

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ КРУГЛОЙ И ПЛОСКОЙ СТРУИ ВО ВСТРЕЧНОМ И СПУТНОМ ПОТОКЕ*

Х. СУИ

Настоящая работа является продолжением ранее опубликованных [1-4] и ряда новых исследований плоской струи во встречном потоке.

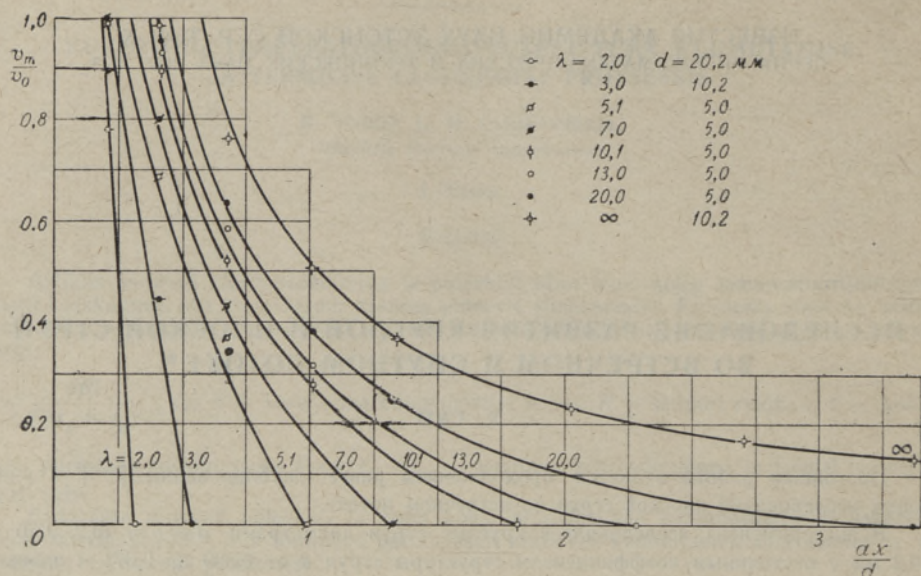
В экспериментах исследовались круглые струи диаметрами $d = 5,0, 10,2, 15,0$ и $20,2$ мм с постоянным коэффициентом структуры струи a от $0,069$ до $0,071$ и плоские струи с отношением сторон $\frac{L}{2b_0} = 91,6$ и $49,6$ и шириной щели $2b_0 = 1,2$ и $2,2$ мм при $a = 0,097$ и $0,092$, развивающиеся во встречном и спутном потоке, выходящем из аэродинамической трубы $D_n = 700$ мм.

Экспериментальные исследования, проведенные на установке, описанной в работах [1-3], показали, что не всегда струю, развивающуюся во встречной струе большего размера, можно считать развивающейся во встречном потоке. Даже большое отношение диаметров потока и струи $\frac{D_n}{d}$ не является условием, обеспечивающим развитие в бесконечном потоке. Оказывается, что очень существенное значение имеет отношение скоростей струи и потока $\lambda = \frac{v_2}{v_1}$, при которых происходит это развитие. Поэтому определяющим параметром приходится считать величину $\frac{D_n}{l}$, где l — абсолютная дальнобойность струи во встречном потоке.

Анализ полученного экспериментального материала с этой точки зрения позволяет сделать вывод, что круглую струю можно считать развивающейся во встречном потоке, если параметр $\frac{D_n}{l} \geq 2,5$. Часть наших экспериментов, проведенных со струями большего диаметра и при больших отношениях скоростей, выпадает из намеченной области, и кривые затухания осевых скоростей при различных диаметрах струи в относительных координатах при постоянной величине λ между собой не совпадают (см. фиг. 2 в работе [3]).

Задачей настоящих исследований было выяснить закономерности развития круглой струи во встречном безграничном потоке, проводя опыты в ограниченном потоке $D_n = 700$ мм. Поэтому для решения поставленной задачи использовалась та часть экспериментальных данных, которая соответствует найденному условию развития струи, т. е. $\frac{D_n}{l} = 2,5$.

* Работа выполнена под руководством доктора технических наук Ю. В. Иванова.



Фиг. 1. Затухание осевой скорости круглой изотермической струи, развивающейся во встречном безграничном потоке.

Экспериментальные точки, характеризующие затухание осевой скорости круглой струи, развивающейся в безграничном встречном потоке, нанесены на фиг. 1. По ним проведены сплошные кривые, которые описываются формулой

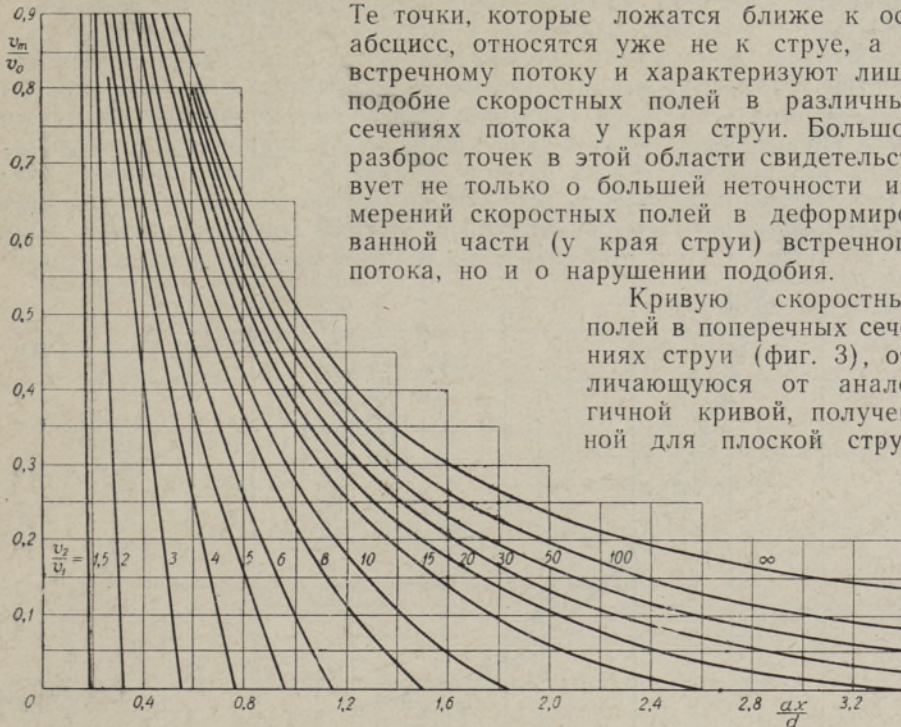
$$\frac{v_m}{v_0} = \frac{0,435}{\frac{ax}{d} - 0,15 + \left[\frac{\left(\frac{ax}{d}\right)^3 + 0,7}{2} \right] \left(\frac{1}{A - \frac{ax}{d}} \right)} + \frac{2}{\lambda + 1} \left(A - \frac{ax}{d} \right), \quad (1)$$

где величина A определяет относительную дальнобойность струи. Обработка данных фиг. 1 позволила установить, что при $v_m/v_0 = 0$

$$A = \frac{al}{d} = \left(\frac{\lambda - 1}{4,2} \right)^{0,8}. \quad (2)$$

Как видно из фиг. 1, формулы (1) и (2) удовлетворительно согласуются со всеми экспериментальными данными в основном участке струи в интервале изменения величины v_m/v_0 от 0 до 0,8 и их можно использовать в диапазоне изменения отношения скоростей λ от 2 до ∞ . Для замены расчетов по формулам (1) и (2) на фиг. 2 приведена номограмма, по которой можно легко определить затухание осевой скорости и дальнобойности струи при различных значениях λ .

Изучение затухания осевой скорости и дальнобойности плоской струи проведено только со струями малой ширины устья, в связи с чем такое же обобщение можно будет сделать позже, по мере накопления опытного материала. Экспериментальные данные, полученные при изучении подобия скоростных полей плоской струи, обработаны и построены аналогично тому, как это было сделано для круглой струи [3]. На фиг. 3 видно, что скоростные поля в различных поперечных сечениях подобны между собой и опытные точки образуют единую кривую.



Фиг. 2. Номограмма затухания осевой скорости круглой изотермической струи, развивающейся во встречном потоке.

Те точки, которые ложатся ближе к оси абсцисс, относятся уже не к струе, а к встречному потоку и характеризуют лишь подобие скоростных полей в различных сечениях потока у края струи. Большой разброс точек в этой области свидетельствует не только о большей неточности измерений скоростных полей в деформированной части (у края струи) встречного потока, но и о нарушении подобия.

Кривую скоростных полей в поперечных сечениях струи (фиг. 3), отличающуюся от аналогичной кривой, полученной для плоской струи

в спутном потоке, можно описать формулой

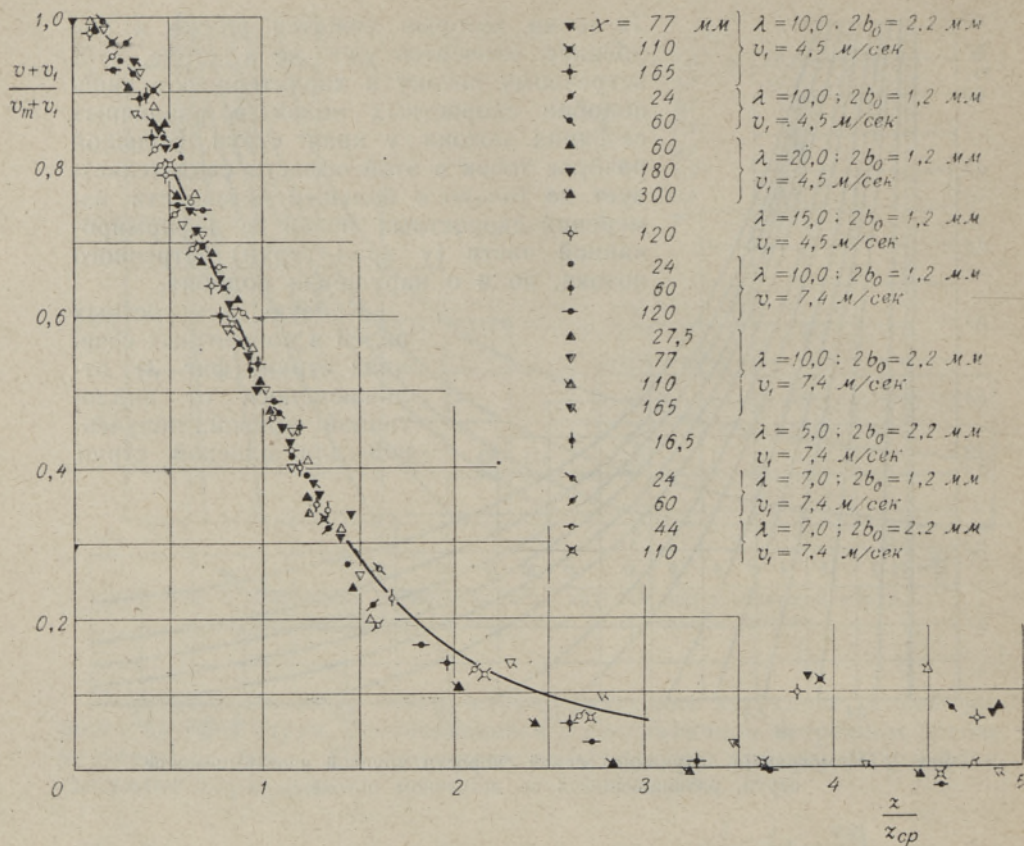
$$\frac{v + v_1}{v_m + v_1} = \left(\frac{2,4}{\left(\frac{z}{z_{cp}} \right)^{1,9} + 2,4} \right)^2 + 0,001 \left(\frac{z}{z_{cp}} \right)^2, \quad (3)$$

где z_{cp} — величина координаты z в точке со значением $\Delta v / \Delta v_m = 0,5$.

Формула (3) охватывает поперечное сечение по всей ширине струи в его основном участке ($z/z_{cp} \approx 0 \div 3$) и справедлива в этом же промежутке значений z/z_{cp} .

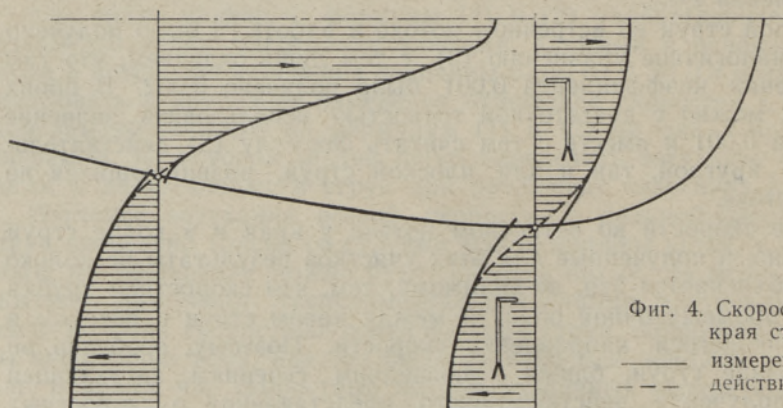
Для круглой струи во встречном потоке в работе [3] было получено уравнение, аналогичное уравнению (3), с тем лишь отличием, что там вместо значения коэффициента 0,001 было получено 0,002. В обоих этих случаях можно с достаточной точностью использовать значение коэффициента 0,001 и вместе с тем считать формулу (3) действительной как для круглой, так и для плоской струй, развивающихся во встречном потоке.

Измерение скорости во встречном потоке у края и в конце струи затруднительно, и полученные для этих участков результаты несколько искажены. Объясняется это, по-видимому, тем, что скоростная трубка находится в промежуточной области между краем струи и потоком в области меняющегося направления скорости. Поэтому, особенно во второй половине струи, ближе к последним сечениям затухающей струи, для получения действительного представления о скоростных полях у края использовался графический метод. На фиг. 4 схематиче-



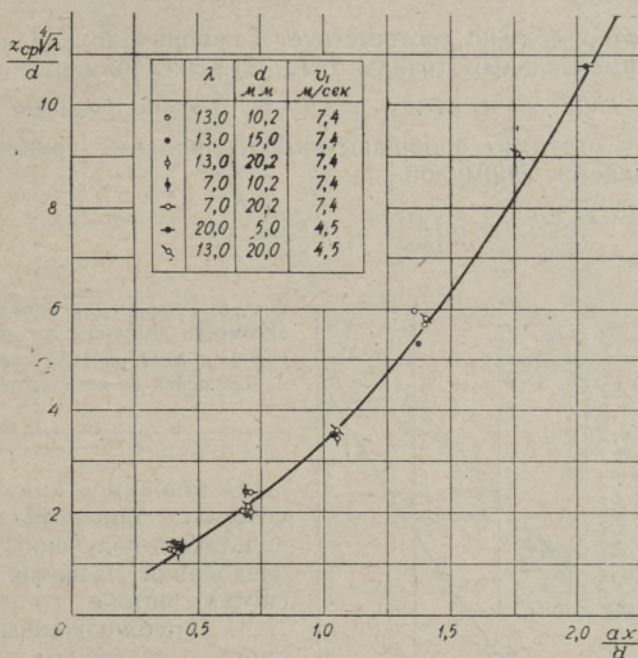
Фиг. 3. Профиль скорости в основном участке круглой струи, развивающейся во встречном потоке.

ски показано, что скоростные поля, измеренные у края струи со стороны потока, отличаются от полей, замеренных со стороны струи. Пунктирная линия, проходящая между ними, позволяет наметить вероятные профили струи и потока вблизи края струи. Измерение же скорости в конце струи с большей точностью затрудняется сильной перемежающейся пульсацией в этой области.



Фиг. 4. Скоростные поля у края струи:
 ——— измеренные поля
 - - - - действительные поля

Для лучшего представления о происходящем процессе перемешивания, кроме проведения измерений в различных сечениях, в большинстве опытов проводилось также визуальное наблюдение перемешивания подкрашенных струй. Одновременно производилась их фото- и киносъемка. Анализ заснятого на киноплёнку процесса перемешивания подтверждает колебание струи вокруг оси, а также непрерывное изменение дальности в конечном участке струи. Контрольные измерения, проведенные на экране, на который проектировались многочисленные кадры заснятого фильма, показали, что значение дальности изменяется в среднем в пределах $\pm 5 \div 8\%$.



Фиг. 5. График для определения зависимости $z_{\text{ср}}$ от параметров λ и ax/d круглой струи, развивающейся во встречном потоке.

В связи с описанными явлениями измерения скоростных полей вблизи конечного участка струи не проводились. Имеющиеся экспериментальные данные характеризуются подобием скоростных полей в основном участке как круглой, так и плоской струи во встречном потоке до значений $x/l = 0,75$. Это, однако, не говорит о том, что подобие скоростных полей не превышает $x/l = 0,75$. Подобие, по-видимому, распространяется и дальше, но подтвердить это измерениями трудно из-за отмеченных выше явлений.

Определить край круглой или плоской струи в любом поперечном сечении, т. е. расстояние от оси до края струи, можно, в принципе, по формуле (3) при условии $v = 0$. Но практически из этой формулы рассчитать z сложно, в связи с чем для определения края струи приведена более простая формула (4), позволяющая достаточно точно определить границу струи:

$$\frac{z}{z_{\text{ср}}} = \sqrt{\frac{2,4}{\frac{v_1}{v_m + v_1}} - 2,4 + \frac{0,01}{\frac{v_1}{v_m + v_1}} - 0,01.} \quad (4)$$

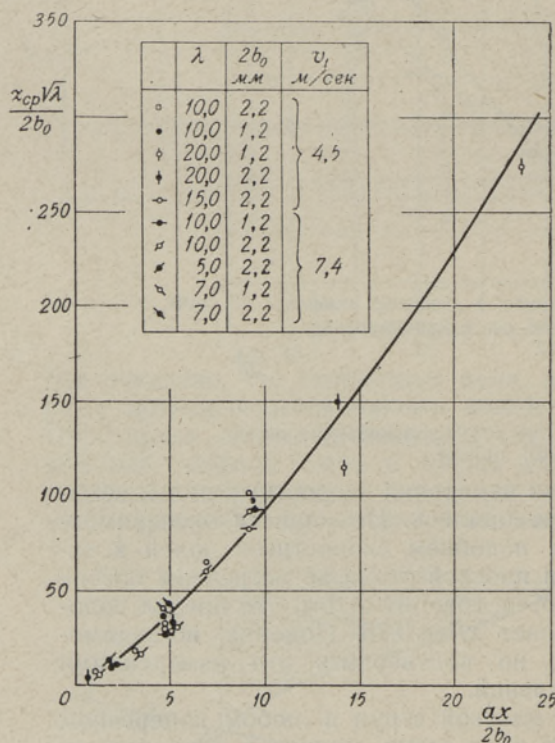
Эта формула действительна для круглой и плоской струй, развивающихся во встречном потоке.

Для вычисления по формуле (3) величины скорости в любой точке скоростного поля струи и для определения края струи по формуле (4) необходимо знать также величину z_{cp} . С этой целью для круглой струи по нашим экспериментальным данным получена зависимость

$$\frac{z_{cp} \sqrt[4]{\lambda}}{d} = 2,5 \frac{ax}{d} + \left(\frac{ax}{d}\right)^{2,4}, \quad (5)$$

которой удовлетворительно соответствует сплошная кривая, проведенная по экспериментальным точкам (фиг. 5). Экспериментальные точки, характеризующие зависимость $z_{cp} = f\left(\lambda, \frac{ax}{2b_0}\right)$, полученные в опытах с плоскими струями, обобщаются более пологой кривой фиг. 6, которая описывается формулой

$$\frac{z_{cp} \sqrt{\lambda}}{2b_0} = 0,2 \left(\frac{ax}{2b_0}\right)^2 + 8 \frac{ax}{2b_0} - 7. \quad (6)$$



Фиг. 6. График для определения величины z_{cp} от параметров λ и ax/d плоской струи, развивающейся во встречном потоке.

Остановимся кратко на некоторых дополнительных результатах, полученных при исследовании развития струи в спутном потоке.

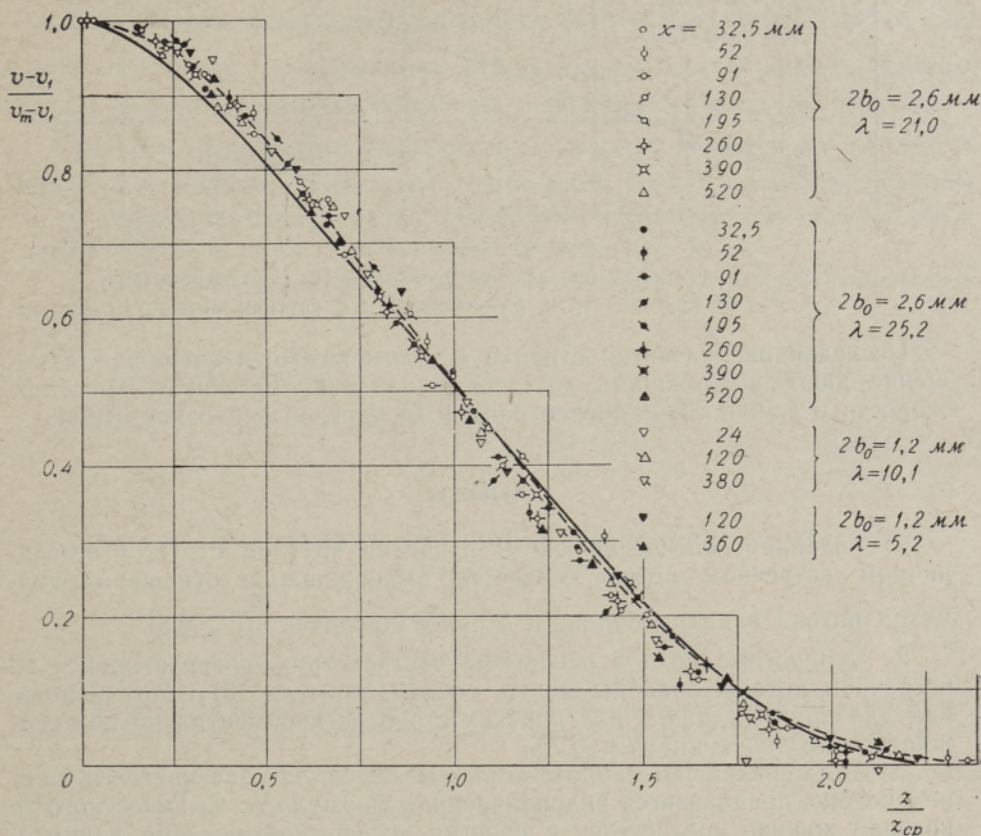
В опубликованных ранее работах по струям в спутном потоке [1-3] были приведены расчетные формулы и номограммы, позволяющие определить осевую скорость струи на различных расстояниях от устья при изменении отношения скоростей λ от 1 до ∞ для круглой и от 2 до ∞ для плоской струи. Там же [3] было установлено подобие скоростных полей в различных сечениях плоской и круглой струй, характеризующееся формулой

$$\frac{\Delta v}{\Delta v_m} = \left[1 - \left(0,44 \frac{s}{z_{cp}}\right)^{1/2}\right]^2. \quad (7)$$

Однако сравнение экспериментальных данных с формулой А. С. Гиневского [5] показало еще лучшее соответствие, чем в случае формулы (7). После некоторого видоизменения формулы А. С. Гиневского она принимает следующий, удобный для нас вид:

$$\frac{\Delta v}{\Delta v_m} = 1 - 0,893 \left(\frac{z}{z_{cp}}\right)^2 + 0,459 \left(\frac{z}{z_{cp}}\right)^3 - 0,066 \left(\frac{z}{z_{cp}}\right)^4. \quad (8)$$

Совпадение обработанных экспериментальных данных наших работ по подобию скоростных полей, полученных в опытах при развитии плоской струи в спутном потоке, с формулами (7) и (8) показано на



Фиг. 7. Профиль скорости в основном участке плоской струи, развивающейся в спутном потоке:

сплошная кривая — по формуле (7)
пунктирная кривая — по формуле (8).

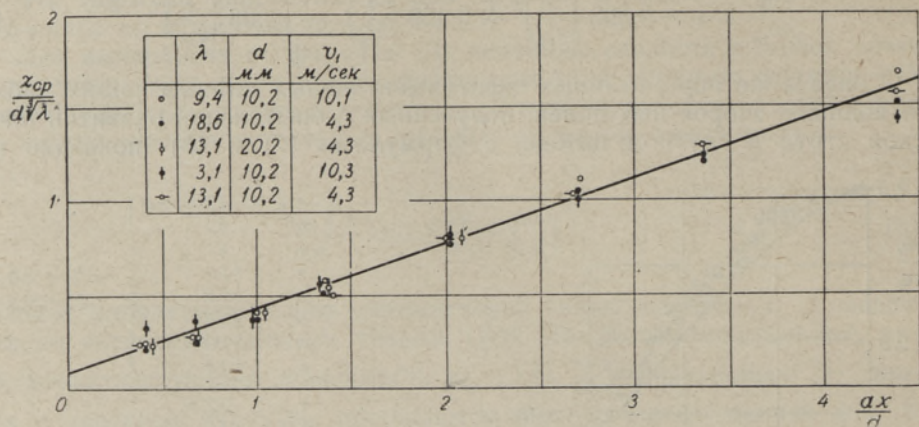
фиг. 7. График показывает, что совпадение экспериментальных точек с формулой (8) значительно лучше, в особенности в верхней части кривой (приосевая область струи).

Для расчета координаты z_{cp} в случае как круглой, так и плоской струй на основании наших экспериментальных данных можно предложить зависимость в виде уравнения прямой

$$\frac{z_{cp}}{d\sqrt{\lambda}} = 0,34 \frac{ax}{d} + 0,1. \quad (9)$$

В случае плоских струй диаметр d заменяется шириной щели сопла $2b_0$.

На рис. 8 показано, как экспериментальные точки согласуются с формулой (9).



Фиг. 8. График для определения зависимости z_{cp} от параметров λ и ax/d круглой струи, развивающейся в спутном потоке.

Исследование развития струй в спутном потоке и сделанное обобщение дают возможность достаточно надежно рассчитать местную скорость в любой точке скоростного поля круглой и плоской струи.

Выводы

1. Условием, обеспечивающим развитие круглой струи в безграничном встречном потоке, является выдерживание отношения диаметра потока и дальнобойности струи в пределах $\frac{D_p}{l} \geq 2,5$.
2. Скоростные поля в основном участке струи, развивающейся во встречном потоке, подобны между собой (формула (3)). Это подобие как для круглых, так и для плоских струй экспериментально подтверждается до значения $x/l \leq 0,75$.
3. Для определения скоростных полей струи, развивающейся в спутном потоке, предлагается видоизмененная формула А. С. Гиневского [5], которая хорошо согласуется с нашими экспериментальными данными (формула (8)).
4. Опытами установлено неустойчивое состояние конечной части струи, развивающейся во встречном потоке. Дальнобойность струи в условиях постоянного режима колеблется в пределах $\pm 5 \div 8\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Иванов, X. Н. Суй, Исследование развития струи в спутном потоке, Изв. АН ЭССР. Серия техн. и физ.-мат. наук, т. VII, № 2, 1958.
2. Ю. В. Иванов, X. Н. Суй, Э. П. Тимма, Турбулентная изотермическая струя в спутном потоке, Инж. физ. ж., т. 1, № 5, 1958.
3. X. Н. Суй, Ю. В. Иванов, Исследование развития круглой струи в начальном участке встречной струи большего размера, Изв. АН ЭССР. Серия техн. и физ.-мат. наук, т. VIII, № 2, 1959.
4. X. Н. Суй, Ю. В. Иванов, К вопросу развития струи в спутном потоке, Изв. АН ЭССР. Серия физ.-мат. и техн. наук, т. IX, № 4, 1960.
5. А. С. Гиневский, Турбулентные след и струя в спутном потоке при наличии продольного градиента давления. Изв. АН СССР. ОТН, Механика и машиностроение, № 2, 1959.

ÜMARA JA LAMEDA JOA LEVIMINE VASTUVOOLUSES JA SAMASUUNALISES VOOLUSES

H. Sui

Resüme

Katsetulemused näitavad, et ümarat õhujuga võib pidada vastuvooluses levivaks, kui vooluse läbimõõdu ja joa ulatuvuse suhe $\frac{D_n}{l} \geq 2,5$. Seejuures võib joa telgkiiruse kustumise ja ulatuvuse arvutada vastavalt valemite (1) ja (2) või nomogrammi abil (joon. 2).

Joa kiirusväljade sarnasus vastuvooluses nii ümara kui ka lameda joa põhiosas on katseliselt kindlaks tehtud (valem (3)) kuni kauguseni $\frac{x}{l} = 0,75$. Kiirusväljade sarnasuse valemis esineva suuruse z_{cp} leidmist vastuvooluses võimaldavad katseandmete põhjal saadud valemid (5) ja (6) ja samasuunalises vooluses valem (9).

Katsete filmimisega selgitati, et püsival režiimil kõigub joa ulatuvus vastuvooluses keskmiselt $\pm 5 \div 8\%$ piires.

*Eesti NSV Teaduste Akadeemia
Energeetika Instituut*

Saabus toimetusse
30. XII 1960

ON THE DEVELOPMENT OF A ROUND AND FLAT JET IN A CO- AND CONTRA-STREAM

H. Sui

Summary

The results of tests have shown that a round air jet can be considered as developing in a contra-stream if the cross-section of the stream and the extension of the jet are in a relation $\frac{D_n}{l} \geq 2,5$, the extinguishing and extent of the axial velocity of the jet being computable by the formulae (1) and (2) or nomogram (Fig. 2).

The similarity of velocity profiles in a contra-stream in the basic part of a round as well as a flat jet has been experimentally stated (formula (3) up to the distance $\frac{x}{l} = 0,75$). The value z_{cp} occurring in the formula expressing the similarity of velocity profiles in a contra-stream can be found by formulae (5) and (6) obtained in the result of experiments, and in case of a co-stream — by formula (9).

By filming the tests it was proved that in a constant regime the extent of the jet fluctuates within the limits of $\pm 5 \div 8\%$, on the average.

*Academy of Sciences of the Estonian S. S. R.,
Institute of Energetics*

Received
December 30th, 1960