

УДК 532.525.2:533.6.011.5

© 1993 г. Ф. И. ЛУХТУРА

ОДНОМЕРНАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ НЕРАСЧЕТНЫХ СТРУЙ ГАЗА

Приводится метод, базирующийся на квазиодномерном рассмотрении течения сверхзвуковой нерасчетной струи, и результаты расчета параметров струи на участке ее адаптации к внешним условиям, находящемся в непосредственной близости от выходного сечения сопла. Область течения с сильными разрывами (скачками уплотнения) на участке формирования струи заменяется поверхностью разрыва. Эффект смешения учитывается сосредоточенным притоком массы в сечении разрыва. Показано, что учет реальных особенностей течения струи на участке формирования позволяет существенно уточнить ряд важных параметров течения и получить ряд количественных результатов, совпадающих с экспериментальными данными.

Струя газа, истекающая из сопла при сверхкритических перепадах давления и со статическим давлением на срезе сопла P_0 , отличающимся от давления окружающей среды P_∞ , образует сложную квазипериодическую структуру со скачками уплотнения.

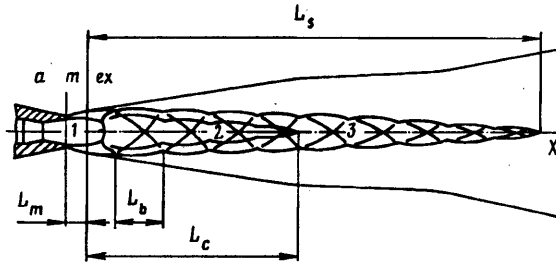
На фиг. 1 представлена схема осесимметричной струи, близкая к предложенной в [1], где рассмотрен общий вид структуры сверхзвуковой струи в предположении, что сопло работает с недорасширением (степень нерасчетности $n = P_0/P_\infty > 1$), которая отличается от общеизвестной [2] идеализированной схемы течения полностью расширенной (расчетной) струи наличием начального участка 1. Этот участок от среза сопла до максимального сечения первой «бочки» характерен для недорасширенных струй и вырождается в отсутствие радиальных составляющих скорости при расчетном и перерасширенном режимах истечения. За начальным участком простирается ядро потенциального течения 2 вплоть до смыкания на геометрической оси струи сдвигового слоя. Далее по аналогии с расчетной струей следуют переходный и основной участки, в пределах которых может заканчиваться сверхзвуковое ядро 3.

В струе, истекающей из сопла с недорасширением, на начальном участке 1 возрастание толщины струи за счет увеличения сдвигового слоя становится второстепенным вследствие нарастания границ струи под действием избыточного давления. После увеличения поперечного сечения до максимального сечения первой «бочки» в потоке, перерасширенном ниже давления внешней среды P_∞ , возникают ударные волны, после которых давление повышается до величины P_∞ [3]. Сечение адаптации, где давление в струе близко к P_∞ , в противоположность существующим представлениям [2, 4] находится непосредственно за участком торможения. Доказательством такого перестроения потока может служить образование так называемого изобарического сечения [5]. При этом эффект смешения за максимальным сечением приводит к изменению положения ударных волн и тем самым оказывает заметное влияние на распределение параметров в струе [2, 5].

Таким образом, за пределами участка перехода от давления на начальном участке к давлению окружающей среды, характеризующегося существенной неравномерностью поля давления, струя близка к изобарической с новыми начальными условиями течения (характерным размером — максимальным сечением первой «бочки», полным давлением и т. п.). Последующее развитие струи, в том числе ударно-волновой структуры, зависит от этих начальных параметров (назовем их эффективными) и определяется законами турбулентного перемешивания.

Аналогичные рассуждения позволяют представить реальную картину перестроения потока в струях на перерасширенных режимах истечения из сопел, с той лишь разницей, что в них может отсутствовать начальный участок 1 (фиг. 1).

На основе представленной картины ниже рассматривается в рамках одномерной постановки подход к определению эффективных условий течения, которые определяют в дальнейшем структуру и характер затухания нерасчетных струй.



Фиг. 1

1. Для определения эффективного сечения струи используем метод [4], базирующийся на осреднении параметров струи в поперечном сечении и рассмотрении ее как одномерного газового потока. Газ полагается идеальным, все параметры газа на срезе сопла, кроме угла наклона вектора скорости к оси сопла, постоянными по сечению, смешением газа на начальном участке с газом окружающей неподвижной среды пренебрегается.

При расчете струи на начальном участке используются уравнения сохранения энергии, неразрывности и количества движения.

Запишем основные уравнения, связывающие параметры газа в эффективном сечении (максимальное сечение первой «бочки») с параметрами в выходном сечении сопла. Так как профилировка сопла, особенно конического, не обеспечивает получение параллельного равномерного потока газа в выходном сечении, то следует учесть наличие радиальной составляющей скорости в этом сечении. Поэтому при использовании уравнений расхода и количества движения предполагается, что абсолютная скорость газа на выходе из сопла составляет некоторый угол α_a с осью потока. Для конического сопла с углом $\gamma/2$ между образующей и осью сопла используем выражение [4] для определения среднемассового значения угла α_a между вектором абсолютной скорости на выходе из сопла и осью сопла

$$\cos \alpha_a = \frac{2 \cos \gamma/2}{1 + \cos \gamma/2}$$

Используя выражение расхода через параметры торможения P_0 и T_0 и число Маха M , равенство расходов через поперечные сечения F , перпендикулярные оси струи, записываем в виде

$$\frac{P_{0m} F_m q(M_m)}{\sqrt{T_{0m}}} = \frac{P_{0a} F_a q(M_a) \cos \alpha_a}{\sqrt{T_{0a}}} \quad (1.1)$$

где индекс a (фиг. 1) относится к параметрам в выходном сечении сопла, индекс m — в максимальном сечении участка; q — известная функция M [2].

Согласно уравнению сохранения энергии

$$m_m C_{pm} T_{0m} = m_a C_{pa} T_{0a}$$

при равенстве расходов $m_m = m_a$ и теплоемкостей $C_{pm} = C_{pa}$ температура торможения в струе остается постоянной $T_{0m} = T_{0a}$. Поэтому уравнение неразрывности (1.1) принимает вид

$$q(M_m) = \frac{P_{0a}}{P_{0m}} \frac{F_a}{F_m} q(M_a) \cos \alpha_a \quad (1.2)$$

Предположим, что потерями полного давления на начальном участке струи можно пренебречь, т. е. что $\sigma_m \equiv P_{0m}/P_{0a} = 1$. Для не очень больших степеней нерасчетности (n) σ_m близко к единице [4, 6].

Импульс потока в направлении оси для рассматриваемого участка струи запишем в виде

$$m_m w_m + (P_m - P_\infty) F_m = m_a w_a \cos \alpha_a + (P_a - P_\infty) F_a \quad (1.3)$$

где w — скорость потока, P — статическое давление в рассматриваемых сечениях. Преобразуя выражение (1.3), получим

$$\frac{P_m}{P_\infty} (kM_m^2 + 1) = 1 + \frac{F_a}{F_m} [kM_a^2 n \cos^2 \alpha_a + (n - 1)]$$

Используя число Маха струи M_j , рассчитанное по заданному полному располагаемому перепаду $\Pi_0 = P_0/P_\infty$, получим

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1 + 1/2 (k - 1) M_j^2}{1 + 1/2 (k - 1) M_m^2} \right)^{k(k-1)} (kM_m^2 + 1) = \\ & = 1 + \frac{F_a}{F_m} \left[\left(\frac{1 + 1/2 (k - 1) M_j^2}{1 + 1/2 (k - 1) M_a^2} \right)^{k(k-1)} (kM_a^2 \cos^2 \alpha_a + 1) - 1 \right] \end{aligned} \quad (1.4)$$

Решение уравнений (1.2) и (1.4) дает две пары значений числа Маха M и отношения площади поперечного сечения потока к площади выходного сечения сопла F/F_a . Первое решение, соответствующее максимальным значениям этих величин, является искомым и дает значения M_m и F_m/F_a в максимальном сечении начального участка (первой «бочки»). Второе решение в сверхзвуковой области соответствует параметрам газа на срезе сопла и интереса не представляет. Во всех остальных сечениях расширяющейся части первой бочки (где также $\sigma = 1$) уравнение одномерного потока одновременно не выполняется, т. е. не существует потока с осевым направлением скорости, который при заданных начальных параметрах на срезе сопла и $P_0 = \text{const}$ ($\sigma = 1$) мог бы иметь площадь сечения, равную площади какого-либо промежуточного сечения первой бочки струи. Это и определяет неизбежность наличия радиальных составляющих скорости потока при $F < F_m$ и увеличения площади сечения струи до величины F_m .

Для осесимметричных струй характерный размер (диаметр) эффективного сечения $D_m = d_m/d_a = \sqrt{F_m/F_a}$.

Для струй, истекающих из пространственных сопел с прямоугольным выходным сечением, характерный размер (высоту эффективного сечения) можно определить следующим образом.

Предполагая степень нарастания слоя струи Δh на начальном участке одинаковым по всему периметру потока, получим

$$F_m = F_a + 2\Delta h (h_a + b_a + 2\Delta h) \quad (1.5)$$

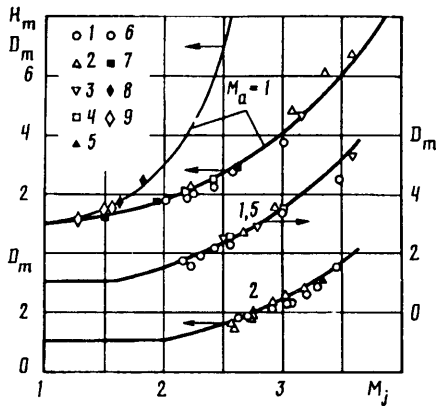
$$\Delta h = 1/4 [\sqrt{(h_a + b_a)^2 + 4(F_m - F_a)} - (h_a + b_a)]$$

где F_m — площадь максимального сечения потока; h_a и b_a — соответственно меньшая (высота) и большая стороны сопла. С другой стороны, $h_m/h_a = 1 + 2\Delta h/h_a$. С учетом (1.5)

$$\frac{h_m}{h_a} = 1 + \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(1 + \frac{b_a}{h_a}\right)^2 + 4 \frac{b_a}{h_a} \left(\frac{F_m}{F_a} - 1\right)} - \left(1 + \frac{b_a}{h_a}\right) \right]$$

При $b_a \gg h_a$ относительная высота эффективного сечения $H_m = h_m/h_a = F_m/F_a$.

На фиг. 2 приведены экспериментальные данные, заимствованные из различных работ по изменению характерного размера эффективного сечения осесимметричных струй (данные 1—7 из [4]) и струй, истекающих из щелевидного



Фиг. 2

сопла с $b_a \gg h_a$ (8 и 9 из [6, 7]). Величины D_m и H_m — отношение диаметра и высоты максимального сечения первой бочки к диаметру (высоте) выходного сечения сопла взяты либо из обобщающих графиков, либо непосредственно измерены по приведенным в работах теплеровским фотографиям. На этом же графике приведены кривые $H_m = f(M_j)$ (штриховая линия) и $D_m = f(M_j)$ (сплошные линии), вычисленные по изложенному выше способу. Экспериментальные точки близко соответствуют кривым в широком диапазоне изменения числа Маха струи M_j . Совпадение по величине площади F_m одновременно означает совпадение по среднему значению числа Маха M_m и коэффициенту полного давления σ , который для начального участка принят равным единице. Поэтому хорошее соответствие рассчитанных и измеренных площадей является подтверждением справедливости примененных методов и допущений.

Во всех расчетах, в том числе последующих, показатель адиабаты k принят равным 1,4 и угол между вектором абсолютной скорости и осью сопла $\alpha_a = 0$; экспериментальные данные, использованные в работе, получены при истечении воздушных струй в затопленное пространство.

Характерные размеры эффективного сечения для $M_a < M_j < 3$ при $\alpha_a \rightarrow 0$ удовлетворительно аппроксимируются упрощенными зависимостями

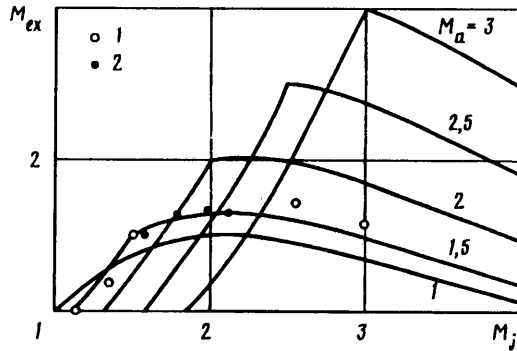
$$D_m = q(M_a)/q(M_j), \quad H_m = [q(M_a)/q(M_j)]^2 \quad (1.6)$$

Структура выражений (1.6) отличается от формул, получаемых из уравнения расхода (1.2) для значений D_m и H_m , тем, что в них используется функция $q(M_j)$, зависящая от числа Маха струи $M_j = f(\Pi_0)$.

Для расчетных и перерасширенных режимов в отсутствие отрыва потока от стенок расширяющейся части сопла и радиальной составляющей скорости ($M_j \leq M_a$) относительные размеры максимального сечения $D_m = H_m = 1$, что указывает на вырождение начального участка в этом случае.

Как показывают расчеты, с ростом угла конусности расширяющейся части сопла из-за появления радиальной составляющей скорости максимальное сечение начального участка растет. Это также подтверждается изменением поперечных размеров ударно-волновых ячеек за начальным участком. С ростом показателя адиабаты истекающего газа k при прочих равных условиях ($\Pi_0 = \text{const}$, d_a/d — const и т. п.) максимальное сечение уменьшается.

2. В связи с тем что протяженность области перехода к давлению окружающей среды незначительна, расширением потока на этом участке пренебрегаем и для определения параметров струи в сечении адаптации заменим участок торможения потока поверхностью разрыва, расположенной в максимальном сечении первой бочки. Как и в случае определения эффективного сечения, газ полагаем идеальным,



Фиг. 3

параметры газа — равномерно распределенными как до-, так и после поверхности разрыва, векторы скорости газа — параллельными оси струи. Рассматриваемое течение происходит без теплообмена с окружающей средой. Статическое давление в потоке за поверхностью разрыва вниз по потоку равно давлению в окружающей среде.

Уравнение количества движения для рассматриваемого участка представим в виде

$$m_m w_m + (P_m - P_\infty) F_m = (1 + g) m_m w_{ex} \quad (2.1)$$

$$g = (m_{ex} - m_m) / m_m$$

где g — относительная присоединенная масса газа в рассматриваемом сечении, индекс ex соответствует параметрам потока при полном его расширении. В развернутом виде выражение (2.1) представим так

$$\rho_m w_m^2 F_m + (P_m - P_\infty) F_m = \rho_{ex} w_{ex}^2 F_{ex}$$

Используя выражение (1.3) и предположив, что $F_{ex} = F_m$ и $k_{ex} = k$, получим число Маха в изобарическом сечении для струй, истекающих из сопел любой конфигурации поперечного сечения

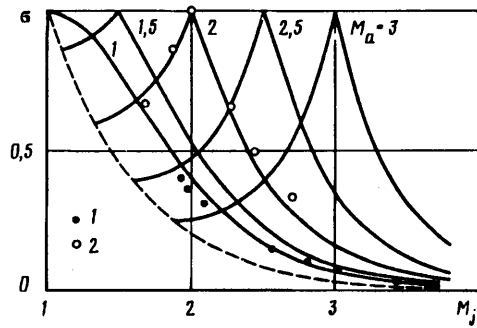
$$M_{ex} = \sqrt{\frac{F_a}{F_m} \left(M_a^2 n \cos^2 \alpha_a + \frac{n-1}{k} \right)}$$

Результаты расчета M_{ex} полностью расширенного потока за начальным участком для осесимметричных струй, истекающих из сопел с различными числами Маха, приведены на фиг. 3. На этом же графике представлены экспериментальные данные 1 и 2 различных авторов, взятые из обобщающих графиков или непосредственно измеренных по приведенным в [2, 10] данным по изменению осевой скорости в «изобарическом» сечении для струй, истекающих из осесимметричных сопел с числом Маха $M_a = 1,5$. Небольшое несоответствие с теорией возникает из-за неравномерности профиля скорости в изобарическом сечении, которая приводит к некоторому изменению осевой скорости по сравнению со средним ее значением по сечению.

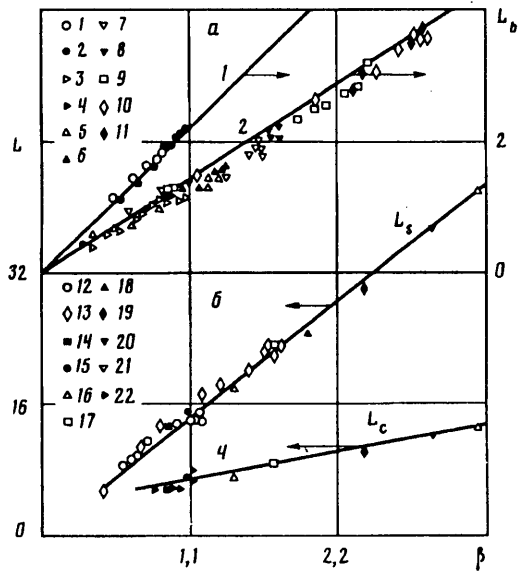
Для определения величины суммарных потерь полного давления на поверхности разрыва (реально на участке малой протяженности) запишем условие постоянства расхода газа на этом участке, выразив его через параметры торможения с учетом $k_{ex} = k$

$$\frac{P_{0m} F_m q (M_m)}{\sqrt{R_m T_{0m}}} = \frac{P_{0ex} F_{ex} q (M_{ex})}{(1 + g) \sqrt{R_{ex} T_{0ex}}} \quad (2.2)$$

Предположим, что в дополнение к $F_{ex} = F_m$ и $k_{ex} = k$ справедливы



Фиг. 4



Фиг. 5

равенства $T_{0ex} = T_{0m}$ и $R_{ex} = R_m$, где R — газовая постоянная. Тогда из (2.2) получим

$$\sigma = \frac{P_{0ex}}{P_{0m}} = \frac{q(M_m)(1+g)}{q(M_{ex})}$$

или, используя соотношение (1.2) при равенстве σ_m единице

$$\sigma = \frac{F_d q(M_a) \cos \alpha_a (1+g)}{F_{ex} q(M_{ex})}$$

На фиг. 4 представлены результаты расчета потерь полного давления для различных чисел Маха сопла. Здесь же представлены экспериментальные данные 1, 2 из работ [5, 1] для $M_a = 1$ и 2 соответственно, которые хорошо согласуются с теорией. Штриховая кривая на этом графике соответствует критическому истечению ($M_{ex} = 1$) из сопел в отсутствие отрывных течений в них.

Таким образом, величина суммарных потерь полного давления за начальным участком может быть определена без детального рассмотрения процессов, происходящих в этой части струи.

С ростом угла конусности сопла суммарные потери за начальным участком

растут, что влечет за собой уменьшение числа Маха струи M_{ex} и соответственно уменьшение продольных размеров квазипериодической структуры.

Использование в качестве начальных параметров числа Маха струи M_{ex} и характерного размера эффективного (максимального) сечения начального участка позволяет получить хорошее соответствие данных по изменению длины волны периодической структуры за начальным участком с линейризованной теорией [3]. Составление теоретических зависимостей [3] (линии 1 и 2 соответственно для щелевидных при $b_0 \gg h_0$ и осесимметричных сопел) с экспериментальными данными по изменению относительной средней длины ячеек L_b в ядре по генциального течения представлено в виде зависимости от параметра $\beta_1 = \sqrt{M_{ex}^2 - 1}$ на фиг. 5, а. Длины ячеек отнесены для осесимметричных струй к диаметру d_{ex} эффективного сечения, для щелевидных — к высоте $h_{ex} = h_m$. Данные 1 и 2 получены в [7, 8] для струй, истекающих из щелевидных сопел с $M_0 = 1, 3$ и 4 — в [9, 10] для осесимметричных сопел с $M_0 = 1, 5$ и 6 — в [9, 10] для $M_0 = 1,5, 7$ и 8 — в [9, 10] для $M_0 = 2, 9 - 11$ в [1] для $M_0 = 2,62; 3,02; 3,07$ соответственно. Некоторый разброс данных, возможно, связан с влиянием вязкости, а также с погрешностью приведенных экспериментальных данных, особенно значительной для таких линейных размеров, как D_m, H_m, L_b , которые из-за размазывания границ струи весьма условны.

3. Для подтверждения правильности полученных теоретических результатов была проведена серия экспериментов по изменению дальности сверхзвуковых нерасчетных струй (расстояние от конца начального участка 1 до сечения с числом Маха на оси $M_0 = 1$, характеризующее длину сверхзвукового участка струи 3, фиг. 1). Эталон (базой) для сравнения была выбрана сверхзвуковая расчетная струя с начальным равномерным распределением скорости.

Эксперименты по определению длины сверхзвукового участка воздушных изотермических струй $T_0 = T_\infty = 294$ К с помощью насадка полного напора были проведены на осесимметричных соплах, обеспечивающих критическое истечение ($M_0 = 1$), и конических соплах Лаваля ($M_0 = 1,45 - 3$) с углами между образующей и осью сопла $\gamma/2 = 3, 5, 7$ и 15° . Значения полного располагаемого перепада варьировались в диапазоне $P_0 = 1,89 - 17$ ($M_0 = 1 - 2,5$). Диаметры минимального сечения сопел составляли $d_0 = (3 - 12) \cdot 10^{-3}$ м. Числа Рейнольдса при приведенных выше параметрах истечения составляли $Re = (1 - 14) \cdot 10^5$.

Для предотвращения влияния на распространение струи эффекта акустической обратной связи, вызванной наличием дискретных тонов в спектре шума нерасчетных струй, с помощью специальных отражающих экранов эта связь прерывалась. В результате происходило практически полное подавление в спектре шума струи дискретных составляющих.

Акустический контроль осуществлялся с помощью микрофона МК-301 RFT диаметром $6,35 \cdot 10^{-3}$ м, устанавливаемого в плоскости среза сопла на расстоянии $l/d_0 = 5$, с последующим анализом звукового излучения на амплитудно-частотном анализаторе спектра СК4-58.

Расчетное истечение контролировалось по спектру шума и по теневым снимкам.

Струи, истекающие на режимах перерасширения с отрывом потока от стенок сопла, из-за имеющихся характерных особенностей в настоящей статье не рассматривались.

Результаты исследований по определению длины сверхзвукового участка L_s приведены на фиг. 5, б на примере истечения из сопел с $M_0 = 1$ и 2 с углом конусности $\gamma/2 = 7^\circ$ (точки 12 и 13 соответственно). Здесь же приведены литературные данные по влиянию числа Маха сопла на местоположение координаты звукового сечения в случае расчетного (без скачков уплотнения) истечения при высоких числах Рейнольдса ($Re \geq 10^5$). Данные 14—16 заимствованы из [11—13], 17 из [9], 18 и 19 из [14], 20 и 21 из [1, 15].

Использование полученных в предыдущих разделах значений эффективных параметров M_{ex} и d_{ex} в качестве начальных параметров истечения позволило получить единую зависимость относительной длины сверхзвукового ядра L_s от режима истечения как для базовых, так и нерасчетных струй, истекающих из сопел с различным углом конусности расширяющейся части. Определение расстояния

до звукового сечения велось без учета длины начального участка L_m . При этом отношение длины сверхзвукового участка как к средней длине ячеек, так и к длине каждой из ячеек ударно-волновой структуры остается постоянной величиной для струй с естественной начальной турбулентностью.

Изменение относительной длины сверхзвукового ядра аппроксимируется линейной зависимостью (фиг. 5, б, линия 3)

$$L_s = l_s/d_{ex} = 13\sqrt{M_{ex}^2 - 1}$$

По аналогии с правилом Прандтля — Глауэрта можно констатировать, что для струйных течений сжимаемой жидкости изменения координат сечений с одинаковым значением относительной скорости на оси струи и, в частности, координаты звукового сечения L_s возрастают с числом Маха пропорционально $\beta = \sqrt{M_{ex}^2 - 1}$.

Для определения длины ядра потенциального течения L_c используем универсальную зависимость распределения вдоль оси X струи продольной составляющей средней скорости w_x в форме [16], вытекающей из соотношения Клайнштайна — Витце [14]

$$\frac{w_x}{w_{ex}} = \frac{\lambda_x}{\lambda_{ex}} = \frac{\alpha X}{L_c}, \quad X = \frac{x}{d_{ex}}$$

где X — относительное расстояние вниз по потоку от эффективного сечения; λ — приведенная скорость [2]; α — коэффициент, связанный с начальными условиями истечения (числом Рейнольдса, интенсивностью турбулентности и т. п.); для $Re \geq 10^5$ $\alpha = 1,55$.

Учитывая, что при $X = L_s$, $\lambda_x = M_x = 1$, получим для $M_{ex} > 1,1$ (фиг. 5, б, линия 4)

$$L_c = \frac{L_s}{\alpha \lambda_{ex}} = \frac{13\sqrt{M_{ex}^2 - 1}}{\alpha \lambda_{ex}} \quad (3.1)$$

На фиг. 5, б представлены также экспериментальные данные по изменению длины ядра L_c как расчетных (данные 14—17, 19—21), так и нерасчетных струй (данные 22 — $M_a = 1$ [5]), которые соответствуют зависимости (3.1).

Таким образом, при равенстве чисел Маха струи M_{ex} дальнобойность как сверхзвуковых нерасчетных струй, так и расчетных с начальным равномерным распределением скорости, отнесенная к эффективному диаметру, обобщаются единными зависимостями. Это означает, что влияние образующихся в свободной струе за начальным участком скачков уплотнения на скорость смещения не является эффектом первого порядка до тех пор, пока они стационарны, т. е. отсутствуют автоколебания, связанные с акустической обратной связью.

Все приведенные выше результаты получены в предположении о том, что на начальном участке струи до максимального сечения первой бочки отсутствует смещение с внешней средой и изобарическое сечение равно максимальному. Это имеет смысл постольку, поскольку позволяет выявить закономерности, присущие самой струе, и определить потери, возникающие за начальным участком струи. Из рассмотрения полученных результатов видно, что эти предположения, как правило, выполняются в полной мере, что позволяет представить действительную и детальную картину течения и формирование струй на нерасчетных режимах истечения.

Автор благодарит Е. А. Капустина за внимание к работе и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анцупов А. В., Благосклонов В. И. О структуре сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство // Тр. ЦАГИ. 1976. Вып. 1781.
2. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
3. Бай Шш. Теория струй. М.: Физматгиз, 1960. 326 с.

4. Черкез А. Я. Об одномерной теории нерасчетной сверхзвуковой струи газа//Изв. АН СССР. ОТН. Мех. и машиностр. 1962. № 5. С. 13—25.
5. Глотов Г. Ф., Фейман М. И. Исследование параметров осесимметричных недорасширенных струй газа, истекающих в затопленное пространство//Уч. зап. ЦАГИ. 1971. Т. 2. № 4. С. 69—75.
6. Canac F., Merle M. Vibrations et emission sonore d'un jet d'air comprime etudiees avec une camera electronique ultra-rapide//Comp. Rend. Acad. des Sci. 1960. Т. 250. № 10. S. 1795—1797.
7. Powell A. On the noise emanating from a two-dimensional jet above the critical pressure//Aeronaut. Quarterly. 1953. V. 4. № 2. P. 103—122.
8. Hammitt A. G. The oscillation and noise of an overpressure sonic jet//J. Aerospace Sci. 1961. V. 28. № 9. P. 673—680.
9. Seiner J. M. Advances in high speed jet aeroacoustics//AIAA Pap. 1984. № 2275. P. 40.
10. Глазнев В. Н., Сулейманов Ш. Газодинамические параметры слабонедорасширенных свободных струй. Новосибирск: Наука, 1980. 121 с.
11. Lepicovsky J., Ahuja K. K., Brown W. H., Burring R. H. Coherent large-scale structure in high Reynolds number supersonic jets//AIAA Journal. 1987. V. 25. № 11. P. 1419—1425.
12. Simonich J. C. Isolated and interacting round parallel heated jets//AIAA Pap. 1986. № 281. P. 11.
13. Broer L. J. F., Rietdijk J. A. Measurements on supersonic free jets//Appl. Sci. Res. A. 1960. V. 9. № 6. P. 465—477.
14. Witze P. O. A generalized theory for the turbulent mixing of axially symmetric compressible free jets//Fluid Mixing Joint Meet. Fluids Eng. Div. and Appl. Mech. Div., Atlanta, Ga, 1973. N. Y., 1973. P. 63—77.
15. Anderson A. R., Johns F. R. Characteristics of free supersonic jets exhausting into quiescent air//Jet Propulsion. 1955. V. 25. № 1. P. 13—15, 25.
16. Лау Дж. К. Влияние числа Маха и температуры на течение в струе//Ракетная техника и космонавтика. 1980. Т. 18. № 7. С. 3—5.

Мариуполь

Поступила в редакцию
11.XI.1991