 12.
7. Салганов Г. А., Анисимова М. П., Кукушкин А. Н., Колосков А. И. Исследование и расчет течения конденсирующего водяного пара при высоких давлениях. Тр. МЭИ, 1974, вып. 203.
8. Чиризин А. В. Численное исследование неравновесной гетерогенно-гомогенной конденсации потока в сверхзвуковых соплах. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 1.
9. Saltanov G. A., Seleznev L. I., Tsiklauri G. V. Generation and growth of condensed phase in high-velocity flows. Intern. J. Heat Mass Transfer, 1973, vol. 16, No. 8.
10. Etanuel G. A general method for numerical integration through a saddle-point singularity with application to one-dimensional nonequilibrium nozzle flow. Arnold Engng Develop. Center, Techn. Docum. Rept, 1964, No. 9. (Рус. перев.: Применение метода численного интегрирования при наличии особенности в виде седловой точки к расчету одномерного неравновесного потока в сопле. Э. И. ВИНТИ АН СССР. Астронавтика и ракетодинамика, 1965, № 41 (реф. № 326).)
11. Стасенко А. Л., Чеховский В. Ф. Сферически-симметричное истечение двухфазной смеси в пустоту. Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1612.
12. Вукалович М. П., Ривкин С. Л., Александров А. А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М., Изд. стандартов, 1969.
13. Салганов Г. А. Нестационарные течения перегретого и конденсирующегося пара. 3 Konferencja Naukowa Turbiny Parowe Wielkiej Moc. Gransk, 1974. Prace Inst. Maszyn Przeplywowuch., 1976, No. 70—72.
14. Салганов Г. А., Ткаленко Р. А. Исследование трансзвукового нестационарного течения при наличии фазовых превращений. ПМТФ, 1975, № 6.
15. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. Газодинамика двухфазных сред. М., «Энергия», 1968.