

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
INSTYTUT MASZYN PRZEPLYWOWYCH

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPLYWOWYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

70-72

WARSZAWA-POZNAŃ 1976

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPLYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

**THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW
MACHINERY**

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

KOMITET REDAKCYJNY – EXECUTIVE EDITORS
KAZIMIERZ STELLER – REDAKTOR – EDITOR
JERZY KOŁODKO · JÓZEF ŚMIGIELSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

R E D A K C J A – E D I T O R I A L O F F I C E
Instytut Maszyn Przepływowych PAN.
ul. Gen. Józefa Fiszerza 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1976

Printed in Poland

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE – ODDZIAŁ W POZNANIU

Wydanie I. Nakład 630+90 egz. Ark. wyd. 63,25 Ark. druk. 49,25 Papier druk.
sat. kl. V. 65 g., 70×100. Oddano do składania 4 VII 1975 r. Podpisano do druku
w czerwcu 1976 r. Druk ukończono w czerwcu 1976 r. Zam. 528/118. H-16/245.
Cena zł 190,-

DRUKARNIA UNIWERSYTETU IM. ADAMA MICKIEWICZA W POZNANIU

III KONFERENCJA NAUKOWA

na temat

TURBINY PAROWE WIELKIEJ MOCY

Gdańsk, 24 - 27 września 1974 r.

*

IIIrd SCIENTIFIC CONFERENCE

on

STEAM TURBINES OF GREAT OUTPUT

Gdańsk, September 24 - 27, 1974

*

III НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

на тему

ПАРОВЫЕ ТУРБИНЫ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Гданьск, 24 - 27 сентября 1974 г.

ГЕННАДИЙ САЛТАНОВ

СССР*

Нестационарные течения перегретого и конденсирующегося пара**

Обозначения

p — давление,	ω_k, Ω_k — вспомогательные функции для решения кинетического уравнения,
u — скорость,	$\bar{\omega}$ — скорость фазовых превращений,
T — температура,	α_k — коэффициент конденсации,
ρ — плотность,	τ — шаг по времени,
\bar{p} — скорость расширения,	f — частота,
$\varphi_0 = p_0/p_s(T_0)$ — степень начального перегрева,	$\Delta x = x_{m+1} - x_m$ — шаг расчетной ячейки по x ,
y_0 — степень начальной влажности,	h_* — высота критического сечения плоского сопла,
x — координата,	a_* — скорость звука в критическом сечении,
κ — показатель адиабаты,	b — хорда профиля,
M — число Маха,	Δ — толщина выходной кромки,
F — площадь поперечного сечения канала,	α_y — угол установки профиля,
γ — степень сухости,	$\bar{h} = h/b$ — относительный шаг, сопловой решетки,
d — диаметр (капли, цилиндра),	ΔT — переохлаждение потока.
R — газовая постоянная,	

Течения в турбинных ступенях и аналогичных энергетических устройствах с вращающимися элементами являются в принципе нестационарными. Исследованию нестационарных процессов в турбомашинах в связи с большой практической важностью проблемы посвящено значительное количество работ (см. напр. монографии [1, 2]).

Однако, при течении конденсирующегося и влажного пара в проточных частях турбин могут возникать дополнительные нестационарные явления иного типа, а, следовательно, и дополнительные возмущающие силы. Такие явления могут иметь место в зонах повышенной концентрации жидкой фазы. Большой общезна-

* Московский энергетический институт, Москва.

** Работа выполнена на кафедре ПГТ автором доклада совместно с Кукушкиным А. Н., Лаухиным Ю. А. и Симановским Г. П.

ческий и практический интерес представляют также особые случаи, когда при стационарных граничных условиях течение, тем не менее, становится нестационарным. Причиной этому может быть как существенная неравновесность обменных процессов между фазами, так и вязкостные эффекты. Необходимость изучения таких явлений очевидна как с точки зрения повышения экономичности влажнопаровых турбин, так и увеличения надежности их работы и исключения возможности аварийных ситуаций, обусловленных спецификой двухфазных течений.

1. Нестационарные газодинамические явления, обусловленные спонтанной конденсацией

1.1. Известно, что расширение насыщенного пара в соплах и других элементах проточных частей турбины, как правило, происходит неравновесно [3, 4, 5]. Процесс благообразования сопровождается интенсивным локализованным выделением тепла. Если спонтанное влагообразование происходит в трансзвуковой области, то это может привести к возникновению нестационарного режима течения. Одними из первых такие явления экспериментально наблюдали Шмидт [6] и Баршдорф [7]. Было обнаружено, что спонтанная конденсация пересыщенного пара может приводить к образованию нестационарных ударных волн. В работе [7] получены интерферограммы этих ударных волн и измерены значительные пульсации параметров потока с частотой $f \approx 0,5 \div 1,0$ кГц, имеющие место при расширении в соплах как влажного воздуха, так и чистого конденсирующегося водяного пара. В работе [8] было показано, что частота колебаний параметров потока может достигать 6 кГц. Одна из первых попыток физико-теоретического объяснения этих явлений и построения метода их расчета, основанная на рассмотрении решения уравнений стационарного движения конденсирующегося пара, представлена в работе [9]. Приближенные критериальные зависимости, характеризующие частоту пульсаций, полученные на основании теории подобия и размерностей, приведены в работах [8, 10]. Однако, как показывает анализ, зависимость, полученная авторами [10] для влажного воздуха, не может быть использована для анализа течения чистого конденсирующегося пара. В работе же [8] не учитывалась зависимость частоты пульсаций от одного из наиболее важных параметров — геометрических характеристик проточной части.

Определение границ области устойчивого течения в зависимости от начальных параметров на входе в сопла и их геометрических характеристик производилось в работах [5, 8, 11, 12].

Широкие экспериментальные исследования с целью определения основных закономерностей и амплитудно-частотных характеристик таких нестационарных потоков конденсирующегося и влажного пара были проведены и в МЭИ, некоторые результаты представлены в [13].

Первая часть данной работы посвящена дальнейшему развитию этих исследований, а также построению теории, методов расчета и расчетно-теоретическому анализу трансзвуковых течений сжимаемой среды при наличии неравновесных фазовых превращений.

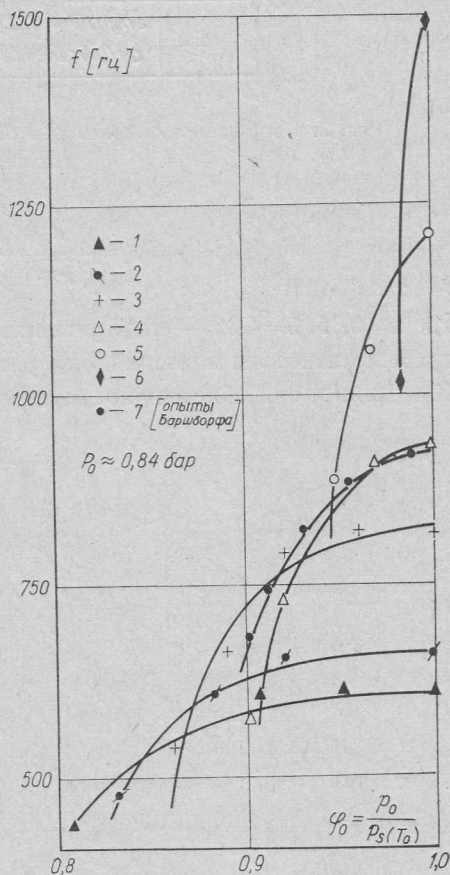
1.2. Экспериментальные результаты

Опыты проводились на стенде, описанном в работах [5, 13], объектами исследования служили дозвуковые и сверхзвуковые плоские сопла, боковыми стенками которых являлись оптические стекла. Рабочие участки размещались в поле оптического теневого прибора ИАБ-451. В ходе исследования для получения спектров течения и амплитудно-частотных характеристик процесса использовались скоростная киносъемка и малоинерционные датчики давления типа ЛХ. Дисперсность двухфазного потока определялась методами рассеяния света с использованием лазерной диагностики [5].

Опыты проводились при разных начальных параметрах p_0, T_0, y_0 (степень влажности), геометрических характеристиках сопел (скорости расширения $\dot{p} = -(c/p)(dp/dx)$) и перепадах давления $\varepsilon_a = p_a/p_0$, где p_a — давление за срезом сопла. Эксперименты показали, что характер трансформации образующихся ударных волн и, соответственно, амплитудно-частотных характеристик процесса определяется, главным образом, скоростью расширения \dot{p}_* в трансзвуковой области, начальным давлением p_0 и начальным перегревом $\varphi_0 = p_0/p_s(T_0)$.

Рис. 1. Зависимость частоты образования нестационарных ударных волн от начального перегрева и скорости расширения

1 — $\dot{p}_* = 1,59 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$, 2 — $1,61 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$, 3 — $2,6 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$,
4 — $2,7 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$, 5 — $3,9 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$, 6 — $5,5 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$.



При $p_0 = \text{const}$ с ростом φ_0 и \dot{p}_* частота пульсаций увеличивается. Характерные графики зависимости частоты пульсаций f от начального перегрева φ_0 для разных сопел (разных \dot{p}_*) приведены на рис. 1.

Результаты опытов были обработаны в критериальном виде как зависимость безразмерной частоты, являющейся в данном случае аналогом числа Струхала, от числа Маха в зоне спонтанной конденсации M_k (рис. 2). Значение числа Маха M_k при заданных \dot{p}_* и φ_0 может быть найдено по известным приближенным методам определения места возникновения спонтанной конденсации [3, 5].

Полученная критериальная зависимость достаточно хорошо аппроксимируется следующей функцией

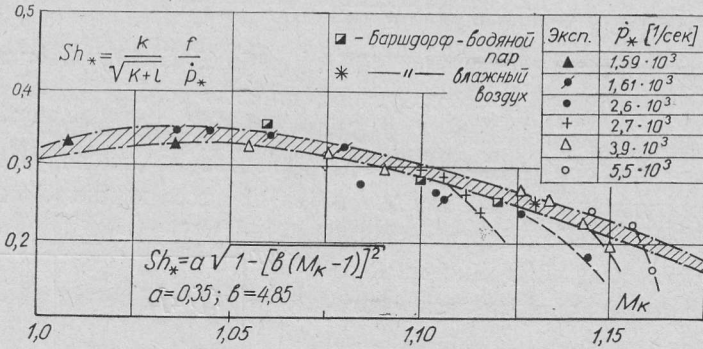


Рис. 2. Обобщенная зависимость $Sh_* = f(M_k)$ для нестационарной конденсации пересыщенного водяного пара

$$Sh_* = \frac{k}{\sqrt{k+1}} \frac{f}{\dot{p}_*} = a \sqrt{1 - [b(M_k - 1)]^2}, \quad (1)$$

где $a = 0,35$, $b = 4,85$ — коэффициенты, определяемые из эксперимента. На этом же графике нанесены значения Sh_* рассчитанные по опытным данным работ [7, 9]. Как видно, они достаточно хорошо удовлетворяют зависимости (1). Амплитуды

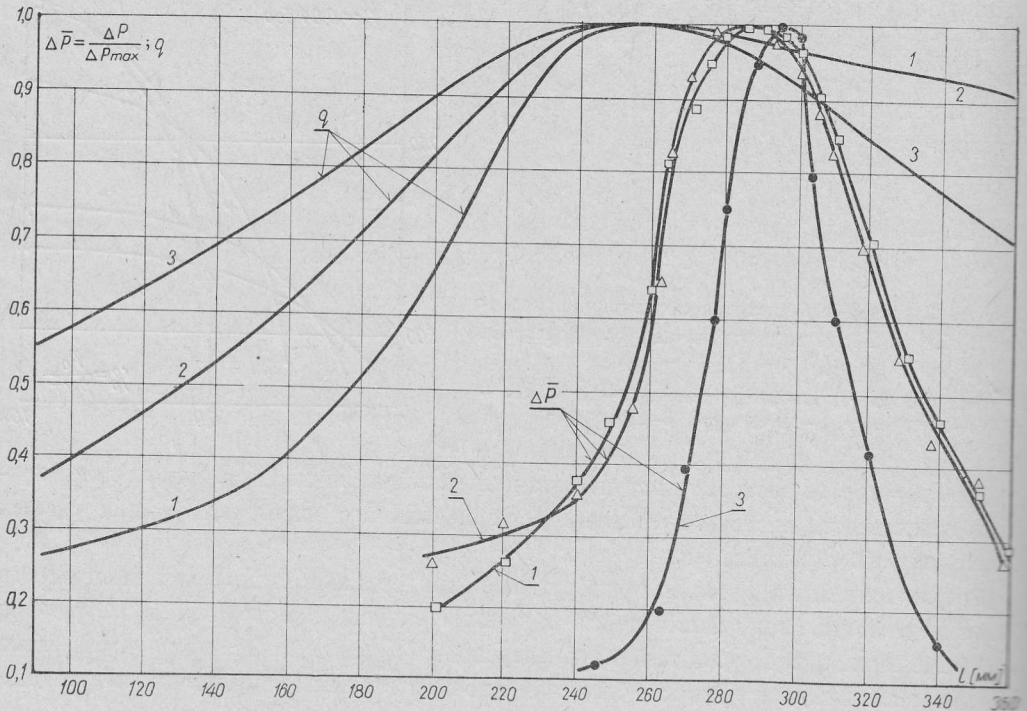


Рис. 3. Изменение относительной амплитуды пульсаций статического давления при нестационарной конденсации водяного пара в соплах Лаваля ($p_0 = 1,0 \text{ кг/см}^2$, $T_0 \approx T_{0s}$, $\dot{q} = F_*/F$, $F_* = 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$)

1 — $p_* = 1,62 \cdot 10^3 \text{ 1/сек}$, 2 — $p_* = 1,58 \cdot 10^3 \text{ 1/сек}$, 3 — $p_* = 3,88 \cdot 10^3 \text{ 1/сек}$

пульсации статического
 Δp — полная амплитуда и
в точке измерения для слу
интенсивность пульсаций
течения, в зоне интенсив
ласти, как вверх, так и вниз
расширения \dot{p}_* область р

Были исследованы неу
шара в соплах Лавалья при
ывался второй скачок у
ния $\varepsilon_a > \varepsilon_{ap}$. В этом случ
роль резонатора, приводя
противодавления и резком

Процесс расширения к
включая в себя нестациона
действующие друг с друг

Значительное увеличен
лодило и в этом случае, к
ний казды достаточно б

Сложность теоретичес
процессов адекватна сложн
многочисленных областей, существ
спини, фазовые превращен
Рассмотрим весташное
спини, что система явлен
Систему уравнений, описыва
Уравнение сохранения для

пульсаций статического давления достигали значений $\Delta p/p_k \approx 30 \div 35\%$, здесь Δp — полная амплитуда изменения статического давления, p_k — расчетное давление в точке измерения для случая стационарного течения без конденсации. Наибольшая интенсивность пульсаций давления наблюдается именно в трансзвуковой области течения, в зоне интенсивной спонтанной конденсации. При удалении от этой области, как вверх, так и вниз по потоку, амплитуда уменьшается. С ростом скорости расширения \dot{p}_* область распространения возмущений сокращается (рис. 3).

Были исследованы неустановившиеся течения конденсирующегося и влажного пара в соплах Лаваля при повышении противодавления, когда внутри сопла образовывался второй скачок уплотнения, обусловленный нерасчетным перепадом давления $\varepsilon_a > \varepsilon_{ap}$. В этом случае „конденсационная” нестационарность играет как-бы роль резонатора, приводящего к периодическому перемещению скачка уплотнения противодавления и резкому усилению амплитуды колебания системы в целом.

Процесс расширения конденсирующегося пара становится еще более сложным, включая в себя нестационарные газодинамические разрывы, нелинейно взаимодействующие друг с другом.

Значительное увеличение интенсивности пульсаций параметров потока происходило и в этом случае, когда на вход сопла подавался уже влажный пар, содержащий капли достаточно больших размеров ($d_{ок} \approx 20 \div 50 \text{ мк}$).

1.3. Расчетно-теоретический анализ явлений

Сложность теоретического анализа и точного расчета рассмотренных выше процессов адекватна сложности самой картины течения наличие (дозвуковых и сверхзвуковых областей, существование ударных волн и волн разрежения, их взаимодействие, фазовые превращения и неравновесный теплообмен).

Рассмотрим нестационарное квазиодномерное течение конденсирующегося пара, считая, что система является внешне адиабатной. Скольжение фаз отсутствует. Систему уравнений, описывающую такое течение, представим в дивергентной форме. Уравнения сохранения для среды в целом примут вид

$$\frac{\partial \rho F}{\partial t} + \frac{\partial \rho u F}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \rho u F}{\partial t} + \frac{\partial F(p + \rho u^2)}{\partial x} = p \frac{\partial F}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho F(e + u^2/2)] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u F \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) \right] = 0,$$

где $\rho = \rho_n/\gamma$ — плотность среды, ρ_n — плотность пара, γ — массовая концентрация пара (степень сухости), $e = \gamma e_n + (1 - \gamma) e_k$ — внутренняя энергия двухфазной смеси, e_n и e_k — внутренняя энергия паровой и конденсированной фазы, соответственно. Предполагаем, что образующиеся при конденсации капли имеют сферическую

форму и скорость их роста $\dot{r} = dr/dt$ не зависит от радиуса

$$r = \frac{\alpha_k p}{\rho_k \sqrt{2\pi RT}} \left[1 - \frac{p_s(T_k)}{p} \sqrt{\frac{T}{T_k}} \right],$$

здесь p_s — давление насыщенных паров в слое Кнудсена, α_k — коэффициент конденсации, при $T_k = T_s$, $p_s(T_k) = p$.

При расчете течения с фазовыми превращениями система (2) — должна быть дополнена кинетическими уравнениями, определяющими изменение концентрации фаз и распределение частиц по размерам. При этом для условий независимости \dot{r} от радиуса каплей кинетическое уравнение для функции распределения частиц по размерам может быть заменено системой из трех дифференциальных уравнений, которая уже не зависит от функции распределения [5, 14].

В этом случае кинетические уравнения, описывающие процесс спонтанного влагообразования в потоке пересыщенного пара, также могут быть записаны в виде, аналогичном (2)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho F \gamma}{\partial t} + \frac{\partial \rho u F \gamma}{\partial x} &= -\rho F \bar{\omega}, \\ \frac{\partial \rho F \Omega_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u F \Omega_k}{\partial x} &= \rho F \omega_k, \quad (k=0, 1, 2), \\ \omega_0 &= \frac{I}{\rho}, \quad \omega_1 = \frac{I}{\rho} r_* + \dot{r} \Omega_0, \quad \omega_2 = \frac{I}{\rho} r_*^2 + 2\dot{r} \Omega_1, \\ \bar{\omega} &= \frac{4}{3} \pi \rho_k \frac{I}{\rho} r_*^3 + 4\pi \rho_k \dot{r} \Omega_2, \end{aligned} \quad (3)$$

I — скорость ядрообразования, r_* — радиус зародыша.

Выше на основании опытов было показано, что рассматриваемое течение может быть нестационарным, смешанного типа (дозвуковое, звуковое и сверхзвуковое) и содержать газодинамические разрывы. Следовательно, метод решения системы (2) - (3), должен строиться с учетом этих особенностей.

Методы сквозного счета при существовании разрывов в движущемся газе развивались в работах Неймана и Рихтмайера [15], Лакса и Вендорфа [16], и др. Однако, для данного случая наиболее перспективными оказались на наш взгляд, идеи С. К. Годунова [17], развитые в дальнейшем в работах [18, 19] и др.

Подход, аналогичный методу Годунова С. К., и был использован в данной работе, ибо он позволяет наилучшим образом рассчитывать не только сами разрывы, но и их взаимодействие, с помощью дополнительной подпрограммы расчета распада разрывов.

Построение конечноразностной схемы решения производится обычным способом, когда уравнения, записанные в форме законов сохранения (2) - (3), интегрируются по некоторому контуру ячейки рассматриваемой сетки, построенной в x, t — системе координат.

Исследуемое сопло разбивалось на N ячеек; границам ячеек присваивался целый индекс m , параметрам в середине ячейки присваивался дробный индекс $m + \frac{1}{2}$. Нижний индекс соответствовал моменту времени t , верхний моменту $t + \tau$, где τ — шаг по времени. Уравнения конечно-разностной схемы, аппроксимирующей исходную систему дифференциальных уравнений (2) - (3) имеют следующую структуру (на примере уравнения неразрывности и кинетики):

$$\rho^{m+\frac{1}{2}} = \rho_{m+\frac{1}{2}} - \frac{2\tau}{\Delta x (F_m + F_{m+1})} [(\rho u F)_{m+1} - (\rho u F)_m], \quad (4)$$

$$(\rho \gamma)^{m+\frac{1}{2}} = (\rho \gamma)_{m+\frac{1}{2}} - \frac{2\tau}{\Delta x (F_m + F_{m+1})} [(\rho u \gamma)_{m+1} F_{m+1} - (\rho u \gamma)_m F_m] + \\ - \frac{\tau}{2} [(\rho \bar{\omega})^{m+\frac{1}{2}} + (\rho \bar{\omega})_{m+\frac{1}{2}}]. \quad (5)$$

Остальные уравнения записываются аналогично. Величины с целыми индексами определяются из расчета распада разрыва. Для определения параметров на границах ($x = x_0$ и $x = x_N$) слева и справа к исследуемому соплу (каналу) присоединяем несколько дополнительных ячеек и при расчете используем условия постоянства инварианта Римана вдоль характеристики [19].

Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6. Результаты расчетов находятся в полном соответствии с результатами экспериментальных исследований. Показано, что если выделяемое при спонтанной конденсации количество тепла, меньше критического значения $Q_{кр}$ необходимого для скачкообразного перевода сверхзвукового потока в дозвуковой, спонтанная конденсация происходит обычным стационарным образом. При $Q_N > Q > Q_{кр}$ поток вследствие подвода тепла в области небольших сверхзвуковых чисел Маха скачкообразно переходит в дозвуковой, затем снова ускоряется и на некотором расстоянии от горла становится сверхзвуковым. Давление и температура в скачке растут, а переохлаждение хотя и уменьшается, но тем не менее остается значительным, обеспечивая дальнейший рост образовавшихся ранее капель. Таким образом в этом случае в сопле Лавала существуют 3 сечения перехода через скорость звука: критическое сечение сопла, скачок уплотнения и третье сечение, положение которого определяется соотношением методу геометрическим воздействием, тормозящим дозвуковой поток (расширяющийся канал) и ускоряющим его подводом тепла конденсации. Течение в этом случае остается стационарным, тем не менее можно считать, что наступает „кризис” течения 1-го типа в смысле образования скачка уплотнения и разрыва производной du/dx [20]. При $Q > Q_N$ образующийся вследствие теплоподвода к сверхзвуковому потоку скачок уплотнения становится столь интенсивным, что перестает удовлетворять условиям устойчивости для данного числа Маха перед скачком, и течение становится нестационарным.

На рис. 4 приведены характерные графики изменения давления и чисел Маха для подобного случая, полученные в результате решения системы (2) - (3). В ходе расчетов скорость ядрообразования I определялась по уравнению типа Френкеля-Зельдовича с введением в показатель экспоненты некоторого корректирующего

коэффициента β_k ; полученного в ходе расчетно-экспериментальных исследований стационарной спонтанной конденсации [21].

Видно, что выделение теплоты конденсации приводит к образованию интенсивной ударной волны, перемещающейся против потока.

При этом течение за ней становится дозвуковым. Начиная с некоторого момента за ударной волной образуется зона разрежения. Взаимодействие с ударной волной этих волн разрежения, которые в дозвуковой области распространяются против потока, приводят к уменьшению её интенсивности. Естественно, что скорость её перемещения при этом уменьшается и становится равной нулю в момент, когда интенсивность скачка станет равной величине, определенной из известных

соотношений для расчета стационарных прямых скачков уплотнения при заданном числе Маха перед ним. (В данном случае в момент времени $t = 4,35 \cdot 10^{-3}$ сек. При дальнейшем уменьшении интенсивности ударная волна начинает перемещаться вниз по потоку и вырождается. Это приводит к новому увеличению переохлаждения в этой зоне, росту интенсивности конденсации, новому повышению давления и повторению цикла.

График перемещения фронта нестационарной ударной волны во времени для условий рис. 4 приведен на рис. 5а. Здесь же представлена экспериментальная кинотеппрограмма, полученная для подобного случая при работе кинокамеры в режиме фоторегистратора (рис. 5б). Хорошо видно, как формируется и движется ударная волна: вначале

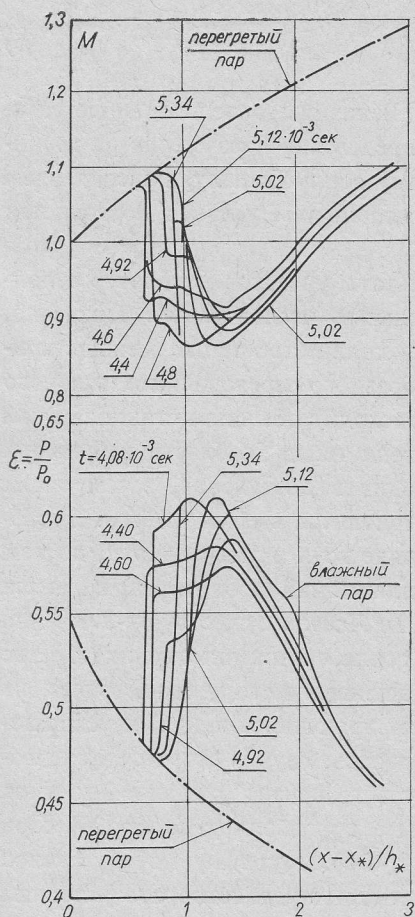


Рис. 4. Распределение газодинамических параметров в разные моменты времени при нестационарной конденсации в сопле Лавала — расчет

$$(p_0 = 1,0 \text{ кг/см}^2, T_0 = T_{0s}, \dot{p}_* = 2,4 \cdot 10^3 \text{ 1/сек}, \\ h_* = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м})$$

к горлу сопла, с возрастанием интенсивности, затем обратно. При этом её интенсивность резко падает, что приводит к формированию новой ударной волны.

Изменение параметров потока в трансзвуковой зоне сопла приведено на рис. 6. Видно, что пульсации статического давления могут быть значительными и достигать 35 ÷ 40% от расчетного.

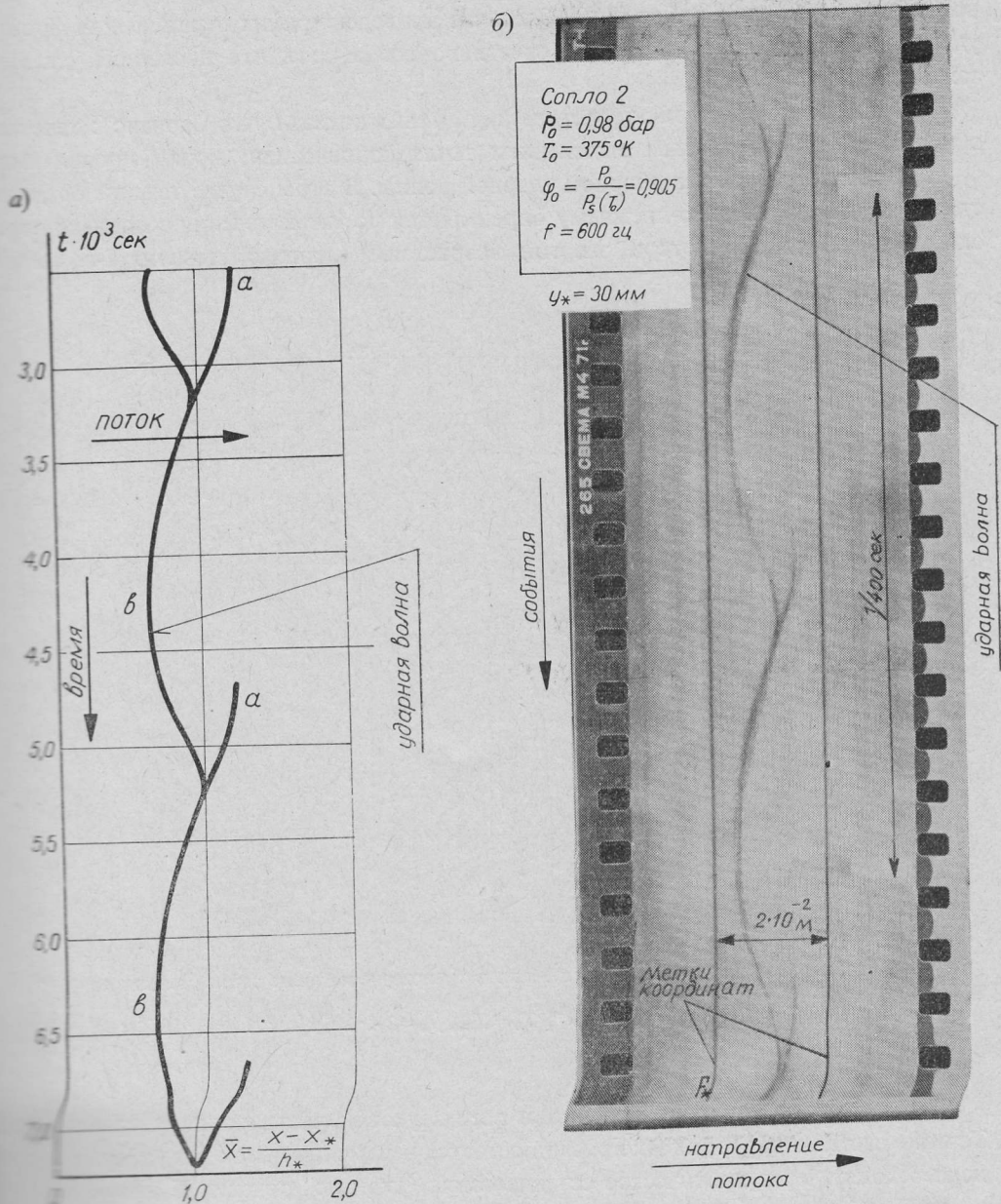


Рис. 5. Перемещение фронта нестационарной ударной волны (сопоставление теории и опыта) (рис. 5а расчет для условий рис. 4)

В рассматриваемом случае ударная волна вырождалась, не достигая критического сечения и поэтому расход оставался постоянным. Однако при увеличении ρ_* или уменьшении P_* ударная волна может достигать дозвуковой зоны, в этом случае имеют место и пульсации расхода двухфазной среды. Характеристики течений такого типа приведены на рис. 7а, б, в. Именно такая нестационарность была

исследована авторами работ [7, 9]. Здесь же приведен график перемещения фронта ударной волны (рис. 7а), который отчетливо показывает, что последняя успевает зайти за „горло” сопла.

Таким образом расчетно-теоретический анализ показал, что „кризис”: течения, обусловленный спонтанным выделением тепла конденсации, может проявляться

а. В образовании стационарной ударной волны. В этом случае течение остается стационарным, расход по-прежнему определяется по схеме течения с полным переохлаждением, однако потери энергии возрастают („кризис” течения I-го типа).

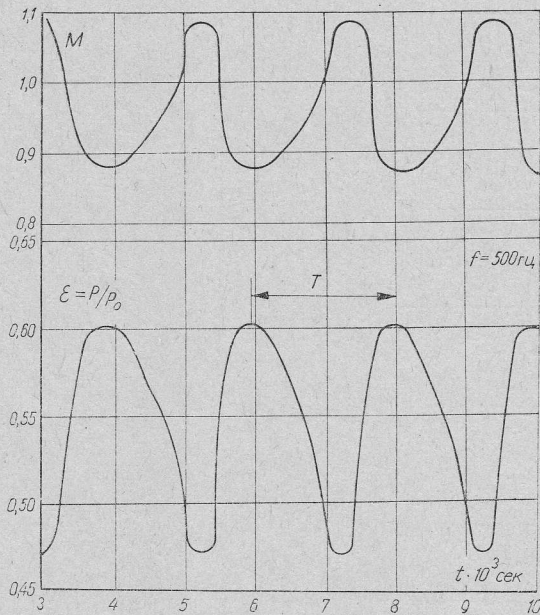


Рис. 6. Пульсации давления и чисел Маха в транзвуковой зоне сопла Лавалья при

$$\bar{x} = (x - x_*)/h_* = 0,85 (p_0 = 1,0 \text{ кг/см}^2, T_0 = T_{0s}, \dot{p}_* = 2,4 \cdot 10^3 \text{ 1/сек}, h_* = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м})$$

б. В периодическом образовании в сверхзвуковой части сопла ударных волн. Течение нестационарно, однако расход остается неизменным, так как ударные волны не переходят через критическое сечение сопла („кризис” течения II типа).

в. Периодически образующиеся ударные волны „успевают” достигнуть критического сечения и зайти в дозвуковую область. Течение в этом случае нестационарно, расход также периодически изменяется („кризис” течения III типа).

Область возникновения „кризиса” течения можно определить на основании уравнений обращения воздействий [5]. Построенные по такому методу кривые зависимости начального перегрева от скорости расширения \dot{p} , разделяющие зоны стационарного и „кризисного” режима течения, приведены на рис. 8. Здесь же приведена экспериментальная кривая, $\varphi_0 = f(\dot{p})$ разделяющая зону „кризиса” I типа от зоны

„кризиса” II типа. При заданных геометрических характеристиках сопла из рис. 8 трудно определить; начальный перегрев, при котором течение становится стационарным.

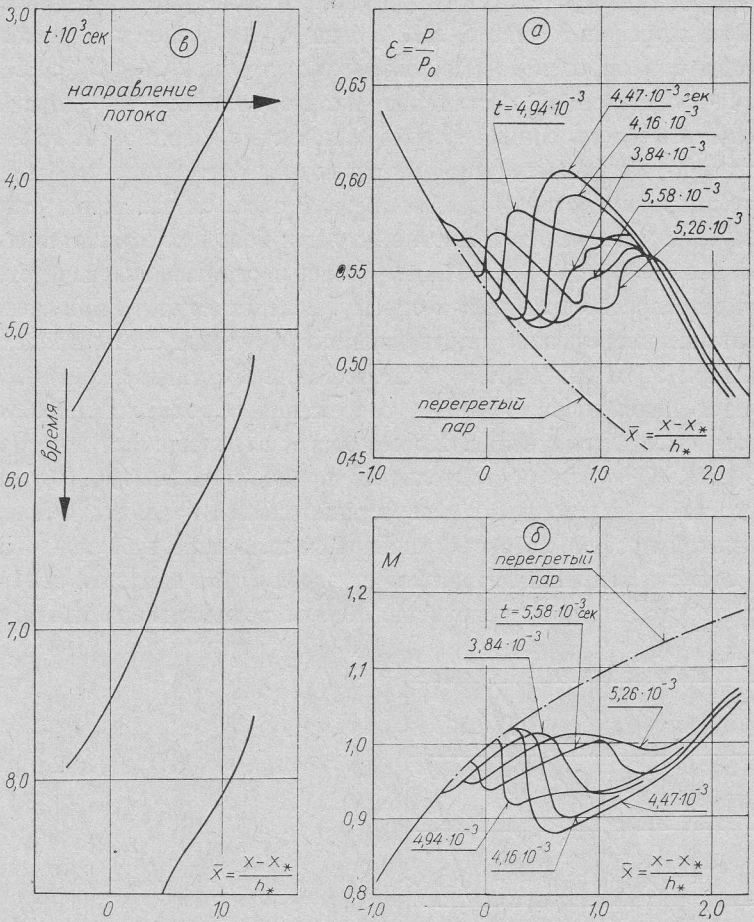


Рис. 7. Нестационарное течение с конденсацией („кризис” течения III типа)

$$(\dot{p}_* = 2,4 \cdot 10^3 \text{ л/сек}, p_0 = 1,0 \text{ кг/см}^2, h_* = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м})$$

Из графика видно также, что с ростом местной скорости расширения p область устойчивого течения конденсирующегося пара расширяется. На основании этого были исследованы сопла на одно и то же число $M_p > 1,0$, но с разным профилированием трансзвуковой области. Опыты показали, что если в плоских соплах с плавным очертанием стенки в области критического сечения (например по радиусу) при $T_0 \approx T_{0s}$ течение было нестационарным, то введение в этой зоне угловой точки, как правило, приводило к стабилизации потока.

2. Нестационарные течения в сопловых решетках

Рассмотрим теперь течение в сопловой решетке при различных, но постоянных во времени, перепадах давления. Опыты проводились на аналогичном стенде. Пакет решеток устанавливался между оптическими стеклами. Спектры течения фотографировались через прибор Тейлера скоростной кинокамерой СФР-2М. В ходе опытов на решетках профилей типа С-9012А было обнаружено, что даже при течении перегретого пара в определенном диапазоне чисел Маха $0,9 < M_p < 1,2$ течение характеризуется существенной нестационарностью волновой картины: периодическим перемещением вдоль спинки скачков уплотнения, отрывом пограничного слоя и, соответственно, изменением угла выхода потока. Это происходит при возникновении перерасширения потока в косом срезе. В этом случае волна разрежения замыкается скачком уплотнения. Известно, что при больших отрицательных градиентах давления в околосвуковой области пограничный слой ламинаризуется [22] и становится более предрасположенным к отрыву. Вследствие этого при взаимодействии даже не очень мощных скачков уплотнения с пограничным слоем происходит отрыв последнего. При этом изменяется угол выхода, эффективное критическое сечение и уменьшается интенсивность волны разрежения. Соответственно, уменьшается интенсивность скачка уплотнения. Кроме этого, оторвавшийся пограничный слой турбулизируется. Оба эти обстоятельства приводят к повторному прилипанию пограничного слоя под воздействием отрицательных градиентов давления в потоке над спинкой профиля. Присоединившийся к лопатке турбулентный пограничный слой в области больших отрицательных градиентов давления вновь ламинаризуется и отрывается скачком уплотнения. Затем процесс повторяется.

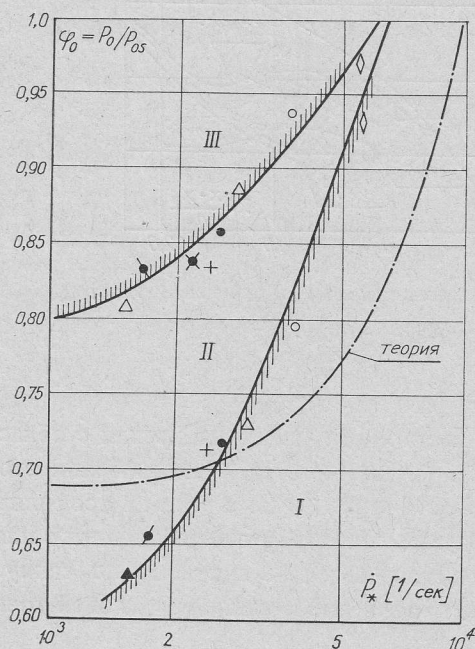


Рис. 8. Определение зон стационарного и нестационарного течения при спонтанном вихреобразовании

Зависимость частоты пульсаций параметров потока от числа Маха M_p , рассчитанного по перепаду давления на решетке, для решеток с кромками разной толщины приведены на рис. 9. (Геометрические характеристики решеток: I — $\Delta = 1,8$ мм, $b = 72$ мм, $\bar{h} = 0,64$, $\alpha_y = 34^\circ$; II — $\Delta = 3$ мм, $b = 56$ мм, $\bar{h} = 0,82$, $\alpha_y = 40^\circ$; III — $\Delta = 4,0$ мм, $\bar{h} = 0,82$, $\alpha_y = 40^\circ$; высота профилей $l = 50$ мм). Частота пульсаций при течении перегретого пара изменяется в диапазоне $0,4$ кГц $\leq f \leq 3,0$ кГц. Уменьшение толщины

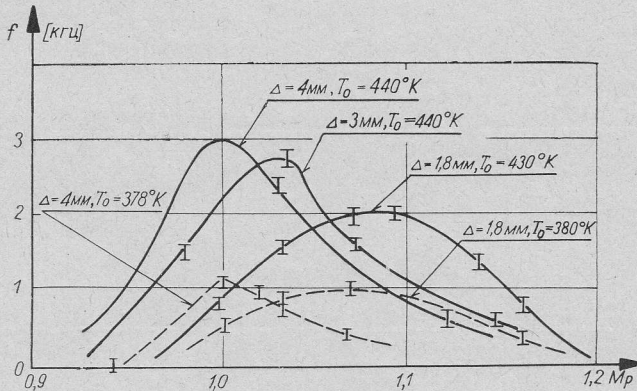


Рис. 9. Нестационарные течения в сопловых решетках

кромки приводит к уменьшению f и смещению максимального значения f_{\max} в сторону больших чисел M_p . Уменьшение начальной температуры до значений, близких к насыщению, приводит к значительному уменьшению f (кривая 4, рис. 8). При этом картина усложняется вследствие появления в волне разрежения „конденсационной“ нестационарности, рассмотренной выше. Максимальная амплитуда пульсаций в зоне перемещения скачков уплотнения и периодического отрыва достигает значений $\Delta p/p_1 \approx 1,0 \div 1,1$, где p_1 — давление перед скачком уплотнения при безотрывном течении.

Таким образом, нестационарность этого типа, также проявляющегося при стационарных граничных условиях обусловлена при течении перегретого пара прежде всего вязкостными эффектами, а именно, взаимодействием скачков уплотнения с пограничным слоем при трансзвуковых режимах течения. При течении же с конденсацией эти факторы дополняются и нестационарностью конденсационного происхождения.

3. Нестационарные ударные волны в дозвуковых соплах

Выше были рассмотрены особые случаи нестационарных течений при стационарных граничных условиях, когда параметры на входе и за срезом сопла (решетки) поддерживаются постоянными и отсутствуют какие либо внешние возмущения. Рассмотрим теперь течение в дозвуковых соплах с меняющимися условиями на выходе, например, при периодическом изменении давления или при прохождении за

направление
потока →

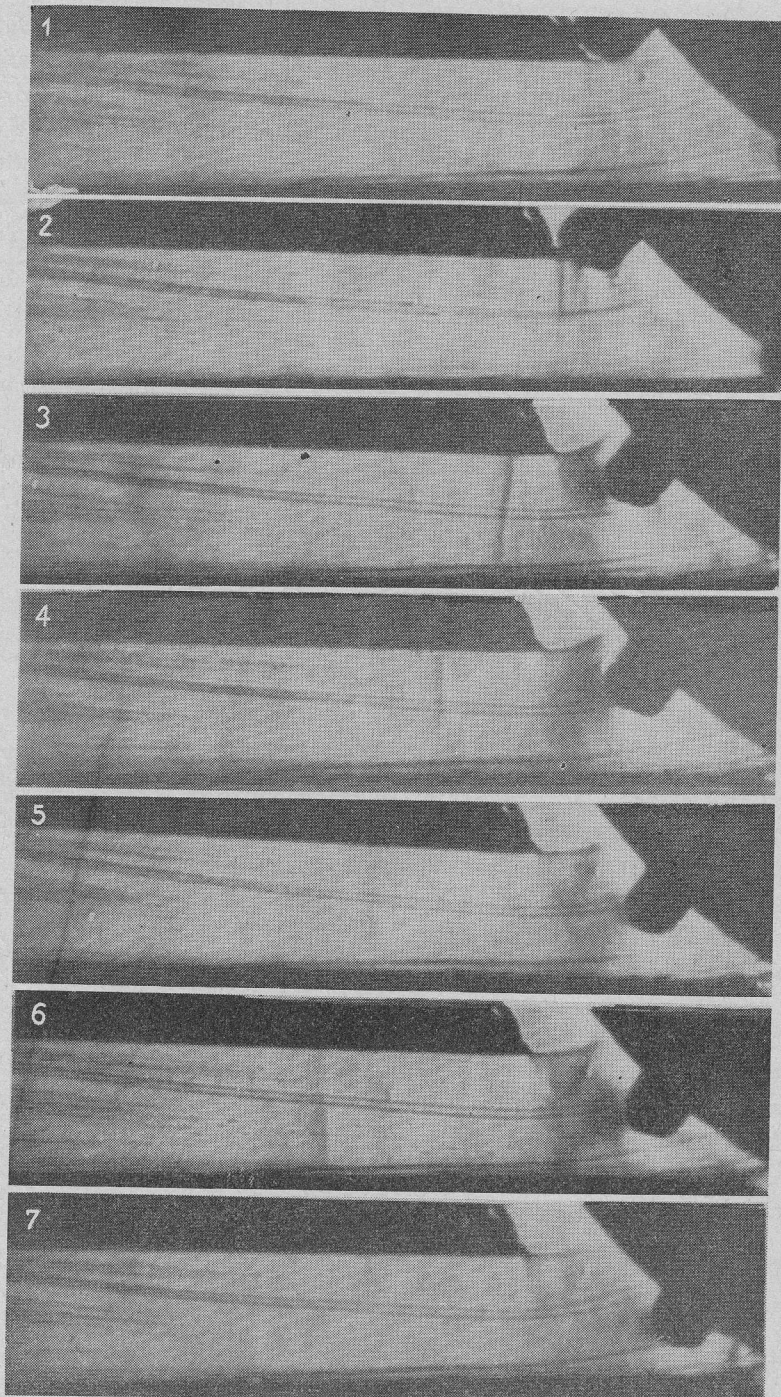


Рис. 10. Спектры нестационарного течения в дозвуковом сопле при периодическом пробегании поперечных цилиндров в косом срезе сопла.

($p_0 = 1,0 \text{ кг/см}^2$, $p_a \approx 0,6 \text{ кг/см}^2$, $f \approx 0,5 \text{ кГц}$)

соплом решетки профилей рабочего колеса. Теоретический анализ взаимного влияния двух движущихся относительно друг от друга решеток в квазистационарном потенциальном потоке приводился в работах [1, 23].

Было показано, что вблизи выходной кромки направляющего (соплового) аппарата при небольших осевых зазорах могут иметь место значительные колебания скорости. Ниже приводятся результаты исследований воздействия на дозвуковой сопловой поток пересыщенного пара, внешних периодических возмущений, создаваемых различными способами за срезом сопла.

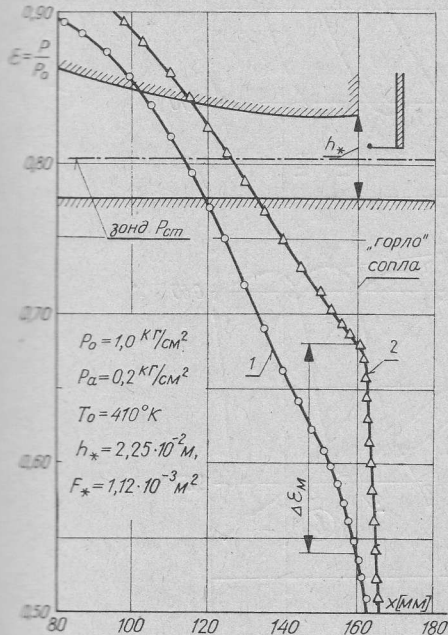


Рис. 11. Повышение статического давления при введении поперечного обтекаемого цилиндра в плоскость выходного сечения сопла

Опыты проводились на оптически прозрачной динамической модели турбинки, где за одиночным суживающимся соплом с косым срезом располагалось вращающееся колесо, на периферии которого вместо рабочих лопаток были установлены поперечнообтекаемые цилиндры. В ходе опытов варьировались зазор, число оборотов колеса и перепад давления на сопло. Измерялись пульсации давления на стенке сопла пьезокерамическими датчиками. Спектры течения фотографировались через теневой прибор фотоаппаратом „Зенит” и скоростной кинокамерой СФР-2М.

Опыты показали, что при числах $0,6 < M \leq 1,0$ периодическое прохождение цилиндров в плоскости косого среза приводит к образованию нестационарных ударных волн, перемещающихся затем против потока к входу сопла. Характерные спектры течения с нестационарными ударными волнами внутри дозвукового сопла приведены на рис. 10. Видно, что наибольшая интенсивность этих волн — вблизи выходного сечения сопла: по мере перемещения внутрь сопла в область меньших скоростей интенсивность падает. Измерение пульсаций давления на нижней стенке малоинерционными датчиками типа ЛХ показали, что эти пульсации могут быть значи-

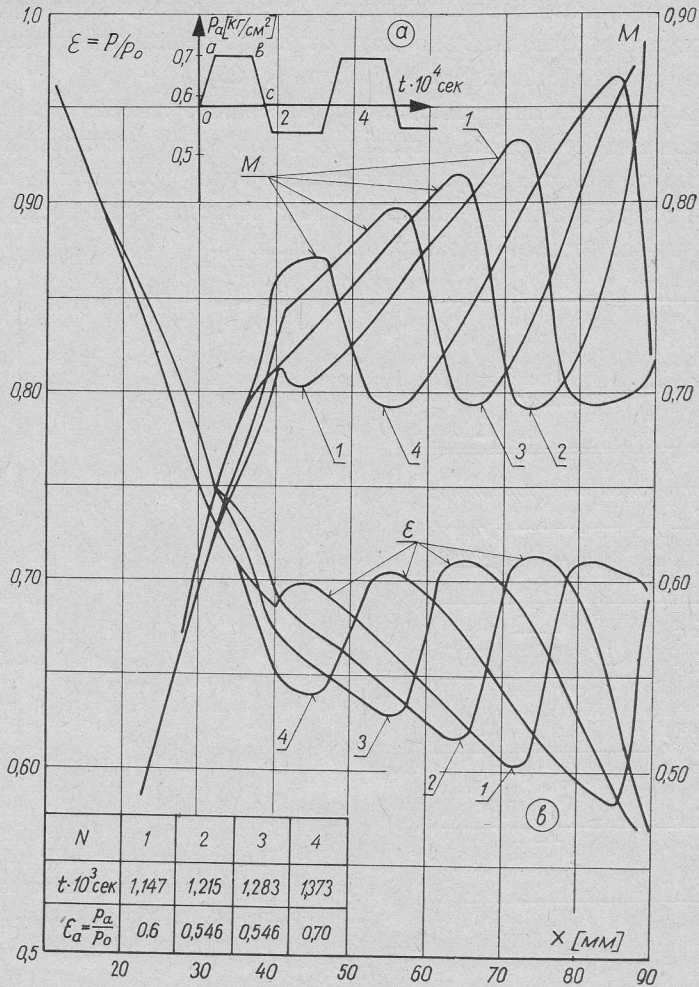


Рис. 12. Расчет нестационарного течения в дозвуковом сопле при периодическом изменении давления за его срезом

$$(p_0 = 1,0 \text{ кг/см}^2, T_0 = T_{0s}, \beta = 2,0, p_a = p(t), f = 3 \cdot 10^3 \text{ гц}, h_* = 1,85 \cdot 10^{-2} \text{ м})$$

тельными, и их частота совпадает с частотой прохождения цилиндров. При увеличении перепада давления на сопло до сверхкритического, пульсации давления исчезают, так как в сверхзвуковом потоке скачок уплотнения локализуется вблизи цилиндра и перемещается вместе с ним. Исчезновение пульсаций происходит и при числах $M < 0,6$, в этом случае и на спектрах течения не удалось зафиксировать образование ударной волны.

Для того, чтобы оценить степень увеличения давления в сопловом аппарате при различных положениях цилиндра за его срезом были проведены специальные опыты в статических условиях. На рис. 11 приведены графики распределения статического давления на стенке исследуемого сопла для двух случаев; дозвукового течения

в сопле при отсутствии цилиндра, (кривая 1), и тот же режим, но при введении поперечного обтекаемого цилиндра в плоскость косога среза сопла (кривая 2).

Видно, что введение дополнительного сопротивления приводит к существенному изменению статического давления в канале. Степень повышения давления вблизи выходного сечения сопла определяется положением цилиндра относительно среза сопла. Если рассмотреть процесс в динамике, то можно предположить, что изменение p_a подчиняется некоторому трапецидальному закону: вначале при введении цилиндра в плоскость выходного сечения давление перед ним повышается до некоторого значения $p_{a\max}$, затем остается примерно постоянным и равным $p_{a\max}$ и падает до первоначального значения p_a при полном выводе цилиндра.

Рассмотрим теперь течение в суживающемся сопле, предполагая, что статическое давление в выходном сечении изменяется по такому „трапецидальному” закону с частотой прохождения цилиндров (рис. 12а).

Таким образом рассматривается случай, когда на входе в сопло параметры поддерживаются неизменными, а форма сигнала, характеризующего изменения давления в выходном сечении, его амплитуда и частота пульсаций заданы.

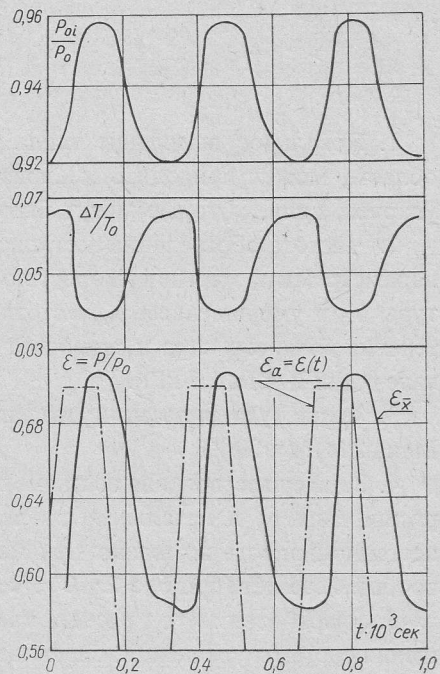


Рис. 13. Пульсации параметров в дозвуковом сопле ($\bar{x} = (x_* - x)/h_* = 0,27$) при периодическом изменении давления за его срезом (расчет для условий рис. 12)

Результаты расчета для такого случая, проведенные по методике части 1, представлены на рис. 12. Частота изменения давления p_a равна 3 кГц (рис. 12а); расширение с линии насыщения. Из графиков распределения статических давлений вдоль сопла для различных фиксированных моментов времени следует, что в этом случае образуются весьма интенсивные волны-сжатия с крутым фронтом. Подобные возмущения, распространяющиеся при дозвуковом режиме течения против потока, с большой

степенью приближения можно считать нестационарными ударными волнами (сравни с рис. 10). При движении против потока в зону меньших чисел Маха интенсивность ударной волны постепенно уменьшается, а относительная скорость движения возрастает (вследствие уменьшения скорости основного потока).

Образование нестационарной ударной волны соответствует моменту резкого увеличения давления за срезом сопла (рис. 12а, участок $0a$).

При уменьшении давления на выходе (участок bc) внутри сопла распространяется интенсивная волна разрежения (рис. 12), затем процесс повторяется, формируется новая ударная волна. Характеристики периодического изменения параметров в одном из сечений дозвукового сопла приведены на рис. 13. Наблюдаются значительные колебания локального переохлаждения потока и давление торможения. Последнее связано с диссипативными процессами в нестационарных ударных волнах. Влагодобразование в этом случае в пределах сопла не происходило, так как переохлаждение не достигало критического значения, соответствующего началу спонтанной конденсации (ударные волны приводят к существенному уменьшению среднего уровня переохлаждения потока).

Выводы

1. Локальное выделение тепла при спонтанной конденсации в трансзвуковой области может приводить к „кризису” течения, проявляющемуся в образовании ударных волн, которые могут быть как стационарными, так и нестационарными.

2. Частота образования нестационарных ударных волн определяется начальными параметрами и местной скоростью расширения \dot{p}_* . С ростом начальной температуры T_0 и уменьшением \dot{p}_* частота f падает. В исследованном диапазоне режимов течения водяного пара и скоростей расширения \dot{p} частота f располагалась в интервале $0,3 \text{ кГц} < f \leq 1,5 \text{ кГц}$.

3. Амплитуда пульсаций давления достигает значений $\Delta p/p \approx 35 \div 40\%$, а чисел Маха $\Delta M/M \approx 20\%$.

4. Зона существования нестационарных режимов течения определяется скоростью расширения \dot{p}_* и начальным давлением p_0 . При увеличении \dot{p}_* и уменьшении p_0 нестационарность возникает при меньших начальных перегревах (больших φ_0) или вообще исчезает (при $\dot{p}_* > 2 \cdot 10^4 \text{ 1/сек}$).

5. Разработан метод расчета таких течений, основанный на базе численного решения системы уравнений, описывающих течение релаксирующей сжимаемой среды с фазовыми превращениями. Метод применим для расчета как стационарных, так и неустановившихся течений с возможным образованием и нелинейным взаимодействием газодинамических разрывов.

6. Показано, что при определенных условиях ($0,9 < M_p < 1,2$) течение перегретого и конденсирующегося пара в сопловых решетках также может быть нестационарным вследствие взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем на спинке лопатки и его периодического отрыва. Частота пульсации определяется числом M_p и толщиной кромки и располагается в диапазоне $0,4 \text{ кГц} < f < 3,0 \text{ кГц}$.

7. При дозвуковых перепадах $0,6 < M_p < 1,0$ на сопло периодическое прохождение за его срезом кромки лопатки или поперечного цилиндра вращающегося рабочего колеса может приводить к образованию нестационарных ударных волн, распространяющихся против потока, и соответственно, пульсациям параметров течения в соплах и дополнительным потерям энергии.

Литература

- [1] Г. С. Самойлович, *Нестационарное обтекание и аэроупругие колебания решеток турбомашин*. Изд. „Наука”, Москва 1969.
- [2] К. П. Станюкович, *Неустановившиеся движения сплошной среды*. Изд. „Наука”, Москва 1971.
- [3] G. Gyarmathy, *Kondensationsfloss-Diagramme für Wasserdampf-Strömungen*. Forsch. auf dem Gebiet des Ing. 1963, Bd. 29, H. 4.
- [4] R. Puzyrewski, *Kondensacja pary wodnej w dyszy de Laval*. PWN, Warszawa – Poznań 1969.
- [5] Г. А. Салтанов, *Сверхзвуковые двухфазные течения*. Изд. „Высшая школа”, Минск 1972.
- [6] B. Schmidt, *Beobachtungen über das Verhalten der durch Wasser dampf-Kondensation ausgelösten Strömungen in einer Überschall-Windkanaldüse*. Diss. Т. Н., Karlsruhe 1962.
- [7] D. Barschdorff, *Kurzzeitfeuchtemessung und ihre Anwendung bei Kondensationserscheinungen in Laval düsen*. Inst. Strömung. und Strömungsmasch., Karlsruhe 1967, No. 6.
- [8] P. Wegener, D. Cagliostro, *Periodic nozzle flow with heat addition*. Comb. Sci. Technol. 1973, v. 6, No. 5.
- [9] Д. Баршдорф, Г. А. Филиппов, *Анализ некоторых особых режимов работы сопел Лавала с местным подводом тепла*. Изд. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1970, № 3.
- [10] I. Zierep, S. Lin, *Ein Ähnlichkeitsgesetz für instationäre Kondensationsvorgänge in Lavaldüsen*. Forsch. Ingen., 1968, B. 34, H. 1.
- [11] F. Josif, V. Campbell, F. Bakhtar, *Instability in condensing flow of steam*. Proc. Inst. Mech. Eng., 1972, v. 186, No. 37.
- [12] Л. М. Зысина-Моложен, И. Н. Соскова, В. Б. Мишенков, *Экспериментальное исследование зоны начальной конденсации в соплах*. Теплоэнергетика, № 5, 1973.
- [13] М. Е. Дейч, Г. А. Филиппов, Г. А. Салтанов, А. Н. Куршаков, А. Н. Кукушкин, Г. А. Ноздрин, *Экспериментальное исследование нестационарных явлений при течении конденсирующегося пара в соплах*. Изд. АН СССР, Энергетика и транспорт, № 2, 1974.
- [14] Р. А. Ткаленко, *О спонтанной конденсации при обтекании сверхзвуковым потоком выпуклого угла*. Изд. АН СССР, Механика жидкости и газа, 1970, № 5.
- [15] Р. Рихтмайер, К. Мортон, *Разностные методы решения краевых задач*. Изд. „Мир”, Москва 1972.
- [16] P. Lax, B. Wendorff, *Systems of conservation laws*. Comm. Pure Appl. Math., 13, 217, 1960.
- [17] С. К. Годунов, *Разностные методы численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики*. Математ. сборник, т. 47 (89) № 3, 1959.
- [18] М. Я. Иванов, А. Н. Крайко, *Численное решение прямой задачи о смешанном течении в соплах*. Изд. АН СССР, МКГ, 1969, № 5.
- [19] Л. Н. Крайко, А. А. Осипов, *Исследование отражения возмущений от дозвуковой части сопла Лавала*. Изд. АН СССР, МКГ, 1973, № 1.
- [20] Л. А. Вулис, *Термодинамика газовых потоков*, Москва 1950.
- [21] G. A. Saltanov, L. I. Seleznev, G. V. Tsiklauri, *Generation and growth of condensed phase in high-velocity flows*. Int. J. Heat Mass. Transf., v. 16, 1973.
- [22] М. Е. Дейч, *Техническая газодинамика*. ГЭИ, Москва 1961.
- [23] Z. Kazimierski, *Plaski przepływ przez osiowy stopień maszyny przepływowej o dowolnych parametrach geometrycznych*. Archiwum Budowy Maszyn, Nr 2, 1966.

Przepływy niestacjonarne przegrzanej i kondensującej się pary

Streszczenie

Rozpatrywane są niestacjonarne przepływy pary przegrzanej i wilgotnej w elementach przepływowych maszyn wirnikowych.

W pierwszej części pracy badane są przypadki, kiedy w stacjonarnych granicznych warunkach przepływ mimo wszystko staje się niestacjonarny w wyniku istotnej nierównomierności procesu powstawania zawilgocenia.

Przytoczone są rezultaty badań eksperymentalnych przeprowadzonych przy zastosowaniu metod cieniowych, bardzo szybkiej kinematografii i czujników ciśnienia o małej bezwładności. Wykazano, że w warunkach spontanicznej kondensacji pary w obszarach transsonicznych powstają periodycznie niestacjonarne fale uderzeniowe. To powoduje znaczne pulsacje parametrów o częstotliwościach w zakresie od 300 do 1000 Hz.

Zbudowano teorię przepływów nieustalonych czynnika ściśliwego przy przemianach fazowych. Przedstawiono rezultaty obliczeń takich przepływów w kanałach o różnej geometrii, wykonanych na maszynie cyfrowej БЭСМ-6, rozwiązując układy nieliniowych równań różniczkowych metodą siatek.

W drugiej części pracy rozpatrzono przepływ pary przegrzanej i wilgotnej w zężających się dyszach przy zmiennych warunkach na wylocie. W czasie doświadczeń za dyszami umieszczano tarcze wirujące z zestawem walców na zewnętrznej średnicy, imitujące tarcze wirnikową. Wykryto i przebadano przy różnych liczbach Macha $M < 1,0$ i przy różnych wielkościach luzu periodyczne powstawanie fal uderzeniowych przemieszczających się w kierunku przeciwnym kierunkowi strumienia. Rachunkowo-teoretyczna analiza takich przepływów także wykazała, że niestacjonarność za trójkątem wylotowym dyszy może powodować istotne zmiany tak lokalnych jak i integralnych charakterystyk przepływu w aparatach dyszowych w stosunku do wartości otrzymanych z badań statycznych.

Trzecia część pracy poświęcona jest badaniom doświadczalnym przepływów niestacjonarnych w płaskich palisadach dyszowych turbin, gdy przyczyną niestacjonarności są efekty lepkości. Wykazano, że przy prędkościach przydźwiękowych ($0,9 < M < 1,2$) w rezultacie współdziałania fali zgęszczającej z warstwą przyścienną następuje periodyczne odrywanie się strumienia; przy tym fala zgęszczeniowa posuwa się wzdłuż grzbietu profilu, a jej intensywność istotnie zmienia się wraz z częstotliwością $f = 0,5 \div 3$ kHz. Gdy następuje kondensacja spontaniczna w strefie oderwania, wówczas amplituda pulsacji charakterystyk przepływu zmniejsza się w porównaniu z wielkościami dla pary przegrzanej. Oczywiście analogicznie zmieniają się także kąty wypływu strumienia z palisady.

Non-Stationary Flows of Superheated and Condensing Steam

Summary

Non-stationary flows of superheated and wet steam through flow parts of rotary machines have been considered.

The first part of the paper concerns the cases where in spite of the stationary boundary conditions the flow becomes non-stationary due to the substantial inhomogeneity of the moisture production process.

The results of experimental investigations carried out with the use of high-speed film and pressure sensors of small inertia have been presented. It was shown that in the conditions of spontaneous condensation in transonic regions non-stationary periodical shock waves are generated. This results in significant pulsations of parameters, with frequency between 300 and 1000 Hz.

A theory of transient flow of compressible medium with phase changes was developed. Results of calculations of such a flow in channels of various geometry, made with the aid of a БЭСМ-6 computer, have been presented. Sets of nonlinear differential equations were solved by means of the grid method.

The flow of superheated and wet steam through narrowing nozzles for varying conditions at the outlet has been considered in the second part of the paper. Rotating disks with sets of

cylinders fixed on the periphery were placed in experiments behind the nozzles, substituting thus the rotor. For various Mach numbers $M < 1.0$ and various clearances periodical generation of shock waves moving upstream was detected and examined. Theoretical calculations for such flows showed that non-stationary states behind the outlet nozzle triangle can result in significant changes of local as well as integral flow characteristics of nozzles as compared to the static investigations.

The third part of the paper concerns experimental investigations of non-stationary flows through flat nozzle cascades of turbines in case of non-stationary states caused by viscosity. It was shown that for near sonic speeds ($0.9 < M < 1.2$) periodical flow separation occurs due to the interaction between the compression wave with the boundary layer, the compression wave moving along the convex part of the profile and its intensity varying substantially with the frequency $f = 0.5 \div 3$ kHz. If spontaneous condensation occurs in the region of separation then the amplitude of the flow characteristic pulsations, as compared to the corresponding quantities for superheated steam, decreases. Obviously, analogous change of the angle of the outflow from the cascade takes place.