

Р и с. 3. Изменение концентрации газовой примеси на оси струи (режим I):

— численное решение; • — результаты эксперимента



Р и с. 4. Изменение концентрации газовой примеси на оси струи (режим 4):

— численное решение; • — результаты эксперимента

Л и т е р а т у р а

1. К о р о б к о В.И., Ф а л ь к о в и ч С.В. Развитие закрученной струи в безграничном пространстве. Изв. АН СССР, МЖТ, №3, 1969.
2. В у л и с Л.А., К а ш к а р о в В.П. Теория струй вязкой жидкости. М., "Наука", 1965.
3. Г о д у н о в С.К., Р я б е н ь к и й В.С. Разностные схемы. М., "Наука", 1973.
4. К о р о б к о Е.А. Газовая горелка с регулируемыми характеристиками факела. Информ. листок Саратовского ЦНТИ № 614-74, 1974. Также: Бюллетень технико-экономической информации. ГОСИНТИ, №3, 1975.

В.Ф.СИВИРКИН, Ф.И.КИТАЕВ, Ю.Г.ЛЕКАРЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОГО УЧАСТКА ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ С ПРИМЕСЬЮ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ

Плазменные струи с примесью твердых частиц находят широкое применение в современных технологических процессах, в частности, в процессе плазменного напыления защитных покрытий, плазмохимических процессах и т.д. Распределение параметров в струях такого типа, как это показано в [1], отличается от чисто плазменных струй, однако закономерности распространения этих струй изучены недостаточно. Результаты экспериментального исследования изотермических газовых струй с примесью твердых частиц, обобщенные в работе [2], показали, что

введение примеси может внести существенные изменения в характер истечения струи. Наиболее полное теоретическое исследование влияния примеси на распространение изотермических двухкомпонентных струй проделано в работах [3], [4]. В данной работе сделана попытка распространения методики расчета изотермической двухкомпонентной струи на плазменную струю с дисперсной твердой примесью.

Решение задачи о начальном участке плазменной струи с примесью твердых частиц строилось с учетом результатов [3] при следующих основных предположениях и допущениях:

- 1) струя осесимметричная, затопленная, дозвуковая (скоростная сжимаемость не учитывается);
- 2) газовая компонента струи того же состава, что и окружающая среда;
- 3) примесь - твердые, монодисперсные частицы сферической формы, неплавающие и неиспаряющиеся;
- 4) объемное содержание примеси ничтожно мало, что позволяет во многих аспектах рассматривать струю как чисто газовую, а движение частиц - как независимое;
- 5) теплообмен между примесью и газом отсутствует (частично это может быть учтено начальными условиями истечения), потери с излучением малы;
- 6) профили всех параметров на срезе сопла постоянны;
- 7) частицы проскальзывают, причем коэффициент проскальзывания постоянен в поперечном сечении струи, но изменяется по ее длине;
- 8) динамическая, тепловая и концентрационная границы струи совмещены.

В соответствии с принятыми допущениями схема распространения плазменной струи с дисперсной твердой примесью представлена на рис. I.

Решение задачи о начальном участке струи проводится в два этапа: на первом этапе определяются закономерности течения в ядре струи, на втором - в турбулентном слое смешения.

Рассмотрим закономерности течения в ядре струи. Выделив в пределах ядра элементарную трубку тока, ограниченную срезом сопла и произвольным сечением начального участка, и считая стенки ее непроницаемыми для частиц примеси (что возможно из-за малой кривизны линий тока), применим для нее следующие законы:

сохранения массы примеси

$$\rho_{no} u_{no} dS_0 = \rho_{ny} u_{ny} dS \quad (I)$$

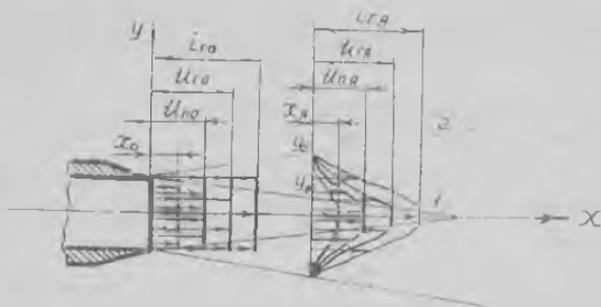
сохранения массы газа

$$\rho_{r0} u_{r0} dS_0 = \rho_{rR} u_{rR} dS_R \quad (2)$$

сохранения потока импульса

$$\rho_{n0} u_{n0}^2 dS_0 + \rho_{r0} u_{r0}^2 dS_0 = \rho_{nR} u_{nR}^2 dS_R + \rho_{rR} u_{rR}^2 dS_R \quad (3)$$

где ρ_n - эффективная плотность примеси - масса примеси в единице объема; ρ - плотность газа; u_r и u_n - скорости газа и примеси, соответственно; dS - площадь сечения элементарной трубки; индекс 0 соответствует параметрам на срезе сопла; R - произвольному сечению в пределах ядра.



Р и с.1. Расчетная схема

Из выражений (1) - (2) получим

$$\alpha_R \frac{u_{nR}}{u_{rR}} = \alpha_0 \frac{u_{n0}}{u_{r0}} = \bar{\sigma} \quad (4)$$

где $\alpha = \frac{\rho_n}{\rho_r}$ - концентрация примеси - отношение массы примеси в единице объема смеси к массе газа в том же объеме, а $\bar{\sigma} = \frac{\sigma_R}{\sigma_0}$ - относительный расход примеси - отношение весовых расходов порошка и газа.

Из формул (1) - (4) получим изменение скорости газовой компоненты в пределах ядра

$$u_{rR} = u_{r0} - \bar{\sigma} (u_{nR} - u_{n0}) \quad (5)$$

Уравнение, описывающее движение частицы примеси в ядре можно записать в виде

$$m \frac{du_{nR}}{dt} = C_x F \rho_{rR} \frac{(u_{rR} - u_{nR})^2}{2} \quad (6)$$

где m - масса частицы примеси;
 F - площадь миделевого сечения частицы;
 C_x - коэффициент аэродинамического сопротивления частицы.

Для C_x рекомендуется зависимость

$$C_x = A R e^{-0.5},$$

где A определяется формой частицы.

Интегрируя (6) от среза сопла до произвольного сечения струи, получим

$$\frac{2[2B - (1 + \bar{C})u_{n\bar{a}}]}{(1 + \bar{C})^2 \sqrt{B - (1 + \bar{C})u_{n\bar{a}}}} = D x + C, \quad (7)$$

где

$$B = u_{r0} + \bar{C} u_{n0};$$

$$C = \frac{2[2B - (1 + \bar{C})u_{n0}]}{(1 + \bar{C})^2 \sqrt{B - (1 + \bar{C})u_{n0}}};$$

$$D = 0,75 \frac{A \rho_{r\bar{a}}^{0.5} \mu_{r\bar{a}}^{0.5}}{\rho_r d_r^{1.5}};$$

ρ_r и d_r - плотность и диаметр частицы примеси; μ_r - динамическая вязкость газа.

Уравнения (5) и (7) позволяют найти $u_{r\bar{a}}$ и $u_{n\bar{a}}$ в функции от x .

Для описания закономерностей турбулентного смешения выбраны следующие профили параметров:

профиль скорости газа (по Шлихтингу [3])

$$\frac{u_{r\bar{a}} - u_r}{u_r} = (1 - \eta^{1.5})^2 \quad \text{или} \quad \frac{u_r}{u_{r\bar{a}}} = 2\eta^{1.5} - \eta^3; \quad (8)$$

профиль энтальпии газа

$$\frac{i_{r\bar{a}} - i_r}{i_{r\bar{a}} - i_2} = (1 - \eta^{1.5})^{1.6} \quad \text{или} \quad \frac{i_r}{i_{r\bar{a}}} = 1 - \frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1.5})^{1.6}, \quad (9)$$

где

$$\theta_0 = \frac{i_{r\bar{a}}}{i_2} = \frac{i_{r0}}{i_2};$$

профиль плотности газа

$$\frac{\rho_r}{\rho_{r\bar{a}}} = \left(\frac{i_r}{i_{r\bar{a}}}\right)^{-n} \left[1 - \frac{\theta_0 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1.5})^{1.6}\right]^{-n}; \quad (10)$$

профиль концентрации примеси

$$\frac{x}{x_{r\bar{a}}} = \frac{u_r}{u_{r\bar{a}}} = 2\eta^{1.5} - \eta^3; \quad (11)$$

профиль скорости примеси

$$\frac{u_r}{u_{n\bar{a}}} = \frac{u_r}{u_{r\bar{a}}} = 2\eta^{1.5} - \eta^3. \quad (12)$$

В выражениях (8) - (12) $\eta = \frac{y_2 - y}{y_2 - y_1}$, y_2 и y_1 - ординаты внешней и внутренней границ слоя смешения в произвольном сечении

x, y - текущее значение ординаты в этом же сечении.

Профиль энтальпии выбран в виде (9), так как он мало отличается от традиционно используемого профиля $\frac{h_{22}-h_2}{h_{22}-h_1} = 1-\eta$, но по сравнению с ним не имеет излома на границах струи.

Профиль плотности газа получен из формулы изобарической связи между плотностью и энтальпией

$$\rho_r = \frac{\kappa}{T^{\kappa/n}}$$

где κ и n - константы, зависящие от температурного диапазона и рода газа.

Профиль концентрации примеси принят таким же, как и профиль скорости [3]. Профиль скорости примеси аналогичен профилю скорости газа, так как по допущению $\kappa_n = \frac{\rho_n}{u_n}$ - коэффициент проскальзывания не зависит от x .

Закон нарастания толщины пограничного слоя получим из анализа влияния примеси на турбулентность струи. Согласно [3], если турбулентный молекул не успевает полностью увлечь частицы примеси (а именно этот случай реализуется, по-видимому, при плазменном напылении), пульсационная скорость в конце пути смешения V_x связана с начальной пульсационной скоростью V_0 соотношением

$$\frac{V_x}{V_0} = \frac{1 + \alpha_{cp} \frac{V_n}{V_0}}{1 + \alpha_{cp}} \quad (13)$$

где $V_x = V' - V_n$ - относительная скорость пульсационного движения; V_n - пульсационная скорость примеси.

В соответствии с [3] и [5] скорость нарастания толщины слоя смешения можно записать в виде

$$\frac{d(y_2 - y_1)}{dx} \approx \frac{V_x}{u_{cp}} = \frac{V_x}{V_0} \frac{V_0}{u_{cp}} \quad (14)$$

В отсутствие спутного потока можно предположить, что $V_0 = u_n$, а характерную скорость u_{cp} по [5] запишем в виде

$$u_{cp} = \frac{\rho_n \int_{y_1}^{y_2} u dy}{\int_{y_1}^{y_2} \rho dy}$$

где $\rho = \rho_n + \rho_r = (1 + \alpha)\rho_r$ - эффективная плотность смеси.

Отсюда

$$u_{cp} = \frac{\rho_n \int_{y_1}^{y_2} u_r dy + \int_{y_1}^{y_2} \rho_n u_n dy}{\int_{y_1}^{y_2} \rho_r (1 + \alpha) dy} = \frac{\int_{y_1}^{y_2} \rho_r u_r dy + \kappa_n \int_{y_1}^{y_2} \rho_r \alpha u_r dy}{\int_{y_1}^{y_2} \rho_r (1 + \alpha) dy} \quad (15)$$

За характерное значение концентрации α_{cp} примем концентрацию α в том месте слоя смешения, где пульсация давления максимальна [3], т.е.

$$\frac{d\rho'}{dy} \approx \frac{d}{dy} (\rho V'^2) = 0 \quad (16)$$

При вычислении $\frac{d\rho'}{dy}$ в отличие от [3] ρ считаем величиной переменной, но пульсациями ρ пренебрегаем, при этом получим из (16):

$$\frac{\theta_2 - 1}{\theta_0} = \frac{1 - 4\eta_{cp}^{1.5}}{2,4\eta_{cp}(1 - \eta_{cp}^{1.5})^{0,6}(y_{cp}^{0,5} - \eta_{cp}^2) + (1 - 4\eta_{cp}^{1.5})(1 - \eta_{cp}^{1.5})^{1,0}} \quad (17)$$

Определяя численно или графически из (17) η_{cp} , по профилю концентрации, можно получить значение x_{cp} . Используя формулы (13) - (15) и выражения для профилей параметров, получим закон нарастания толщины пограничного слоя

$$\frac{d(y_2 - y_1)}{dx} = C_n K(\theta_0, x_n) \quad (18)$$

где

$$K(\theta_0, x_n) = \frac{A_3 + x_n A_1}{1,818(A_1 + K_n x_n A_2)} \frac{1 + K_n x_{cp}}{1 + x_{cp}};$$

$$A_1 = \int_0^1 \frac{(2\eta^{1,5} - \eta^3) d\eta}{1 - \frac{\theta_2 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}}; \quad A_2 = \int_0^1 \frac{(2\eta^{1,5} - \eta^3)^2 d\eta}{1 - \frac{\theta_2 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}};$$

$$A_3 = \int_0^1 \frac{d\eta}{1 - \frac{\theta_2 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}};$$

$$K'_n = \frac{V_0 K}{V_2}; \quad C_n = 0,27.$$

Для определения геометрической структуры начального участка используем закон сохранения потока импульса

$$\rho_{r0} u_{r0}^2 y_0^2 + \rho_{r0} x_0 u_{n0}^2 y_0^2 = 2 \int_0^{y_2} \rho_r u_r^2 y dy + 2 \int_0^{y_1} \rho_r x u_n^2 dy + \rho_{r1} u_{r1}^2 y_1^2 + \rho_{r1} x_1 u_{n1}^2 y_1^2 \quad (19)$$

Из (19) и выражений для профилей параметров получим

$$(1 + \bar{\theta} K_{n0}) u_{r0}^2 y_0^2 = u_{r2}^2 \{ 2y_2(y_2 - y_1) A_2 - 2(y_2 - y_1)^2 A_4 + 2K_n \bar{\theta} [y_2(y_2 - y_1) A_5 - (y_2 - y_1)^2 A_6] + (1 + \bar{\theta} K_n) y_1^2 \}, \quad (20)$$

где

$$\bar{A}_4 = \int_0^1 \frac{(2\eta^{1,5} - \eta^3)^2 \eta d\eta}{1 - \frac{\theta_2 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}}; \quad A_5 = \int_0^1 \frac{(2\eta^{1,5} - \eta^3)^3 d\eta}{1 - \frac{\theta_2 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}};$$

$$A_6 = \int_0^1 \frac{(2\eta^{1,5} - \eta^3)^3 \eta d\eta}{1 - \frac{\theta_2 - 1}{\theta_0} (1 - \eta^{1,5})^{1,6}}$$

Используя условия $x = x_n$, $y_1 = 0$, $y_2 = y_{2n}$, получим из (20)

$$\frac{y_{2n}}{y_0} = \frac{u_{r0}}{u_{rs}} \sqrt{\frac{1 + \bar{\sigma} K_{00}}{2[A_2 - A_4 + K_n \bar{\sigma} (A_5 - A_6)]}} \quad (21)$$

Решая совместно уравнения (18) и (21), определим положение наружных и внутренних границ начального участка, что в сочетании с заданными профилями параметров дает полное решение задачи о начальном участке плазменной струи с дисперсной твердой примесью.

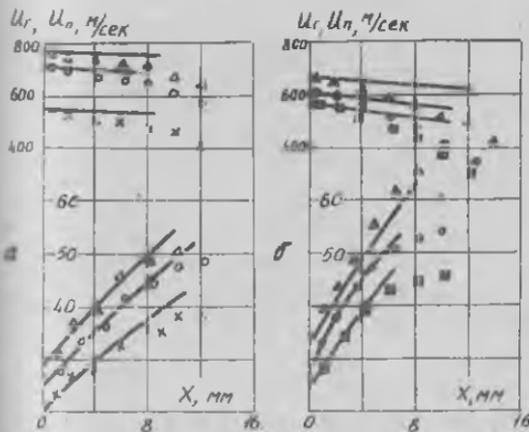
С целью проверки предложенной методики расчета экспериментально исследовалось положение наружных и внутренних границ зоны смешения плазменной струи аргона с окружающим воздухом, изменение осевых скоростей плазмы и примеси в пределах начального участка в зависимости от относительного расхода примеси, ее дисперсности и плотности.

Положение наружной границы зоны смешения определялось теневым методом с помощью прибора ИАВ-45Г. Измерение внутренних границ зоны смешения осуществлялось спектральным методом по глубине проникновения окружающего воздуха в струю аргона (анализируемые линии N_2 , $\lambda = 3371,3 \text{ \AA}$ и N_0 , $\lambda = 2478 \text{ \AA}$). Для измерений использовался спектрограф ИСП-30. Скорости плазменной струи и примеси определялись методом регистрации флуктуаций яркости плазмы и треков светящихся частиц примеси с помощью СФР - камеры в режиме непрерывной развертки.

Генератором плазмы служил плазмотрон ПН-4А с осевой стабилизацией дуги и цилиндрическим соплом диаметров 6 мм. Режим работы плазмотрона поддерживался постоянным, расход аргона составлял 1,4-1,6 г/с, мощность дуги - 9,5-11,1 кВт, заплата на срезе сопла - 1,5-2,0 $\times 10^6$ Дж/кг. Порошок вводился в канал сопла в 4 мм от среза по радиальному отверстию диаметром 2 мм, расход транспортирующего газа составлял 0,1-0,15 г/с. Эксперименты проводились с порошками Al_2O_3 ($\rho_r = 3,8 \text{ г/см}^3$), дисперсностью 40-63 мкм и 90-100 мкм, w ($\rho_r = 19,3 \text{ г/см}^3$) дисперсностью 40-63 и 71 - 90 мкм. Расход примеси изменялся от 0,25 до 2,9 г/с.

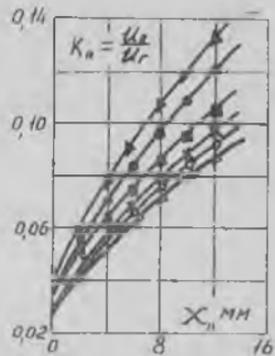
Результаты теневых измерений показали (в рамках экспериментального разброса), что положение наружных границ зоны смешения в пределах начального участка не зависит от изменения плотности, дисперсности и концентрации примеси. Спектральные измерения позволили установить уменьшение длины ядра струи при увеличении концентрации примеси, для порошка Al_2O_3 при $\bar{\sigma} = 0,17$ длина ядра составляла 8 мм, а при $\bar{\sigma} = 1,2$ - 5,7 мм.

Как видно из представленных на рис.2 результатов измерения скоростей, увеличение концентрации примеси приводит к снижению скорости газовой и твердой компонент струи. Отмечено значительное проскальзывание примеси относительно плазмы (рис.3) - порядка 0,03 и 0,04 для среза сопла и 0,06 - 0,10 для конца начального участка.



Р и с.2. Измерение скоростей плазмы и частиц дисперсной примеси вдоль оси струи:

при $W = 71-90 \text{ мкм}$; $-\Delta - G_n = 0,5 \text{ г/с}$;
 $-\circ - G_n = 1,6$; $-x - G_n = 2,25 \text{ (а)}$;
 при $Al_2O_3 = 90-100 \text{ мкм}$, $-\Delta - G_n = 0,25 \text{ г/с}$;
 $-\bullet - G_n = 1,7$; $-■ - G_n = 2,9$



Р и с.3. Изменение коэффициента проскальзывания вдоль оси струи:

при $W = 71-90 \text{ мкм}$; $-\Delta - G_n = 0,5 \text{ г/с}$; $-\circ - G_n = 1,6$; $-x - G_n = 2,25$; при $Al_2O_3 = 90-100 \text{ мкм}$,
 $-\Delta - G_n = 0,25 \text{ г/с}$; $-\bullet - G_n = 1,7$; $-■ - G_n = 2,9$

Для оценки результатов расчета о экспериментальными данными проведено сравнение следующих начальных условий: порошок Al_2O_3 дисперсностью 90-100 мкм, $G = 0,17$ и $1,2$, скорости порошка на срезе сопла $u_{p0} = 37$ и 25 м/с , скорости плазмы $u_{r0} = 625$ и 595 м/с , значения $\rho_{r0} = 2,04 \cdot 10^6$ и $1,57 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$ (корректировалась по [1]). Коэффициент K_n не поддается непосредственному теоретическому расчету, путем оценки по экспериментальным результатам его величина была принята равной 0,2, что представляется вполне разумным.

Из приведенных на рис.4 результатов расчета и экспериментальных данных видно, что методика расчета позволяет удовлетворительно описывать геометрическую структуру начального участка плазменной струи

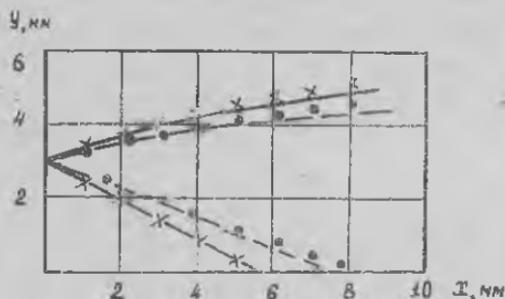


Рис. 4. Положение границ смешения турбулентного слоя:

- • - $\bar{\rho} = 0,17$; - x - $\bar{\rho} = 1,2$ (экспериментальные данные);
 - • - $\bar{\rho} = 0,17$; - x - $\bar{\rho} = 1,2$ (результаты расчета)

с примесью твердых частиц. Изменение скорости примеси в пределах начального участка хорошо описывается уравнением (8) с использованием коэффициента сопротивления $C_x = 9,8 Re^{-0,5}$ (см. рис. 2).

Изложенная методика расчета дает возможность решить задачу о начальном участке плазменной струи с дисперсной твердой примесью в зависимости от начальных условий истечения струи.

Л и т е р а т у р а

1. Суров Н.С. Экспериментальное исследование распределения параметров в однофазной и двухфазной дозвуковых плазменных струях. ТВГ, 1969, № 2.
2. Лаатс М.К., Фришман Ф.А. О допущениях, применяемых при расчете двухфазной струи. Изв. АН СССР, МЭГ, 1970, № 2.
3. Абрамович Г.Н. О влиянии примеси твердых частиц или капель на структуру турбулентной газовой струи. ДАН СССР, т. 190, 1970, № 5.
4. Абрамович Г.Н., Крашенинников С.Ю., Секундов А.Н. Турбулентные течения при воздействии объемных сил и неавтономности. М., "Машиностроение", 1975.
5. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.