

Ф. И. КИТАЕВ, Ю. Г. ЛЕКАРЕВ

О СКОРОСТИ ЧАСТИЦ НАПЫЛЯЕМОГО МАТЕРИАЛА В ПЛАЗМЕННОЙ СТРУЕ

Прочность сцепления с основным материалом и плотность покрытий, полученных напылением, существенно зависят от скорости и температуры частиц напыляемого материала. Экспериментально, методом скоростной киносъемки, скорость частиц в струе определялась в ряде работ. Однако исследовать движение частиц в наиболее эффективном, для нагрева высокотемпературном участке струи (в канале сопла и в ядре) данным методом весьма затруднительно. Во всех работах экспериментальные значения скорости приводятся, начиная примерно с 50 мм от среза сопла. В связи с этим определение скорости частиц и времени полета их в струе расчетным путем, особенно в ее высокотемпературном участке, представляет значительный интерес. Зная скорость и время полета в любом участке струи, можно рассчитать температуру частиц и установить влияние на величину этой температуры таких факторов, как мощность дугового разряда, расход и состав плазмообразующего газа, размер частиц и траектория их полета, дистанция напыления.

В настоящей работе предпринята попытка исследовать теоретически движение частиц напыляемого материала (порошка) в струе плазмы.

Принципиальная схема затопленной плазменной струи приведена на рис. 1. Струя имеет внутренние 1 и внешние границы 2. Участок струи от среза сопла до сечения EF , проходящего через точку пересечения внутренних границ, называется начальным, участок за сечением EF — основным. Область между внутренними границами представляет собой ядро струи, область между внутрен-

для практики точно рассчитать параметры высокотемпературной плазменной струи.

Ординаты внутренней и внешней границ струи и длина начального участка могут быть определены по уравнениям [2]:

$$y_1 = \frac{d_c}{2} - cD_2k(\theta)x; \quad y_2 = \frac{d_c}{2} + c(1 - D_2)k(\theta)x; \quad L = \frac{d_c}{2cD_2k(\theta)}. \quad (1)$$

Здесь

$$k(\theta) = \frac{\theta - \theta^\beta}{1,82(1 - \beta)(\theta - 1)D_1}; \quad D_1 = \frac{2}{2,5 - \beta} - \frac{1}{4 - \beta};$$

$$D_2 = \frac{4}{4 - \beta} - \frac{4}{5,5 - \beta} + \frac{1}{7 - \beta}; \quad \theta = \frac{I_1}{I_2}; \quad c = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{(1 - D_2)k(\theta)}; \quad (2)$$

I_1 — полная энтальпия газа на внутренней границе (а также на срезе сопла);

I_2 — энтальпия окружающей среды;

c — экспериментальная константа;

β — коэффициент, зависящий от пределов изменения температуры и вида плазмы;

α — угол наклона внешней границы к оси струи; x — расстояние от среза сопла; d_c — диаметр сопла.

Формулы (1) и (2) применимы при $\theta \gg 1$ и $\beta \neq 1$.

Скорость и энтальпия струи в зоне смешения начального участка могут быть найдены из соотношений [3]:

$$\frac{U_1 - U_c}{U_1} = (1 - \eta^{3/2})^2; \quad \frac{I_1 - I_c}{I_1 - I_2} = 1 - \eta. \quad (3)$$

Здесь η — безразмерная ордината

$$\eta = \frac{y - y_2}{y_1 - y_2}; \quad (4)$$

y — ордината произвольной точки зоны смешения;

y_1 и y_2 — ординаты внутренней и внешней границ струи, определяемые по уравнениям (1); U_c и I_c — скорость и энтальпия струи в произвольной точке зоны смешения; U_1 — скорость струи на внутренней границе (а также на срезе сопла).

Скорость и энтальпия струи на оси основного участка определяются по уравнениям [1]:

$$U_m = U_1 \cdot \exp\left(-\frac{\ln Y_2^*}{1 - 0,5\beta}\right); \quad (5)$$

$$I_m = (I_1 - I_2) \exp\left(-\frac{\ln Y_2^*}{1 - 0,5\beta}\right) + I_2, \quad (6)$$

где U_m и I_m — осевая скорость и осевая энтальпия струи;

Y_2^* — безразмерная величина,

$$Y_2^* = D_2 \left[1 + 2(1 - D_2)cK(\theta) \frac{x}{d_c} \right]. \quad (7)$$

Полная среднемассовая энтальпия струи на срезе сопла равна

$$I_1 = \frac{N_d}{G_r} \eta_T + I_2, \quad (8)$$

где N_d — мощность дугового разряда; G_r — расход плазмообразующего газа; η_T — тепловой к. п. д. плазменной горелки; I_2 — энтальпия газа на входе в горелку.

Зная энтальпию I_1 , I_c и I_m , можно определить температуру и все теплофизические свойства газа в рассматриваемых участках плазменной струи [4]. Средняя скорость струи на срезе сопла U_1 может быть приближенно оценена расчетным путем и более точно найдена экспериментально [2].

При выводе уравнений движения частицы в плазменной струе принимаем следующие допущения: 1) пренебрегаем действием силы тяжести и подъемной силы как величинами малыми; 2) считаем, что концентрация частиц в струе незначительна и присутствие твердой фазы не оказывает влияния на параметры струи; 3) при полете в струе столкновений частиц не происходит, форма и размеры частиц не изменяются.

Уравнение движения частицы в струе без учета силы тяжести и подъемной силы запишется в виде:

$$m \frac{dV}{d\tau} = \pm \frac{\rho \omega^2}{2} C_x F, \quad (9)$$

где m , C_x и F — соответственно масса, коэффициенты лобового сопротивления и площадь миделевого сечения частицы;

$\omega = U - V$ — относительная скорость частицы; U — скорость струи; V — скорость частицы; ρ — плотность газа.

Известно, что частицы напыляемого материала (порошка) не являются сферическими. Для частиц неправильной формы (округлых, окатанных, без резких выступов) коэффициент лобового сопротивления в зависимости от режима обтекания может быть найден по формулам [5]:

$$C_x = 9,8 Re^{-0,5} \quad (1 < Re < 30); \quad C_x = Re^{-1} \quad (0,05 < Re < 1);$$

$$Re = \frac{\omega d_T}{\nu}. \quad (10)$$

Здесь Re — критерий Рейнольдса, d_T — определяющий геометрический размер частицы; ν — коэффициент кинематической вязкости газа.

При вводе напыляемого материала в плазменную струю скорость частиц вдоль оси струи в начальный момент времени равна нулю и в поперечном направлении — начальной скорости, с которой частицы входят с потоком транспортного газа.

Рассмотрим движение частицы в канале сопла и в ядре вдоль оси струи. Считаем, что скорость и энтальпия струи на этом участке постоянны и равны их средним значениям на срезе сопла U_1

и I_1 ; постоянными будут также плотность и коэффициент кинематической вязкости газа.

Как показывают расчеты, для частиц размером 40—90 мкм при полете в канале сопла и в ядре струи критерий $Re > 1$. Подставляя в уравнение (9) значения m , F , C_x и U_1 , после преобразований получим

$$\frac{dW}{(1-W)^{3/2}} = A_1 d\tau \quad (Re > 1). \quad (11)$$

Здесь $A_1 = \frac{7,35 \rho v^{1/2} U_1^{1/2}}{\rho_T d_T^{3/2}}$ — постоянный коэффициент;

$W = \frac{V_x}{U_1}$ — безразмерная скорость частицы;

d_T — диаметр частицы;

ρ — плотность напыляемого материала.

Так как

$$\frac{dV_x}{d\tau} = \frac{dV_x}{dX} V_x,$$

уравнение (9) приводится также к виду

$$\frac{W dW}{(1-W)^{3/2}} = B_1 dX \quad (Re > 1), \quad (12)$$

где $B_1 = \frac{A_1}{U_1}$.

В связи с тем, что при полете в канале сопла и в ядре струи $\frac{dV_x}{d\tau} > 0$ в правой части уравнений (11) и (12) берется знак «плюс».

Интегрируя (11) и (12), найдем

$$\tau = \frac{2}{A_1} \left(\frac{1}{\sqrt{1-W}} - 1 \right) \quad (Re > 1) \quad (13)$$

$$X = \frac{2}{B_1} \left[\frac{2(1 - \sqrt{1-W}) - W}{\sqrt{1-W}} \right]. \quad (14)$$

Уравнения (13) и (14) связывают время полета частицы τ и путь ее X в канале сопла и в ядре струи (в координатах XU) с безразмерной скоростью W .

Если критерий $Re < 1$ уравнение (9) после соответствующих преобразований приводится к виду

$$\frac{dW}{1-W} = A_2 d\tau \quad \text{и} \quad \frac{W dW}{1-W} = B_2 dX,$$

где

$$A_2 = \frac{18\rho v}{\rho_T d_T^2}; \quad B_2 = \frac{A_2}{U_1}.$$

После интегрирования получим

$$\tau = -\frac{1}{A_2} \ln(1-W); \quad X = -\frac{1}{B_2} [W + \ln(1-W)] \quad (Re < 1). \quad (15)$$

Аналогичное решение для случая движения частиц в канале сопла при $Re < 1$ приведено в работе [6]; там же рассмотрено движение частиц в направлении перпендикулярном оси струи.

Изменение скорости струи на оси основного участка задано уравнением (5). С учетом (7) оно приводится к виду

$$U_m = \frac{U_1}{n_1^n (1 + n_2 X)^n}, \quad (16)$$

где

$$n = \frac{1}{1 - 0,5\beta}; \quad n_1 = D_2; \quad n_2 = \frac{2c(1 - D_2)K(\theta)}{d_c}.$$

Подставляя значения m , F , C_x и U_m в уравнение (9), найдем

$$\begin{aligned} \frac{dV_x}{d\tau} &= \pm \frac{7,35 \rho \nu^{1/2}}{\rho_T d_T^{3/2}} \left[\frac{U_1}{n_1^n (1 + n_2 X)^n} - V \right]^{3/2} (Re > 1); \\ \frac{dV_x}{d\tau} &= \frac{18 \rho \nu}{\rho_T d_T^2} \left[\frac{U_1}{n_1^n (1 + n_2 X)^n} - V \right] (Re < 1). \end{aligned} \quad (17)$$

Введем обозначения

$$n_2 X = \zeta, \quad \frac{V_x}{U_1 n_1^{-n}} = z, \quad U_1 n_1^{-n} n_2 \tau = t, \quad (18)$$

$$\frac{7,35 \cdot n_1^{n/2}}{U_1^{1/2} n_2 \rho_T d_T^{3/2}} = B_3, \quad \frac{18 n_1^n}{U_1 n_2 \rho_T d_T^2} = B_4,$$

где ζ — безразмерный путь; z — безразмерная скорость частицы; t — безразмерное время; B_3 и B_4 — постоянные коэффициенты.

Запишем уравнения в безразмерной форме:

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dt} &= \pm B_3 \rho(\zeta) \nu^{1/2}(\zeta) \left[\frac{1}{(1 + \zeta)^n} - z \right]^{3/2} (Re > 1); \\ \frac{dz}{dt} &= B_4 \rho(\zeta) \nu(\zeta) \left[\frac{1}{(1 + \zeta)^n} - z \right] (Re < 1). \end{aligned}$$

Умножив левую и правую части уравнений на $d\zeta$, после преобразований получим уравнения движения частицы вдоль оси основного участка в окончательном виде:

$$\begin{aligned} z dz &= \pm B_3 \rho(\zeta) \nu^{1/2}(\zeta) \left[\frac{1}{(1 + \zeta)^n} - z \right]^{3/2} d\zeta (Re > 1). \\ z dz &= B_4 \rho(\zeta) \nu(\zeta) \left[\frac{1}{(1 + \zeta)^n} - z \right] d\zeta (Re < 1). \end{aligned} \quad (19)$$

Энтальпия, плотность и вязкость газа на оси основного участка непрерывно изменяются. Так как энтальпия на оси

$$I_m = \frac{I_1 - I_2}{n_1^n (1 + \zeta)^n} + I_2,$$

плотность и коэффициент кинематической вязкости газа, входящие в уравнения (19), можно представить как функции безразмерного пути ζ (заданные в форме таблиц или графиков).

Рассмотрим случай движения частицы в начальном участке струи по некоторой траектории q (рис. 1). Траектория частицы пересечется с границей ядра в точке M и с плоскостью, проходящей по срезу сопла, в точке p , расположенной на расстоянии r от оси. Отношение $\frac{r}{r_c}$ (r_c — радиус сопла) характеризует положение траектории частицы относительно оси струи. Так как наклон траектории частицы к оси струи невелик ($\cos\varphi \approx 1$), можно считать, что путь частицы в ядре равен x_1 , а путь в зоне смешения $L - x_1$.

Определим путь частицы в ядре x_1 . Из геометрических соотношений найдем

$$y_1 = \frac{r}{r_c} (x_1 \operatorname{tg} \alpha + r_c).$$

После подстановки y_1 из (1) и $\operatorname{tg} \alpha$ из (2) получим

$$x_1 = \frac{r_c - r}{cK(\theta) \left[D_2 \left(1 - \frac{r}{r_c} \right) + \frac{r}{r_c} \right]}. \quad (20)$$

Определим безразмерную ординату η_q произвольной точки N на траектории частицы как функцию безразмерного расстояния ζ_1 . Из чертежа найдем y , y_1 и y_2 ; после подстановки их значений в формулу (4) и довольно громоздких преобразований, которые не приводятся, получим

$$\eta_q = \left(1 + \frac{a_1}{\zeta_1 + a_2} \right) a_3, \quad (21)$$

где

$$a_1 = \frac{1}{c(1 - D_2)K(\theta)}; \quad a_2 = \frac{1 - \frac{r}{r_c}}{cK(\theta) \left[D_2 \left(1 - \frac{r}{r_c} \right) + \frac{r}{r_c} \right]}; \quad a_3 = (1 - D_2) \left(1 - \frac{r}{r_c} \right);$$

$\zeta_1 = \frac{q}{r_c}$ — безразмерное расстояние;

q — расстояние от точки M (границы ядра струи).

Согласно (3) скорость и энтальпия струи вдоль траектории полета частицы будут определяться из соотношений:

$$U_c = U_1 [1 - (1 - \eta_q^{3/2})^2], \quad I_c = (I_1 - I_2) \eta_q + I_2.$$

Подставляя m , F , C_x и U_c в (9) и обозначив

$$\frac{v}{U_1} = W, \quad \frac{U_c}{U_1} = Y(\zeta_1), \quad \frac{U_c}{r_c} \tau = t, \quad \frac{7.35 r_c}{\rho_T d_T^{3/2} U_1^{1/2}} = B_5, \quad \frac{18 r_c}{\rho_T d_T^2 U_1} = B_6,$$

после преобразований, аналогичных приведенным выше, получим уравнения движения частицы в зоне смешения начального участка струи в окончательном виде:

$$WdW = \pm B_5 \rho(\zeta_1) v^{1/2}(\zeta_1) [\Psi(\zeta_1) - W]^{3/2} d\zeta_1 \quad (Re > 1); \quad (22)$$

$$WdW = B_6 \rho(\zeta_1) v(\zeta_1) [\Psi(\zeta_1) - W] d\zeta_1 \quad (Re < 1).$$

Здесь W — безразмерная скорость частицы, $\Psi(\zeta_1)$ — безразмерная скорость струи; t — безразмерное время; B_5 и B_6 — постоянные коэффициенты; $\rho(\zeta_1)$ и $v(\zeta_1)$ — плотность и коэффициент кинематической вязкости газа, представляемые как функции безразмерного пути ζ_1 .

Численным интегрированием уравнений (19) и (22) можно определить скорость частиц и время полета их вдоль оси основного и в зоне смешения начальных участков плазменной струи.

На рис. 2 приведены графики скорости и времени полета частиц ZrO_2 и Al_2O_3 в азотной плазменной струе; расчет производился по уравнениям (13), (14), (19) и (22).

Анализ графиков показывает:

1. Разгон частиц, движущихся вдоль оси плазменной струи, происходит на участке длиной (5—6) d_c , считая от среза сопла; длина участка при заданных параметрах струи зависит от массы частиц. Достигнув максимального значения в конце участка разгона, скорость частиц начинает снижаться, однако это снижение для крупных частиц (40 $\mu\text{м}$ и более) при удалении их от среза сопла до 150 мм является незначительным. Максимальная скорость частиц на 20—30% выше их скорости при выходе из ядра струи.

2. Разгон периферийных частиц с траекторией полета $\frac{r}{r_c} > 0,6$ заканчивается на расстоянии (2,5—3) d_c от среза сопла. В переходном сечении струи скорость периферийных частиц близка к максимальной, причем она на 15—18% ниже скорости частиц, находящихся на оси струи. Так как скорость последних за переходным сечением продолжает возрастать, скорость периферийных частиц на достаточном удалении от среза сопла будет на 30—40% ниже скорости частиц в центре струи.

3. Масса частиц оказывает существенное влияние на их скорость и время полета в струе. Для частиц Al_2O_3 и ZrO_2 размером 40—60 $\mu\text{м}$ время полета в высокотемпературном участке струи (в канале сопла и в ядре) составляет от $3,8 \cdot 10^{-4}$ до $6,3 \cdot 10^{-4}$ сек ; что значительно больше, чем это принято для ориентировочных расчетов в ряде работ.

4. Время нахождения частиц в высокотемпературном участке струи зависит от траектории их полета; для периферийных частиц оно на 25—40% меньше, чем для частиц, расположенных на оси струи. Температура частиц в центре и на периферии струи, в связи с этим, будет существенно различаться.

Экспериментально скорость частиц определялась методом скоростной киносъемки; съемка производилась камерой СКС-1М.

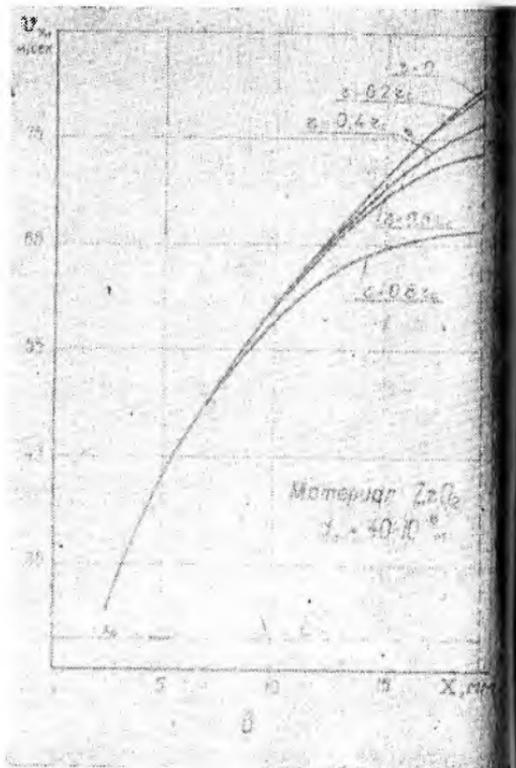
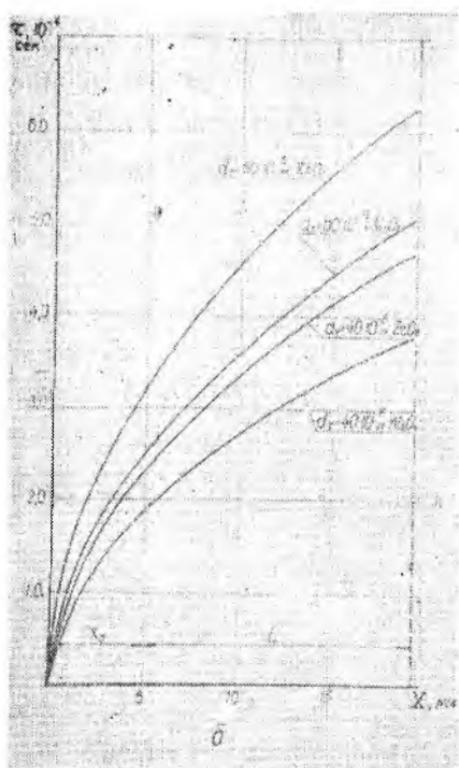
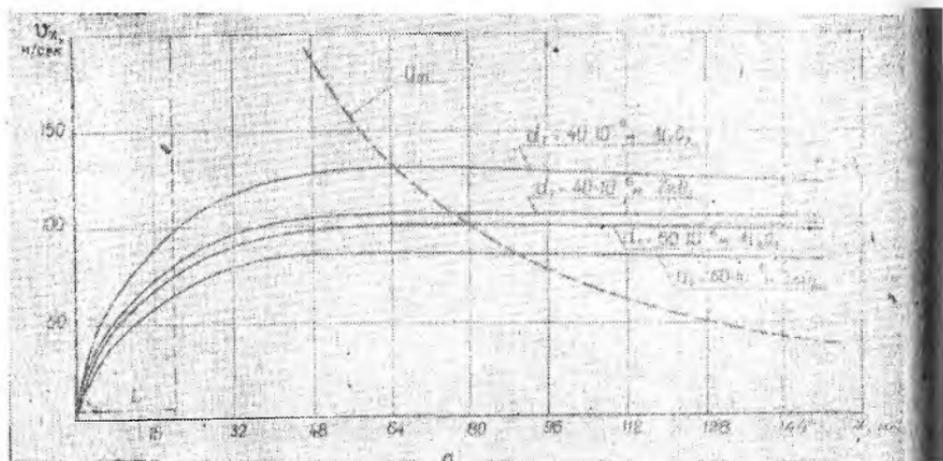


Рис. 2. Графики скорости и времени полета частиц ZrO_2 и Al_2O_3 в азотной плазменной струе ($N_g = 28,8$ кВт; $G_r = 1,27 \cdot 10^{-3}$ кг/сек; $d_0 = 7,8$ мм)
 а — скорость частиц U_x в центре плазменной струи; б — время полета частиц τ в канале сопла и в ядре струи; в — скорость частиц U_x в начальном участке плазменной струи в зависимости от траектории их полета $\frac{r}{rc}$

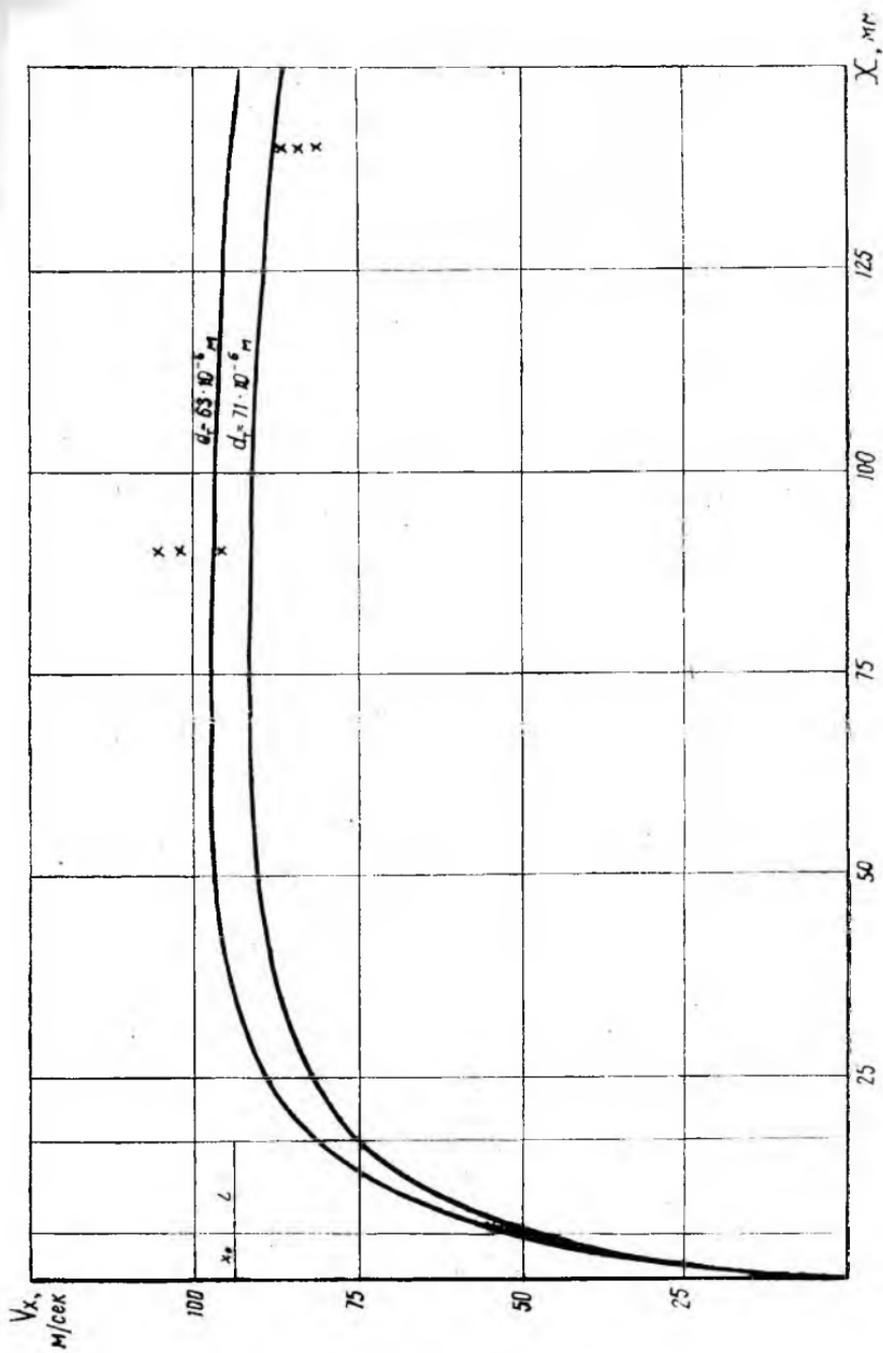


Рис. 3. Скорость полега частиц ZrO_2 вдоль оси азотной плазменной струи ($N_g = 29 \text{ кгт}$; $G_r = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ кг/сек}$; $d_c = 6 \text{ мм}$). \times — экспериментальные точки.

Распылялся порошок ZrO_2 , с размером частиц 63—71 мкм на режиме: мощность дугового разряда 29 кВт; расход азота $1,2 \cdot 10^{-3}$ кг/с (60 л/мин), диаметр сопла 6 мм. На пути частиц ~ 70 мм от среза сопла устанавливался водоохлаждаемый экран, который выделял поток частиц, движущихся близко к оси плазменной струи отсечка периферийные; скорость частиц измерялась за экраном на расстоянии 90 и 140 мм от среза сопла.

Результаты расчета скорости частиц при полете вдоль оси струи и опытные данные показаны на рис. 3. Из рисунка видно, что опытные данные удовлетворительно согласуются с теоретическими (расхождение не превышает 16%).

ЛИТЕРАТУРА

1. Се Сян-Чунь. Распространение плазменной струи в затопленном пространстве. Известия академ. наук СССР. Механ. и машиностр., № 3, 1962.
2. В. Ф. Сивиркин. Теоретическое и экспериментальное исследование высокотемпературной аргоновой струи. Канд. диссерт. Куйбышев, 1965.
3. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. Физматгиз, М., 1960.
4. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Физматгиз, М., 1963.
5. З. Р. Горбис. Теплообмен дисперсных сквозных потоков. Изд. Энергия, М—Л, 1964.
6. С. Ю. Шаривкер, А. Н. Краснов. Возможность получения крупных сферических частиц перпендикулярной подачей мелкого порошка в плазменную струю. Порошковая металлургия, № 3, 1966.