

Р. ЛЯНЭ, Ю. ИВАНОВ

РАЗВИТИЕ И ПЕРЕМЕШИВАНИЕ СООСНОЙ СТРУИ В ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ*

Данному вопросу посвящено сравнительно мало исследований [1-4]. Работы [1, 2] относятся к изучению горелочных устройств, а работы [3, 4] касаются сжигания соосной струи газообразного топлива в закрученном потоке воздуха. Эти исследования, направленные на решение отдельных частных задач, не позволили в достаточной мере выявить влияние определяющих режимных и конструктивных параметров на изучаемое явление.

Настоящее исследование также продиктовано практическими соображениями — получением рекомендаций для сжигания газа в реформаторах [5], но нами в первую очередь все же ставилась задача установления наиболее общих закономерностей развития и смешения соосной газовой струи в закрученном воздушном потоке при достаточно широком изменении определяющих режимных и конструктивных параметров.

В данной статье приводятся результаты экспериментального изучения развития и перемешивания соосной струи в закрученном потоке в недиффрагмированной камере, описанной в работе [6]. Здесь отметим лишь, что опыты проводились в цилиндрической камере с внутренним диаметром $D_k = 296$ мм и общей длиной $L_k = 2500$ мм ($L_k/D_k \approx 8,5$). Осесимметричность закрученного потока обеспечивалась двумя тангенциальными вводами сечением 40×240 мм (в некоторых опытах 18×240 мм).

Внутренний диаметр трубы, через которую в камеру вводилась соосная струя, изменялся и в опытах составлял $d_0 = 27; 41; 72$ и 94 мм (соответственно $d_0/D_k = 0,09; 0,14; 0,24$ и $0,32$). Длина участка стабилизации струи на входе при всех диаметрах составляла более 20 калибров, что обеспечивало установление полностью развитого турбулентного профиля.

Во избежание возможного влияния на струю возмущений, возникающих на входе потока из тангенциальных сопел, труба вводилась внутрь камеры на 15 мм дальше края тангенциальных вводов (см. рис. 1).

Расход струи $Q_{стр}$ в опытах изменялся от 125 до 500 м³/ч при расходе закрученного потока $Q_{п}$ от 500 до 2000 м³/ч. Рассматриваемые в статье результаты относятся к опытам с отношением объемов воз-

* Настоящее исследование было поставлено по предложению и инициативе проф. П. Теснера из Института ВНИИГАЗа.

духа и газа $Q_{п}/Q_{стр} = 4 \div 16$, что совпадает с обычно принимаемым при сжигании газов отношением.

Замеры осредненных по времени скоростей и статического давления производились с помощью тарированного пятиканального зонда диаметром шарика 8 мм и регистрировались на микроманометрах типа ММН.

Для изучения смешения струи с закрученным потоком использовалась известная аналогия тепло- и массообмена в турбулентных потоках [7]. Для этой цели струя подогревалась электрическим нагревателем на $30-45^\circ$ больше температуры закрученного потока. Замеры температуры производились протарированной хромель-копелевой термодпарой диаметром спая 0,2 мм. Значения термо-э.д.с. регистрировались электронным потенциометром ЭПП-09МЗ с измененным (3 мВ) пределом измерения.

Укажем, что в работе [6] были приведены характеристики закрученного потока, развивающегося вдоль камеры в виде кольцевого пристеночного слоя. По центру закрученного потока, имеющего область с малыми продольными скоростями ($u_x \approx 0$), подавалась соосная струя. Размеры этой вихревой области превышали начальные размеры струи. Своеобразие развития струи заключалась в том, что она касалась закрученного пристеночного потока лишь на некотором расстоянии от устья, а также в том, что на струю воздействовал поперечный градиент давления.

Развитие струи в закрученном потоке. На рисунке 2, а, б приводится изменение достаточно характерных поперечных профилей продольной и

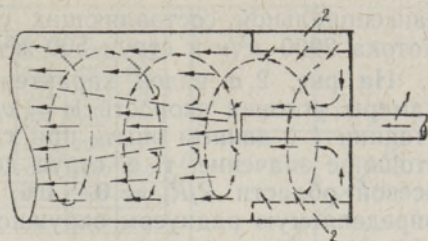


Рис. 1. Схема ввода струи в закрученный поток.
1 — ввод струи; 2 — два ввода закрученного потока.

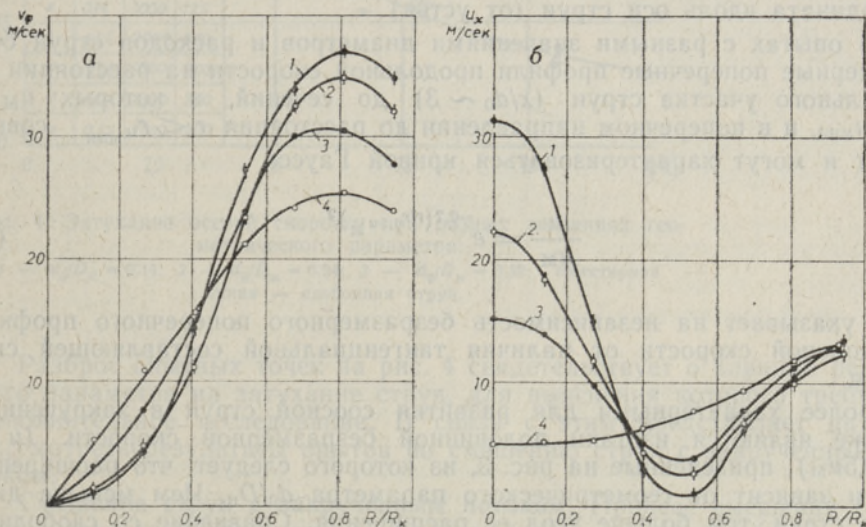


Рис. 2. Поперечные профили тангенциальной (а) и продольной (б) составляющих скорости при расходах потока $2000 \text{ м}^3/\text{ч}$ и струи $500 \text{ м}^3/\text{ч}$ и при $d_0/D_k = 0,24$ на следующих расстояниях от устья струи:
1 — $x/d_0 = 2,35$; 2 — $x/d_0 = 6,25$; 3 — $x/d_0 = 15,15$; 4 — $x/d_0 = 28$.

тангенциальной составляющих скорости вдоль камеры при расходе потока $2000 \text{ м}^3/\text{ч}$ и струи $500 \text{ м}^3/\text{ч}$ и при $d_0/D_k = 0,24$.

На рис. 2, а виден характер закручивания струи потоком. Вдоль камеры угловая скорость $\omega = v_\varphi/r$ струи растет и на некотором расстоянии (в данном опыте при $x/d_0 = 28$, кривая 4) она принимает постоянное значение, т. е. струя достигает полного закручивания в приосевой области $R/R_k = 0 \div 0,6$. Границу между струей и потоком, определяемую радиусом окружности, при котором продольная скорость в поперечном сечении минимальная, можно видеть на рис. 2, б. В данном случае эта граница находится в области $R/R_k = 0,45 \div 0,6$.

На рис. 2, б можно заметить, что влияние струи сравнительно мало сказывается на значении продольной скорости закрученного потока у стенки. Наблюдаемый вдоль основного участка струи в зоне $R/R_k = 0,45 \div 0,6$ провал продольной скорости частично обусловлен ростом статического давления вдоль кольцевой зоны $R/R_k = 0,2 \div 0,6$. В этой же зоне и без подачи струи в закрученном потоке также имеется положительный градиент статического давления $dp_{ст}/dx > 0$ [6], приводящий к возникновению обратного кольцевого потока, но различие заключается в том, что соосная струя с некоторого расстояния ликвидирует обратные потоки, имеющие большое значение для регулирования условий воспламенения и горения.

Наличие границы между осевой струей и пристеночным закрученным потоком, характеризующимся минимальной продольной скоростью (слабо растущей вдоль камеры), позволяет использовать следующие характеристики турбулентных свободных струй [7]: 1) безразмерный поперечный профиль продольной скорости $u/u_M = f(r/r_{0,5u_M})$; 2) изотакси для безразмерной скорости $u/u_M = 0,5$; 3) изменение скорости вдоль оси $u_M/u_{0M} = f(x/d_0)$. Здесь u, r — текущие значения продольной скорости и ее радиуса; u_M — продольная скорость по оси струи; $r_{0,5u_M}$ — радиус точки поперечного профиля, в которой скорость $u/u_M = 0,5$; u_{0M} — продольная скорость на входе струи (по оси); x — текущая координата вдоль оси струи (от устья).

В опытах с разными значениями диаметров и расходов струй безразмерные поперечные профили продольной скорости на расстоянии от начального участка струи ($x/d_0 \sim 3$) до сечений, в которых $u_M > 2u_{мин}$, и в поперечном направлении до расстояния $r < r_{u_{мин}}$ совпадают и могут характеризоваться кривой Гаусса

$$\frac{u}{u_M} = e^{-0,7(r/r_{0,5u_M})^2} \quad (1)$$

Это указывает на независимость безразмерного поперечного профиля продольной скорости от наличия тангенциальной составляющей скорости.

Более характерными для развития соосной струи в закрученном потоке являются изотакси половинной безразмерной скорости ($u = 0,5u_M$), приведенные на рис. 3, из которого следует, что расширение струи зависит от геометрического параметра d_0/D_k . Чем меньше диаметр струи, тем больше угол ее расширения. Сравнение со свободной струей показывает, что при всех значениях геометрического параметра угол расширения у последней больше, чем у соосной струи в вихре.

Обратимся к данным, характеризующим изменение осевой скорости струй разных диаметров. На рис. 4 видно, что опытные точки рассла-

ваются по начальному диаметру струи. Чем больше диаметр струи, тем медленнее затухает осевая скорость. Этот вывод находится в полном соответствии с выводом из графиков рис. 3: чем больше значение геометрического параметра d_0/D_K , тем медленнее затухает скорость струи в закрученном потоке. Из рис. 4 также следует, что влияние геометрического параметра сказывается и на длине начального участка струи: чем больше этот параметр, тем меньше его длина.

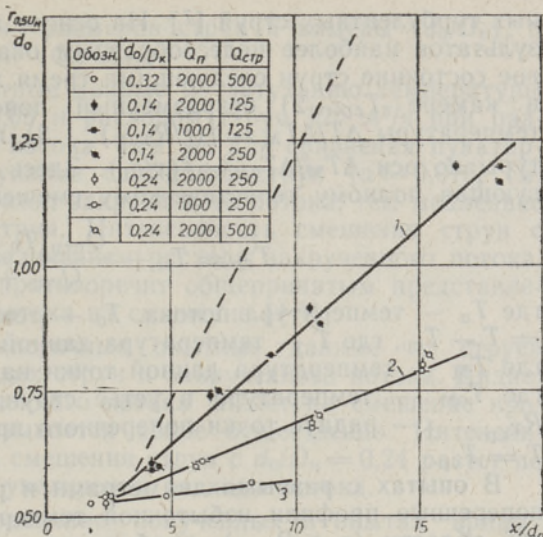


Рис. 3. Изоахи половинной безразмерной скорости $u = 0,5 U_m$ при разных значениях геометрического параметра:

1 — $d_0/D_K = 0,14$; 2 — $d_0/D_K = 0,24$; 3 — $d_0/D_K = 0,32$; пунктирная линия — свободная струя.

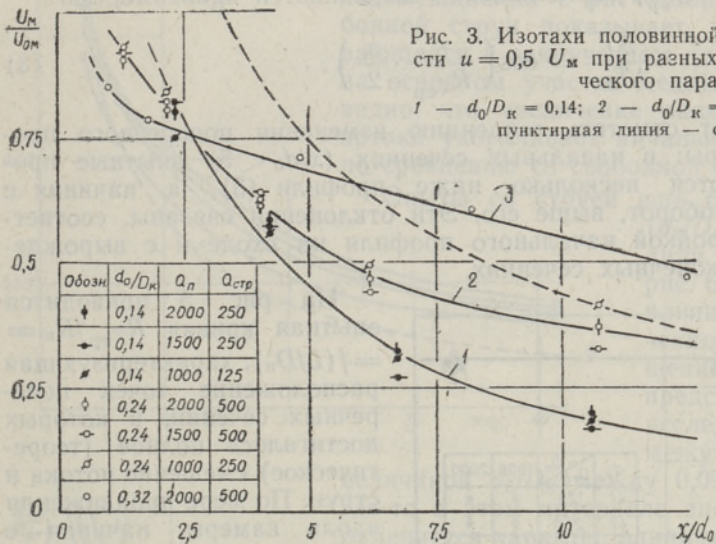


Рис. 4. Затухание осевой скорости при разных значениях геометрического параметра:

1 — $d_0/D_K = 0,14$; 2 — $d_0/D_K = 0,24$; 3 — $d_0/D_K = 0,32$; пунктирная линия — свободная струя.

Разброс опытных точек на рис. 4 свидетельствует о влиянии режимного параметра на затухание струи, для выяснения которого требуется дополнительное исследование. В связи с этим представляет интерес рассмотреть результаты опытов по смешению струи с закрученным потоком.

Смешение струи с закрученным потоком. Процесс смешения струи (изменение ее концентрации) определялся по изменению безразмерной температуры струи вдоль оси и в ее поперечных сечениях.

В связи с неизобаричностью течения струи, а также вследствие возрастания температуры потока у стенки вдоль камеры пришлось воспользоваться несколько иными характеристиками, чем в теории свобод-

ных турбулентных струй [7]. На основе анализа экспериментальных результатов наиболее целесообразным оказалось характеризовать тепловое состояние струи следующими тремя характеристиками: 1) изотермы в камере $T_{\text{ср}}$; 2) безразмерный поперечный профиль избыточной температуры $\Delta T/\Delta T_{\text{М}} = f(r/R_{T_{\text{ср}}})$; 3) падение безразмерной температуры по оси $\Delta T_{\text{М}}/\Delta T_{\text{ОМ}} = f(x/d_0)$. Здесь $T_{\text{ср}}$ — температура, соответствующая полному теоретическому смещению потока со струей

$$T_{\text{ср}} = T_{\text{п}} + \frac{Q_{\text{стр}}(T_0 - T_{\text{п}})}{Q_{\text{стр}} + Q_{\text{п}}}, \quad (2)$$

где $T_{\text{п}}$ — температура потока, T_0 — температура струи в устье; $\Delta T = T - T_{\text{ср}}$, где T — температура данной точки струи; $\Delta T_{\text{М}} = T_{\text{М}} - T_{\text{ср}}$, где $T_{\text{М}}$ — температура данной точки на оси струи; $\Delta T_{\text{ОМ}} = T_{\text{ОМ}} - T_{\text{ср}}$, где $T_{\text{ОМ}}$ — температура в устье струи; r — радиус текущей точки; $R_{T_{\text{ср}}}$ — радиус точки поперечного профиля температуры, в которой $T = T_{\text{ср}}$.

В опытах с разными диаметрами и расходами струй безразмерные поперечные профили избыточной температуры совпадают и в приосевой области ($r < R_{T_{\text{ср}}}$) приближенно выражаются зависимостью

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_{\text{М}}} = \cos\left(\frac{r}{R_{T_{\text{ср}}}} \cdot \frac{\pi}{2}\right). \quad (3)$$

Однако следует отметить тенденцию изменения поперечного профиля вдоль камеры: в начальных сечениях ($x/d_0 < 5$) опытные профили располагаются несколько ниже профиля (3), а начиная с $x/d_0 > 15 \div 20$, наоборот, выше его. Эти отклонения связаны, соответственно, с перестройкой начального профиля на входе и с вырождением струи в ее конечных сечениях.

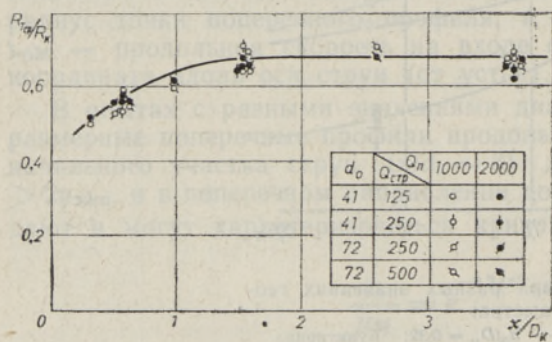


Рис. 5. Изотермы в камере $T_{\text{ср}}$.

На рис. 5 приводится опытная кривая $R_{T_{\text{ср}}}/R_k = f(L/D_k)$, характеризующая расположение точек поперечных сечений, в которых достигалось полное (теоретическое) смещение потока и струи. По мере продвижения вдоль камеры, начиная с расстояния порядка 1,5 ее калибра, кривая переходит в горизонтальную прямую, находящуюся в зоне $R/R_k = 0,65 \div 0,70$. До расстояния $L/D_k \sim 1,5$ характер кривой определяется обратными то-

ками, возникающими в кольцевой зоне между осевой струей и пристеночным потоком, а дальше он определяется смещением, установившимся в закрученном потоке.

В общем случае можно предположить, что увеличение расхода закрученного потока влияет на смещение струи различным образом: оно может улучшить или ухудшить смещение, или в некоторой промежуточной области влияние закрученного потока на смещение в основном участке струи может сказываться незначительно. Поэтому при постановке опытов был предусмотрен широкий интервал изменения определяющих геометрических и режимных параметров. Такими парамет-

рами в опытах были отношения размеров струи и камеры (d_0/D_K), а также расходов потока и струи ($Q_{п}/Q_{стр}$).

На рис. 6,а приведены опытные данные по затуханию температуры струи с отношением $d_0/D_K = 0,09$ и расходом струи $125 \text{ м}^3/\text{ч}$ при различных расходах закрученного потока. Там же для сравнения пунктирной линией представлено затухание свободной струи ($a = 0,076$, см. [7]). Видно, что чем больше расход закрученного потока, тем медленнее падает температура на оси струи. Интенсивность смешения струи с $d_0/D_K = 0,09$ уменьшается с увеличением расхода закрученного потока. Этот вывод в известной мере противоречит общепринятым представлениям о влиянии закрученного потока на смешение [1, 3].

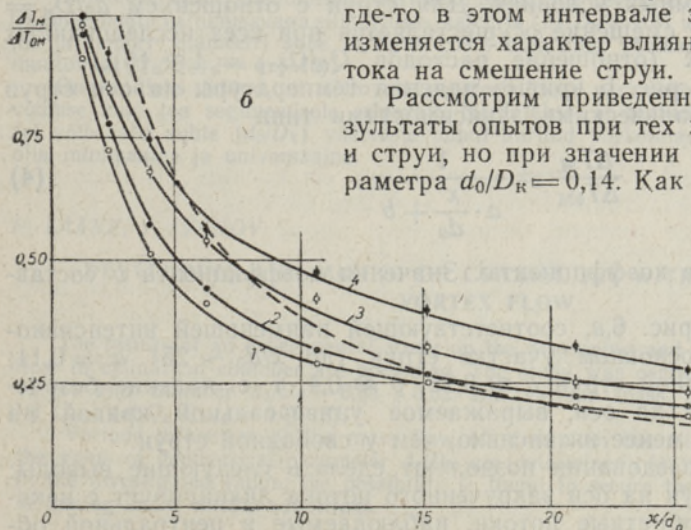
На рис. 6,б приведены аналогичные опытные данные со струей $d_0/D_K = 0,24$ при тех же расходах струи и закрученного потока. Видно, что увеличение расхода закрученного потока влияет на смешение противоположным образом и сказывается более существенно. Интенсивность смешения струи с $d_0/D_K = 0,24$ растет по мере увеличения расхода потока.



Сравнение полученных в опытах кривых перемешивания с расчетной кривой для свободной струи показывает, что струя, развивающаяся в закрученном потоке, смешивается на основном участке медленнее. На рис. 6,б видно, что увеличение расхода закрученного потока укорачивает начальный участок струи по сравнению со свободной струей.

Опыты со струей еще больших размеров ($d_0/D_K = 0,32$) подтвердили наблюдаемую на рис. 6,б закономерность влияния расхода закрученного потока на смешение струи. Поэтому представляло интерес исследовать струю промежуточного размера с величиной d_0/D_K между 0,09 и 0,24, так как где-то в этом интервале значений параметра изменяется характер влияния закрученного потока на смешение струи.

Рассмотрим приведенные на рис. 6,в результаты опытов при тех же расходах потока и струи, но при значении геометрического параметра $d_0/D_K = 0,14$. Как и можно было ожи-



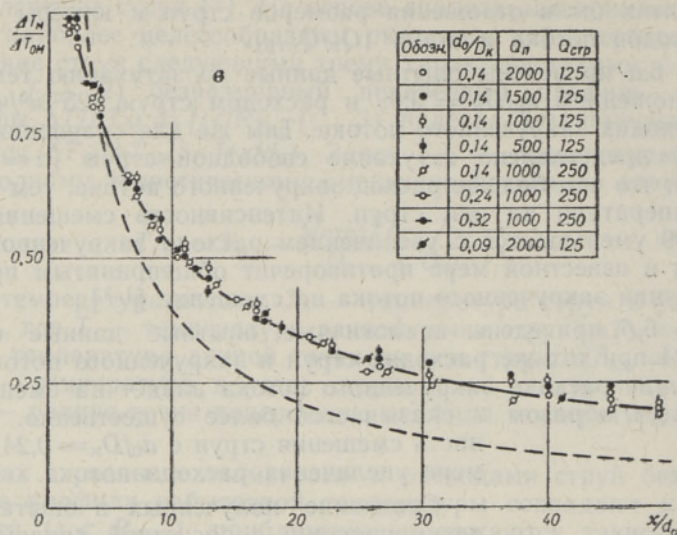


Рис. 6. Влияние расхода закрученного потока на падение безразмерной температуры вдоль оси струи при $Q_{стр} = 125 \text{ м}^3/\text{ч}$;

1 — $Q_{\Pi} = 2000 \text{ м}^3/\text{ч}$; 2 — $Q_{\Pi} = 1500 \text{ м}^3/\text{ч}$; 3 — $Q_{\Pi} = 1000 \text{ м}^3/\text{ч}$;
4 — $Q_{\Pi} = 500 \text{ м}^3/\text{ч}$; а — $d_0/D_K = 0,09$; б — $d_0/D_K = 0,24$; пунктирная линия — свободная струя.

дать, для этих опытов смешение не зависит от расхода закрученного потока. Это наблюдается и при большем расходе струи ($250 \text{ м}^3/\text{ч}$).

На этом же рис. 6,в нанесены и экспериментальные точки для струй остальных диаметров, соответствующие опытам с наименьшей интенсивностью смешения. Оказалось, что все они обобщаются единой, являющейся как бы верхней границей, кривой. Это указывает на принципиальную возможность создания условий наименее интенсивного смешения (одинакового) при любых значениях геометрического параметра d_0/D_K . Но эта возможность для струй любого диаметра достигается при определенных режимных условиях. Для струй с отношением $d_0/D_K = 0,14$ замедленное смешение осуществляется при всех исследованных режимных условиях (отношение расходов $Q_{\Pi}/Q_{стр} = 4 \div 16$).

Приведенные на рис. 6 кривые падения температуры на оси струи выражаются гиперболическими зависимостями типа

$$\frac{\Delta T_M}{\Delta T_{0M}} = \frac{1}{a \cdot \frac{x}{d_0} + b}, \quad (4)$$

где a, b — опытные коэффициенты. Значения коэффициента b составляют $0,7 \div 0,9$.

Для кривой на рис. 6,в, соответствующей наименьшей интенсивности смешения, на основном участке струи (до $x/d_0 \sim 25$) $a = 0,11$; $b = 0,8$. Для свободной струи $a \approx 0,22$; $b \approx 0,4$, т. е. падение безразмерной температуры на оси, выражаемое универсальной кривой на рис. 6,в, в два раза менее интенсивно, чем у свободной струи.

Выполненные исследования позволяют сделать следующие выводы:

1) Наличие струи на оси закрученного потока ликвидирует с некоторого расстояния обратные потоки, наблюдаемые в центральной об-

ласти вихря. Между струей (на ее основном участке) и потоком в зоне $R/R_k = 0,45 \div 0,60$ наблюдаются минимальные значения продольной скорости.

2) Затухание продольной скорости струи при отношениях $Q_n/Q_{стр} = 4 \div 16$ определяется геометрическим параметром d_0/D_k .

3) Исследованный процесс при $Q_n/Q_{стр} = 4 \div 16$ характеризуется тремя возможными вариантами влияния увеличения расхода закрученного потока на интенсивность смещения струи и определяется значениями геометрического параметра d_0/D_k : а) при $d_0/D_k < 0,14$ интенсивность смещения снижается; б) при $d_0/D_k > 0,14 \div 0,24$ интенсивность смещения повышается (определение границ требует дальнейших уточнений); в) при $d_0/D_k \approx 0,14$ интенсивность смещения остается постоянной и характеризуется универсальной кривой наименьшего смещения (рис. 3,в).

4) При любом значении геометрического параметра d_0/D_k , но при определенных режимных условиях имеется возможность обеспечить наименьшую интенсивность смещения, характеризуемую универсальной кривой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щелоков А. И., Изв. ВУЗов, Энергетика, № 12, 70 (1967).
2. Найденов Г. Ф., Сигал И. Я., Газовая промышленность, № 10, 42 (1968).
3. Хоттель Х., Пирсон Р., Вопросы горения и детонационных волн (Четвертый симпозиум по вопросам горения и детонационных волн), М., 1958, с. 548.
4. Михайловский Ю. В., Теплоэнергетика, № 3, 69 (1966).
5. Андоньев С. М. и др., Газовая промышленность, № 11, 14 (1964).
6. Лянэ Р. П., Иванов Ю. В., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 19, 456 (1970).
7. Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй, М., 1960.

Институт термofизики и электрофизики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
20/III 1970

R. LAANE, J. IVANOV

JOA LEVIMINE JA SEGUNEMINE TELGSÜMMEETRILISES PÖÖRISVOOLUSES

Esitatakse eksperimentaalseid uurimistulemusi joa levimise ja segunemise kohta diafragmeerimata väljumisavaga silindrilises kambri ($L_k/D_k \approx 8,5$) levivas pöörisevooluses, kui joa ja kambri diameetri suhe $d_0/D_k = 0,09 \div 0,32$ ning vooluse Q_n ja jao $Q_{стр}$ kulud muutuvad ($Q_n/Q_{стр} = 4 \div 16$).

On kindlaks tehtud, et sõltuvalt geomeetrisest parameetrist d_0/D_k mõjub pöörisevooluse kulu joa segunemisele erinevalt. Näidatakse, et teatud režiimiparameetrite korral võib selle suhte (d_0/D_k) väärtuste puhul uuritud piirkonnas segunemise intensiivsus olla minimaalne ja universaalne.

R. LAANE, Y. IVANOV

DEVELOPING AND MIXING OF COAXIAL JET WITH AXISYMMETRIC VORTEX FLOW

The results of an experimental study on the developing and mixing of jet with vortex flow in cylindrical chamber are presented. The study was carried out for diameter ratios of jet and chamber $d_0/D_k = 0,09 \div 0,32$ and various mass flows of stream Q_n and jet $Q_{стр}$ (at $Q_n/Q_{стр} = 4 \div 16$).

Various influences of the mass flow of stream on the mixing of jet depending on the value of geometrical parameter d_0/D_k are determined. At values of parameter d_0/D_k in the investigated range, the possibility is found to secure the least universal intensity of mixing under certain conditions.