

ТЕЧЕНИЕ В СВЕРХЗВУКОВОЙ ВЯЗКОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУЕ

В. С. АВДУЕВСКИЙ, А. В. ИВАНОВ, И. М. КАРПМАН, В. Д. ТРАСКОВСКИЙ,
М. Я. ЮДЕЛОВИЧ

(Москва)

Проведено экспериментальное исследование течения на начальном участке (первая бочка) недорасширенной сверхзвуковой струи, вытекающей в затопленное пространство и спутный поток с числами Маха $M_\infty \leq 10$. Исследование выполнено в диапазоне степеней нерасчетности струи $n = p/p_\infty < 4 \cdot 10^4$ чисел Маха на срезе сопла $M < 6$ и чисел Рейнольдса $R = 10^2 - 10^7$.

Здесь p — статическое давление на срезе сопла, p_∞ — статическое давление в затопленном пространстве или во внешнем потоке перед струей, R — число Рейнольдса, определенное по параметрам на срезе сопла и диаметру среза сопла D .

Установлено определяющее влияние вязкости на характер течения в струе. Определены основные закономерности течения.

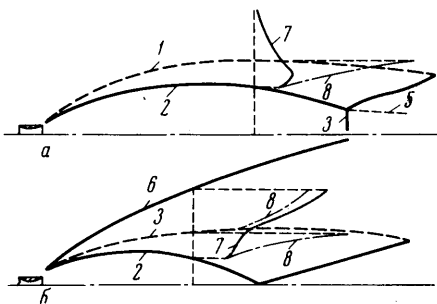
В данной статье кроме общих закономерностей течения подробно изложены результаты исследования основных размеров начального участка турбулентной недорасширенной струи, истекающей в затопленное пространство.

1. Сверхзвуковая струя, вытекающая в затопленное пространство (число Маха внешнего потока $M_\infty = 0$) из сопла при давлении на срезе p , превышающем давление в окружающем пространстве p_∞ , расширяется и давление на ее границе становится равным p_∞ .

Условие постоянства давления вдоль границы расширяющейся сверхзвуковой струи (фиг. 1, а) приводит к искривлению границы и образованию в области сверхзвукового течения волн сжатия. Пересечение волн сжатия формирует висячую ударную волну 2. Граница струи и висячий скачок уплотнения имеют бочкообразную форму. Интенсивность висячей волны увеличивается по мере удаления от среза сопла, и отражение ее от оси симметрии происходит с образованием центральной ударной волны 3. В некоторых случаях вследствие влияния вязкости возникает простое отражение висячей волны [1].

Вдоль «границы струи» 1 и «линии тангенциального разрыва» 5 образуются слои вязкого перемешивания с турбулентным или ламинарным режимом течения в зависимости от определяющего числа Рейнольдса.

В сверхзвуковой затопленной струе безразмерными параметрами, определяющими течение, являются n , M , R , отношение полных температур газов струи и внешнего пространства T_0/T_∞ и отношение удельных теплоемкостей γ . Геометрическим параметром течения является угол конусности сопла θ . При истечении струи в спутный сверхзвуковой поток в нем возникает ударная волна 6 (фиг. 1, б), а давление вдоль границы струи становится переменным. К числу определяющих параметров добавляются



Фиг. 1

числа Маха M_∞ и Рейнольдса R_∞ внешнего потока отношение удельных теплоемкостей газа внешнего потока γ_∞ и геометрические размеры обтекаемого тела.

В настоящее время опубликовано значительное число экспериментальных и теоретических исследований течения на начальном участке сверхзвуковой нерасчетной струи (в основном затопленной). Однако основные закономерности течения выяснены только частично.

Проведенное в широком диапазоне определяющих параметров экспериментальное исследование размеров и профилей давления, плотности и температуры на начальном участке струи позволило установить следующие основные закономерности течения.

а) В отличие от широко распространенного убеждения, вязкость газа определяет характер течения на начальном участке струи.

Вязкое перемешивание на границе струи приводит к существенной перестройке профилей плотности, давления и температуры в сжатом слое газа между ударной волной и границей струи (фиг. 1), изменяет положение ударных волн и границы струи. Поскольку основная масса газа, текущего в струе (до 90%), находится в сжатом слое, вязкость, которая определяет обмен количеством движения между струей и внешним пространством, влияет на течение во всей струе. Вязкое перемешивание в трубках тока с разной энтропией (вдоль линии 5 на фиг. 1) существенно влияет на течение в этой области, особенно при $M > 5.5$, $M_\infty > 2$ и $R \approx 10^2$, когда диаметр центрального скачка исчезающе мал (фиг. 1, б).

На фиг. 1 приведены схемы течения и поля полного давления за прямым скачком уплотнения в затопленной (фиг. 1, а) и спутной сверхзвуковой (число $M_\infty = 6$) струях (фиг. 1, б). Кривая 7 на фиг. 1, а соответствует экспериментально замеренному профилю полного давления при $M = 3$ и $n = 60$. Кривая 8 — профиль полного давления, рассчитанный при тех же значениях M и n по теории идеального газа [2]. Аналогичные кривые 7 и 8 при наличии спутного потока приведены на фиг. 1, б. Кривая 1 соответствует границе струи, определяемой по теневым фотографиям.

б) Течение в изоэнтропическом ядре струи на некотором удалении от среза сопла аналогично течению из источника. В этом случае из анализа размерностей следует, что при $n \gg 1.0$ для идеального газа размеры начального участка струи («первой бочки») пропорциональны $n^{0.5}$.

В струе реального газа при турбулентном режиме течения в вязком слое ($R \sim 10^6$) сохраняется пропорциональность размеров струи $n^{0.5}$.

Приближенно можно считать, что и при меньших значениях числа R , вплоть до $R \approx 10^2$, основные размеры висячей ударной волны пропорциональны $n^{0.5}$.

Таким образом, размеры начального участка вязкой струи для сопла заданной геометрической формы при $n \gg 1.0$ автомодельны в координатах $l / n^{0.5}$ (l — произвольный размер струи).

в) Спутный сверхзвуковой поток уменьшает размеры начального участка струи (фиг. 1). Для фиксированного набора основных определяющих параметров размеры начального участка струи в спутном потоке при $n \gg 1.0$ пропорциональны $n^{0.5}$. Профили всех газодинамических параметров в сечениях $x / n^{0.5} = \text{const}$ автомодельны по n , где величина n , так же как и в затопленном пространстве, равна p / p_∞ . Установленные закономерности приближенно справедливы в диапазоне $R_\infty > 10^2$.

г) Течение в сжатом слое недорасширенной струи характеризуется рядом особенностей, отличающих ее от изобарической струи, продольным и поперечным градиентами давления, переменностью энтропии для различных линий тока, входящих в слой смешения по мере его развития, и т. д. Несмотря на это, вид профилей безразмерной избыточной температуры

торможения в первом приближении не зависит от расстояния x от среза сопла.

д) При малых значениях числа R кроме вязкости становятся существенными эффекты, связанные с разреженностью. Последние, с одной стороны, могут приводить к отклонениям от термодинамического равновесия в ядре, обусловленным явлениями замораживания внутренних и даже поступательных степеней свободы молекул быстро расширяющегося газа.

С другой стороны, увеличение разреженности вызывает утолщение слоя смешения у границы струи и оказывает влияние на положение всячего скачка и размеры диска Маха. Еще более высокая разреженность приводит к утолщению всячего скачка уплотнения и диска Маха, размазывание которых в направлении вверх по потоку изменяет распределение параметров по сравнению с соответствующими параметрами в изоэнтропическом ядре фиг. 2, где показано распределение плотности поперек струи, истекающей из звукового сопла при $n = 483$ в сечении $x/Dn^{0.5} = 0.85$; кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют значениям числа $R = 10^6, 4100, 2050, 900$.

2. Расстояние до центрального скачка l_1 является предметом значительного числа экспериментальных исследований [4, 6-11] и рассматривается в ряде теоретических работ [2, 12, 13]. В последних обычно используется модель течения идеального газа и гипотезы, определяющие положение центрального скачка уплотнения.

На фиг. 3 представлены зависимости $L_1 = l_1/D = f(n)$ для сопла с числом $M = 3$. Кривая 1 соответствует результатам настоящей работы, кривые 2, 3, 4 — данным работ [2], [8, 10], [4] соответственно, 5 — данным [12, 13], кривые 6 и 7 — данным [11] и [7] ¹.

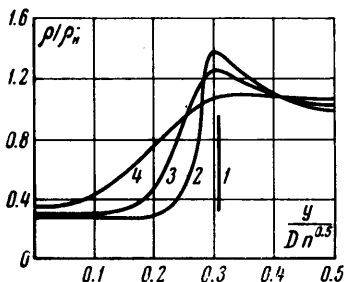
Экспериментальные исследования, проведенные в достаточно большом диапазоне изменения степеней нерасчетности струи, подтверждают пропорциональность $L_1 \approx n^{0.5}$. С приведенными экспериментальными данными удовлетворительно согласуются результаты численного исследования [2], поскольку при $M < 3.5$ влияние вязкости на расстояние L_1 невелико.

Следует отметить, что пропорциональность $L_1 \approx n^{0.5}$ имеет место только при $n \geq 1.0$.

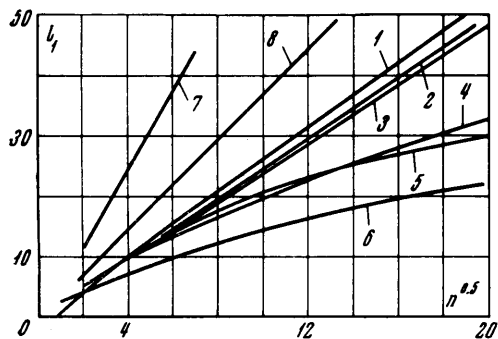
Для всего диапазона нерасчетностей истечения $n > 0.5$ результаты эксперимента удовлетворительно коррелируются более сложными зависимостями, приводимыми ниже.

Из анализа размерностей следует, что при $n \geq 1.0$ для идеального газа $L_1 \sim n^{0.5} \cdot f(M, \gamma, \theta)$. Экспериментальные значения $A_1 = L_1/n^{0.5} \cdot M =$

¹ Кривая 8 на фиг. 3 и кривая на фиг. 4 рассчитаны по зависимости, полученной Б. С. Курнасовым с использованием гипотезы работы [2] и приближенного соотношения работы [15], которое описывает распределение параметров в струе, истекающей в вакуум.



Фиг. 2



Фиг. 3

$= f(M)$ приведены на фиг. 4. Там же приведены результаты расчета и зависимость, полученные в работе [2] (кривые 4 и 5 соответственно) и результаты расчета в следующих предположениях:

1. Изменение числа Маха вдоль оси струи в изэнтропическом ядре течения соответствует течению от источника;

2. Давление за центральным скачком уплотнения $p_3 = p_\infty$ [5] (кривая 1) или, в соответствии с гипотезой Г. И. Петрова [16] (кривая 2), полное давление за скачком

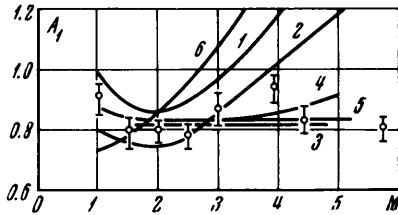
$$p_{03} = p_\infty \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^m, \quad m = \frac{\gamma}{\gamma - 1}.$$

До чисел $M > 3-3.5$ результаты расчетов удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента. При увеличении $M > 3.5$ расчетные зависимости по гипотезам работ [5, 16] стремятся к зависимости

$$L_1 / n^{0.5} \sim M^2$$

В реальном течении вследствие влияния вязкости отношение $L_1 / n^{0.5} M$ существенно уменьшается по сравнению с расчетом. Отличие возрастает с ростом чисел M .

Экспериментальные исследования доказали, что при степенях нерасчетности струи $n > 4-5$ в диапазоне $\theta = 0-20^\circ$ влияние угла θ на L_1 незначительно.



Фиг. 4

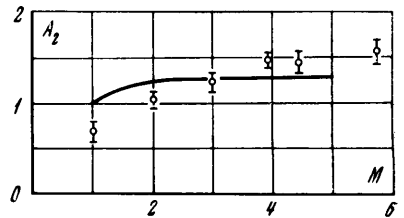
Сильное влияние θ , обнаруженное в работе [10], не подтверждается.

3. В качестве характерного поперечного размера висячего скачка уплотнения d_2 примем диаметр его в максимальном сечении. Анализ имеющихся экспериментальных данных показывает, что для всех чисел M и углов θ результаты эксперимента могут быть удовлетворительно описаны зависимостью вида $D_2 = d_2 / D = A_2(n^{0.5} - B_2)$. Для $n > 4-5$ и углов $\theta = 0-20^\circ$ с удовлетворительной точностью $B_2 = 1.0$, а значения коэффициента A_2 показаны на фиг. 5. В диапазоне $n < 4-5$ диаметр D_2 увеличивается с ростом θ , но для приближенных расчетов могут быть использованы значения коэффициента A_2 , приведенные на фиг. 5.

С увеличением M максимальный диаметр висячего скачка уплотнения увеличивается. Качественно этот результат согласуется с результатами точного численного расчета струи невязкой жидкости [2], показанными на фиг. 5 (кривая 1). Количественно имеет место отличие, составляющее при $M = 1.0$ и $M = 5.0$ примерно 20-30%.

4. При увеличении степени нерасчетности струи от значения $n = 1.0$ центральный скачок уплотнения d_3 увеличивается. Для звукового сопла было показано [6], что при $n \gg 1.0$ диаметр $d_3 \sim n^{0.5}$.

Анализ экспериментальных данных в широком диапазоне n , M и θ показал, что для всех чисел M и углов θ результаты эксперимента при $n > 1.0$ могут быть представлены в виде $D_3 = d_3 / D = A_3(n^{0.5} - B_3)$. Для $n > 4-5$ и углов $\theta = 0-20^\circ$ с удовлетворительной точностью $B_3 = 1.0$, а значения коэффициента A_3 в зависимости от M показаны на фиг. 6. Для $n < 4-5$ необходимо учитывать влияние θ .



Фиг. 5

На фиг. 6 видно, что величина коэффициента A_3 проходит через максимум при $M = 1.5-2$ и стремится к нулю при $M > 4$. На фиг. 6 для сравнения показаны результаты численного расчета струи невязкого газа [2] при степенях нерасчетности струи $n = 10$ и $n = 10^2$ (кривые 1 и 2). Видно, что расчетные зависимости $A_3 = f(M)$ также имеют максимум, но значения коэффициента A_3 в расчете существенно больше, чем в эксперименте, и отличие тем сильнее, чем больше M .

Сильное количественное различие в величине A_3 в эксперименте и расчете связано с оттеснением всячего скачка уплотнения к оси струи слоем смешения, развивающимся на границе. Оттеснение скачка 2 к оси имеет место при всех числах M , но проявляется тем сильнее, чем больше M . Действительно, как следует из приведенных выше результатов, приближенно можно положить, что $L_1 \sim M$, а $D_2 \sim M^2$. Тогда отношение характерного поперечного размера струи D_2 к расстоянию L_1 до скачка 3 для всех степеней нерасчетности струи $D_2/L_1 \sim M^{-1}$.

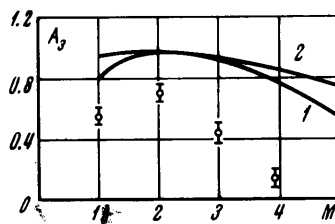
С другой стороны, для турбулентного режима течения в слое смешения свободной струи толщина слоя смешения $\delta \sim L_1$ и, следовательно, $\delta \sim M$. Тогда для сечения $x = L_1$ отношение толщины слоя смешения δ к характерному поперечному размеру струи D_2 пропорционально M . Таким образом, для всех сечений $x/L_1 = \text{const}$ имеем соотношение $\delta/D_2 \sim M$, т. е. относительная толщина слоя смешения на сходственных расстояниях от среза сопла ($x/L_1 = \text{const}$) увеличивается с ростом M . Рост относительной толщины слоя смешения приводит к более сильному оттеснению всячего скачка уплотнения с увеличением M . Это, по-видимому, и приводит к изменению характера экспериментальной зависимости $A_1 = f(M)$ по сравнению с расчетными (фиг. 4). При $M > 3.5$ всячий скачок уплотнения 2 отражается от оси раньше, чем это необходимо для получения за прямым скачком на оси значения

$$p_3 = p_\infty \text{ или } p_{03} = p_\infty [1/2(\gamma + 1)]^m$$

5. При постоянном числе Маха сопла геометрия сильно недорасширенной струи ($n \geq 1.0$), начиная с некоторого расстояния от среза сопла, не зависит от степени нерасчетности струи, если она представлена в виде $l/n^{0.5}$. Указанное свойство струи может быть использовано для создания метода расчета формы струи. Из сказанного также следует, что все размеры струи в масштабе некоторого основного характерного размера струи не зависят от степени нерасчетности. Опыт показывает, что в качестве основных характерных размеров струи для продольных и поперечных размеров удобно принять соответственно l_1 и d_2 .

Относительно соотношений для определения положения характерных точек условной границы струи следует заметить, что в вязком течении граница струи не определена строго, поскольку переход от параметров в сжатом слое к параметрам во внешнем потоке происходит в слое смешения. Приводимые зависимости относятся к границе струи, получающейся на теневых фотографиях, и соответствуют области наибольших градиентов плотности газа.

Точка mc соответствует положению максимального диаметра границы струи, точка c — диаметру струи в сечении, где граница струи пересекается с отраженным скачком уплотнения.



Фиг. 6

Значения коэффициентов в приводимых ниже зависимостях получены для слабо подогретых газов

$$L_1 = [0.8 + 0.085(M - 2.1)^2] M(n - 0.5)^{0.5} \quad (M = 1.0 - 3.6)$$

$$L_1 = (2 + 0.435 M)(n - 0.5)^{0.5} \quad (M = 3.6 - 6.0)$$

$$L_2 / L_1 = 0.55 - 3.0 n^{-2} \quad (n > 4.0)$$

$$L_{mc} / L_1 \approx 0.9 \quad (n > 6)$$

$$L_c / L_1 = 1.3 + 0.5 n^{-3} \quad (n > 1.0)$$

$$L_c / L_1 \approx 1.8 \quad (n \leq 1)$$

$$D_2 = (1.7M^{0.25} - 1.0)(n^{0.5} - 1.0) \quad (n > n_*)$$

$$D_2 \approx 1.0 \quad (n \leq n_*)$$

$$n_* \approx [M^2 / (M^2 - 0.59)]^2$$

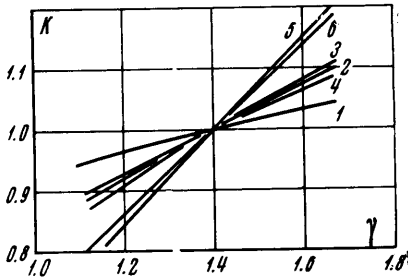
$$D_c / D_2 = 1.15 + 1.5 n^{-1} \quad (n > 2.5)$$

$$D_{mc} / D_2 = 1.38 + 2.0 n^{-1} \quad (n > 5.0)$$

$$D_3 = (n^{0.5} - 1) \cos[\pi(M - 1.9) / 4.6] \quad (M = 1.0 - 4.2)$$

$$D_3 \approx 0 \quad (M > 4.2)$$

6. В работах [6, 9] показано, что для звукового сопла $M = 1.0$ расстояние до центрального скачка уплотнения не зависит от отношения удельных теплоемкостей газа струи γ , если результаты эксперимента обработаны в виде $L_1 \sim f(p_0 / p_\infty)$, где p_0 — полное давление в ресивере сопла. Влияние γ на L_1 , даваемое этой зависимостью, показано на фиг. 7 (кривая 1). На этой фигуре K — отношение L_1 при произвольном γ к L_1 при $\gamma = 1.4$. Для сверхзвуковых чисел $M = 1.75 - 3.6$ в работах [8, 10] дается соотношение $L_1 \sim \gamma^{0.5}$ (фиг. 7, кривая 2). Аналогичная зависимость получена по результатам расчета [2].



Фиг. 7

Влияние γ на L_1 может быть исследовано, если для определения положения центрального скачка уплотнения использовать рассмотренные выше гипотезы о величине давления за центральным скачком $p_3 = p_\infty$ и $p_3 = p_{03}$ — соответственно кривые 3 и 4 для $M = 1.0$ и кривые 5 и 6 для $M = 3.0$ на фиг. 7. Расчеты показывают, что для обеих гипотез влияние γ не описывается простой степенной функцией, а показатель степени при γ не зависит от M (фиг. 7). По результатам расчетов показатель степени при γ увеличивается с увеличением M (например, при $M = 1.0$ расстояние $L_1 \sim \gamma^{0.5}$, а при $M = 3.0$ расстояние $L_1 \sim \gamma$ на фиг. 7). Так как в настоящее время нельзя отдать предпочтение какому-либо методу расчета L_1 , то за основу следует принять результаты эксперимента [8, 10] и полагать, что $L_1 \sim \gamma^{0.5}$.

На основании результатов экспериментов работы [6] можно считать, по-видимому, что конденсация газа не влияет на L_1 . Проведенные эксперименты подтверждают этот результат.

По имеющимся результатам экспериментального исследования поперечных размеров недорасширенных струй невозможно разделить количе-

ственно влияние на них отношения удельных теплоемкостей, конденсации и вязкости. Из экспериментальных исследований работы [6] для звукового сопла и численных расчетов струи невязкого газа [2] следует, что с увеличением γ поперечные размеры струи уменьшаются. Влияние отношения удельных теплоемкостей незначительно и для всех поперечных размеров не выходит за пределы первой степени ($d \sim \gamma^{-1}$). Конденсация газа приводит к некоторому увеличению поперечных размеров начального участка струи.

Поступило 28 XI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Мельников Д. А. Отражение скачков уплотнения от оси симметрии. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 3.
2. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. А., Волконская Т. Г. Исследования параметров осесимметричных недорасширенных струй идеального газа. Сб. «Вычислительные методы и программирование» (Численные методы механики сплошных сред.), Сб. работ ВЦ МГУ, 1970, вып. 15.
3. Latvala E., Anderson T. Studies of the spreading of rocket exhaust jets at high altitudes. Planetary and Space Sci., 1961, vol. 4, No. 1.
4. Love E. S., Grigsby C. E., Lee L. F., Woodling M. J. Experimental and theoretical studies of axisymmetric free jets. NASA TR R-6, 1959.
5. Adamson T., Nichols J. On the structure of jets from highly underexpanded nozzles into still air. J. Aeronaut. Sci., 1959, vol. 26, No. 1.
6. Crist S., Sherman R. M., Glass D. R. Study of the highly underexpanded sonic jet. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 1. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 1).
7. Исследование осесимметричной сверхзвуковой турбулентной струи при истечении из сопла с недорасширением. Сб. «Исследование турбулентных струй воздуха, плазмы и реального газа», М., «Машиностроение», 1967.
8. Lewis C. H., Carlson D. J. Normal shock location in underexpanded gas and gas — particle jets. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 4. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1964, № 4).
9. Ashkenas H., Sherman F. S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels. Proc. 4-th Internat. Sympos on Rarefied Gas Dynamics, 1964, vol. 2, New York — London, Acad. Press, 1966.
10. D'Attorre L., Harshbarger F. C. Parameters affecting the normal shock location in underexpanded gas jets. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 3.
11. Финатьев Ю. П., Щербakov Л. А., Горская Н. М. О газодинамической структуре недорасширенной сверхзвуковой струи и влиянии на параметры струи твердой фазы. Тепло- и массоперенос, т. 1, М., «Энергия», 1968.
12. Гинзбург И. П. Аэрогазодинамика. Краткий курс. М., «Высшая школа», 1966.
13. Гинзбург И. П., Собколов Б. Н. О расчете сверхзвуковой нерасчетной струи. Тепло- и массоперенос, т. 1, М., «Энергия», 1968.
14. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. А. Истечение сверхзвуковой струи в вакуум. В сб. «Вычислительные методы и программирование», 1967, вып. 7.
15. Roberts L. The action of a hypersonic jet on a dust layer. JAS Paper, 1963, No. 63—50.
16. Petrov G. I. Determination of the position of the supersonic flow closing shock wave in the channels of airbreathing jet engine. 11-th. Internat. Conf. on Space Engng Ed. Partel, 1969.
17. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.