

УДК 537.527

## ДУГОВОЙ КАНАЛ ПРИ СВАРКЕ НЕПОДВИЖНЫМ ПЛАВЯЩИМСЯ ЭЛЕКТРОДОМ

*В. О. Бушма, С. А. Сиятсков, Н. Ю. Сыряная*  
Московский энергетический институт, Москва, Россия

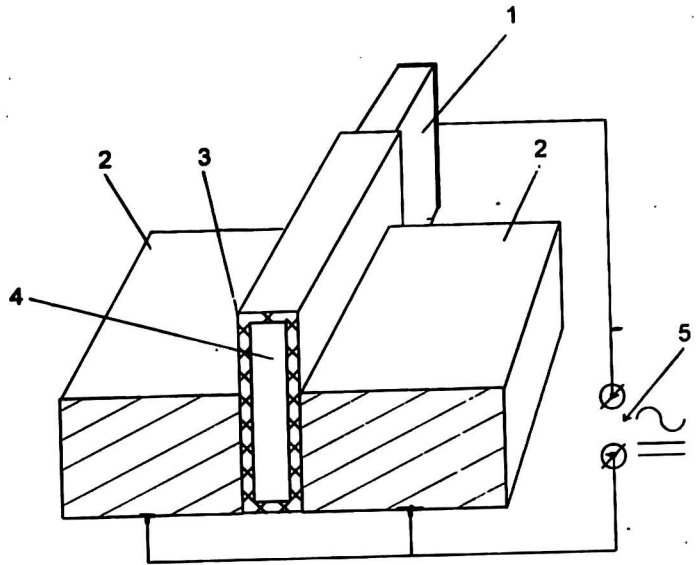
*Предложена модель, объясняющая возникновение упорядоченного, периодического движения дуги в щелевой разделке. Определена индукция магнитного поля в канале. Показано, что напряженность магнитного поля в канале зависит от тока, протекающего по пластинчатому электроду, и практически не зависит от тока, протекающего по частям изделия. Наличие самоорганизации при движении дуги в узком канале может рассматриваться как результат действия изменяющихся массовых сил. В первом приближении баланс сил складывается из трех объемных сил: силы электромагнитного характера, имеющей направление к центру дугового канала; силы электромагнитного трения, зависящей от скорости дуги, и газодинамической силы, зависящей от скорости дуги и ее положения в канале. Выполнен топологический анализ полученной динамической системы уравнений. Топологическая структура системы представляет неустойчивый фокус, расположенный между двумя седлами. Проведен численный анализ решения от обобщенного параметра среды дугового канала.*

В процессе дуговой сварки при определенных условиях может возникнуть явление самоорганизации, заключающееся в самостоятельном, упорядоченном движении дуги. Это явление наблюдается при помещении дуги в узкий зазор [1], как это осуществляется при дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом (ДС НПЭ). Сборка свариваемого стыка при сварке НПЭ показана на рис. 1. При выполнении сварки электрическая дуга горит между пластинчатым электродом и переплавляемым основным металлом, расплав переносится от электрода в сварочную ванну, где происходит его кристаллизация. Проведенная экспериментальная скоростная съемка процесса показала, что электрическая дуга при сварке совершает самостоятельные упорядоченные периодические перемещения между торцем электрода и распределенной сварочной ванной.

Периодическое движение дуги может возникнуть при наличии периодически изменяющихся сил, воздействующих на нее. При экспериментальных наблюдениях было отмечено наличие изменяющихся потоков газа из дугового канала. Это указывало на то, что природа одной из сил обусловлена газодинамическими по-

тока, возникающими в дуговом канале из-за испарения металла и диэлектрического покрытия.

Рис. 1. Сборка свариваемого стыка при сварке в щелевую разделку: 1 — пластинчатый электрод; 2 — части изделия; 3 — диэлектрическое покрытие; 4 — торец пластинчатого электрода; 5 — место подключения источника питания постоянного или переменного тока



Другой силой, действующей на дугу, является сила магнитного происхождения, возникающая из-за протекания значительных сварочных токов по пластинчатому электроду и основному металлу.

Для определения напряженности магнитного поля в дуговом канале, создаваемой протекающим по электроду током, решали задачу с граничными условиями Неймана о распределении потенциала в пластинчатом электроде при наличии узкого стока тока (рис. 2).

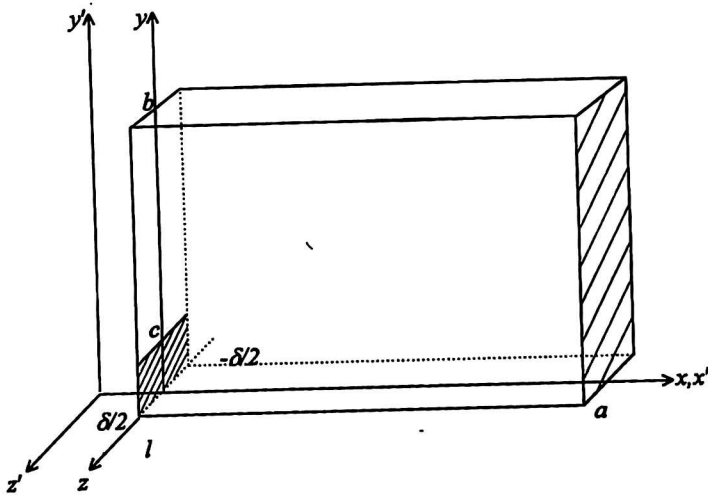


Рис. 2. К определению распределения потенциала пластинчатого электрода

Уравнение для потенциала пластины имеет вид

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0.$$

При граничных условиях имеем:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} (y = 0) = \frac{\partial \varphi}{\partial y} (y = b) = 0; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} (x = a) = \frac{I \rho_m}{\delta b},$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} (x = 0) = \begin{cases} \frac{I \rho_m}{\delta(c-l)}, & l \leq y \leq c \\ 0, & 0 \leq y < l, c < y \leq b. \end{cases}$$

Применяя метод разделения переменных [2], для потенциала пластины получим

$$\varphi = \frac{I \rho_m}{b \delta} x - \frac{2I \rho_m b}{(c-l) \delta} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\left( \sin \frac{\pi k c}{b} - \sin \frac{\pi k l}{b} \right)}{(\pi k)^2} \times \frac{c b \left[ \frac{\pi k}{b} (x-a) \right] \cos \frac{\pi k y}{b}}{s b \frac{\pi k a}{b}},$$

где  $\varphi$  — потенциал пластины;  $I$  — электрический ток пластины;  $\rho_m$  — удельное сопротивление материала электрода;  $c, l$  — координаты стока тока;  $a, b, \delta$  — геометрические размеры пластинчатого электрода, причем  $a, b \gg \delta$ .

На рис. 3 показано распределение потенциала электрода при положении узкого стока в середине дугового канала. Потенциал пластины практически везде распределен равномерно и лишь вблизи стока, на расстоянии порядка высоты электрода, распределение отличается от равномерного.

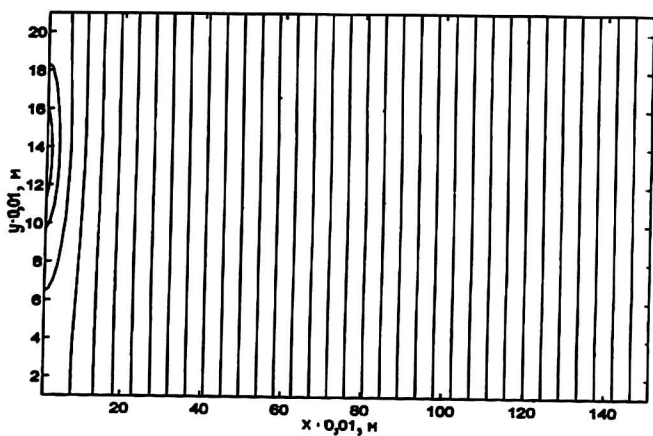


Рис. 3. Распределение потенциала в пластинчатом электроде длиной 150 мм, высотой  $b = 20$  мм и толщиной  $\delta = 2$  мм при расположении стока в середине пластины.

Величина тока  $I = 600$  А (параметры стока тока  $c = 15$  мм,  $l = 10$  мм)

Плотность тока пластины

$$J = \sigma_m \left[ i \frac{\partial \varphi}{\partial x} + j \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right] = i j_x + j j_y,$$

где  $\sigma_m$  — проводимость материала пластины;

$i, j$  — единичные орты по координатным осям;

$j_x, j_y$  — проекции плотности тока пластины на координатные оси.

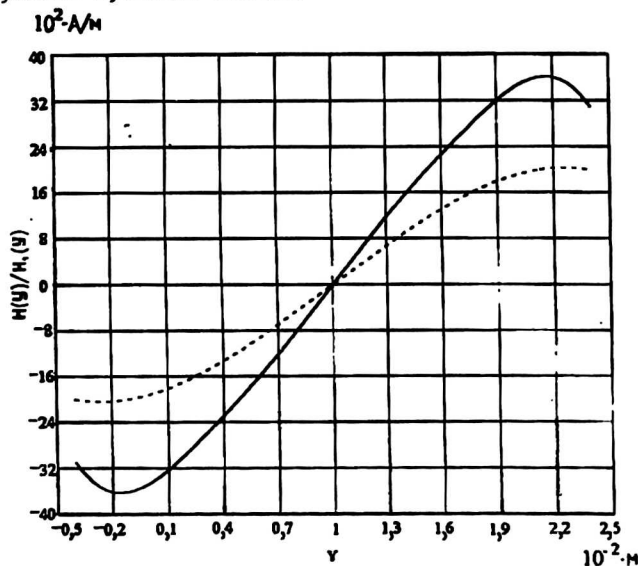
При определении магнитного поля, создаваемого в зазоре током электрода, будем искать лишь поперечную составляющую магнитного поля, так как именно эта составляющая оказывает наибольшее влияние на движущуюся дугу. Будем предполагать, что производится сварка изделия из аустенитной стали, и магнитная проницаемость  $\mu \approx 1$ . Напряженность поперечного магнитного поля, создаваемого в канале током электрода,

$$H_z = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{[J \times R]_z}{R^3} dV,$$

где  $[J \times R]_z = j_x R_y - j_y R_x$  — проекция векторного произведения радиус-вектора и плотности тока на ось  $z$ ;  
 $dV$  — элемент объема пластины, равный  $\delta dx dy$ .

Интегрирование выполняли численно для различных значений высот электрода  $b$ . На рис. 4 приведен график численного расчета среднего поперечного магнитного поля, создаваемого током электрода  $I = 600$  А в электроде толщиной  $\delta = 2$  мм и высотой  $b = 20$  мм. Штриховой линией на графике показана напряженность магнитного поля, создаваемого в зазоре током, равномерно распределенным по электроду. Неравномерность распределения потенциала вблизи стока приводит к увеличению поперечного магнитного поля в зазоре по сравнению со случаем равномерного распределения потенциала электрода. Напряженность поперечного магнитного поля изменяется при движении дуги в зазоре, причем магнитное поле имеет такое направление, что сила, создаваемая им, действует на дугу в направлении середины узкого дугового канала.

Рис. 4. Среднее поперечное магнитное поле, создаваемое в середине дугового канала током пластинчатого электрода;  
 ток электрода  $I = 600$  А; высота электрода  $b = 20$  мм



Для определения напряженности магнитного поля, создаваемого в дуговом канале протекающим по основному металлу током, определяли распределение потенциала в одной из частей свариваемого изделия (рис. 5). В каждую из свариваемых частей изделия поступает равномерно половина тока пластинчатого электрода. Места токоподключения к пластине заштрихованы. На незаштригованных поверхностях пластины имеют место нулевые условия Неймана. В каждую из свариваемых частей изделия ток втекает на площади  $(c-l)(f-g)$ , а сток тока происходит равномерно с площади  $b \times a$ . Уравнение для потенциала одной части изделия имеет вид

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z'^2} = 0.$$

При граничных условиях

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial x'} (x' = 0) = \frac{\partial \varphi_1}{\partial x'} (x' = a) = 0, \quad \frac{\partial \varphi_1}{\partial y'} (y' = 0) = \frac{\partial \varphi_1}{\partial y'} (y' = b) = 0,$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial z'} (z' = -\delta/2) = \begin{cases} \frac{I\rho_m}{2(c-l)(f-g)}, & l \leq y' \leq c, g \leq x' \leq f, \\ 0, & 0 \leq y' < l, c < y' \leq b, \\ & 0 \leq x' < g, f < x' \leq a \end{cases}$$

$$\frac{\partial \varphi_1}{\partial z'} z' = -d - \delta/2 = \frac{I\rho_m}{2ab},$$

- где  $b, a, d$  — размеры одной части свариваемого изделия;  
 $c, l, f, g$  — координаты площади втекающего тока;  
 $\varphi_1$  — потенциал одной части изделия;  
 $\rho_m$  — удельное сопротивление материала изделия (считаем, что материал электрода и изделия одинаковы);  
 $\delta$  — толщина пластинчатого электрода;  
 $I$  — электрический ток электрода.

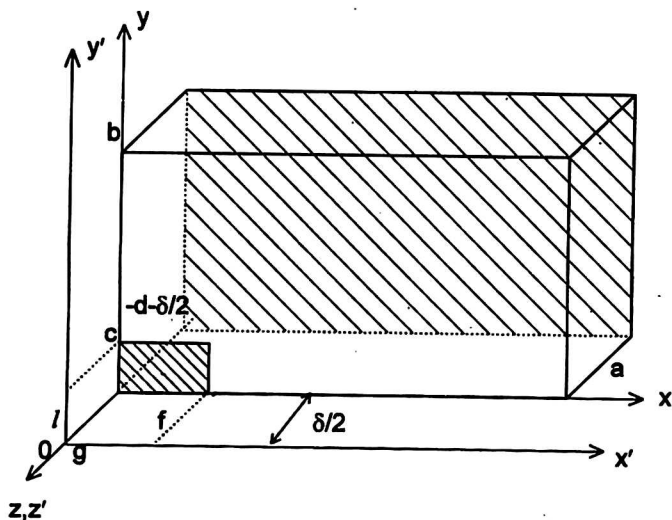


Рис. 5. К определению распределения потенциала в частях изделия

Воспользуемся преобразованием координат:  $x = x', y = y', z = z' + \delta/2$  и применим метод разделения переменных [2]. Для потенциала одной части изделия в исходных координатах получим

$$\varphi_1(x', y', z') = \frac{I\rho_m}{2ab} \left( z' + \frac{\delta}{2} \right) + \frac{2I\rho_m}{(c-l)(f-g)} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left[ \sin \frac{\pi n f}{a} - \sin \frac{\pi n g}{a} \right]}{\pi n} \times$$

$$\times \frac{\left[ \sin \frac{\pi n c}{b} - \sin \frac{\pi n l}{b} \right] c b \left[ \sqrt{\lambda_{nm}} \left( z' + d + \frac{\delta}{2} \right) \right]}{\pi \sqrt{\lambda_{nm}} s b \left( \sqrt{\lambda_{nm}} d \right)} \cos \frac{\pi n x'}{a} \cos \frac{\pi n y'}{b}.$$

Аналогично для потенциала второй части изделия получим

$$\varphi_2(x', y', z') = \frac{I\rho_M}{2ab} \left( z' - \frac{\delta}{2} \right) - \frac{2I\rho_M}{(c-l)(f-g)} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left[ \sin \frac{m\pi f}{a} - \sin \frac{m\pi g}{a} \right]}{m\pi} \times$$

$$\times \frac{\left[ \sin \frac{n\pi c}{b} - \sin \frac{n\pi l}{b} \right] cb \left[ \sqrt{\lambda_{mn}} \left( z' - d - \frac{\delta}{2} \right) \right]}{n\pi \sqrt{\lambda_{mn}} sb \left( \sqrt{\lambda_{mn}} d \right)} \cos \frac{m\pi x'}{a} \cos \frac{n\pi y'}{b},$$

где  $\varphi_1(x', y', z')$  и  $\varphi_2(x', y', z')$  — потенциалы первой и второй частей изделия;  
 $\lambda_{mn}$  — собственные числа, определяемые соотношением

$$\lambda_{mn} = \pi^2 \left( \frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right), \quad m, n = 1, 2, 3, \dots$$

Плотность тока в основном металле определяется соотношением

$$J_M = -\sigma_M \text{grad } \varphi = -\sigma_M \left[ i \frac{\partial \varphi}{\partial x'} + j \frac{\partial \varphi}{\partial y'} + k \frac{\partial \varphi}{\partial z'} \right] = ij_{Mx} + jj_{My} + kj_{Mz},$$

где  $\sigma_M$  — проводимость основного металла;  
 $i, j, k$  — единичные орты по осям  $x', y', z'$ ;  
 $j_{Mx}, j_{My}, j_{Mz}$  — проекции плотности тока одной части изделия на соответствующие оси.

Принимая, что ось дугового канала совпадает с  $y'$ , для поперечного магнитного поля  $H_{z1}$ , создаваемого в дуговом канале одной частью изделия, можно получить

$$H_{z1} = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{[J_M \times R]_z}{R^3} dV = \frac{1}{4\pi} \int_0^{a-b-d-\delta/2} \int_0^{b-d-\delta/2} \int_{-\delta/2}^{\delta/2} \frac{[j_{Mx}(y_0 - y') - j_{My}(x_0 - x')] dx' dy' dz'}{\left[ (x_0 - x')^2 + (y_0 - y')^2 + (z_0 - z')^2 \right]^{1,5}},$$

где  $x_0, y_0, z_0$  — координаты точки определения магнитного поля;  
 $R$  — радиус-вектор с координатами  $\{x_0 - x', y_0 - y', z_0 - z'\}$ .

Аналогичное выражение можно получить для поперечного магнитного поля  $H_{z2}$ , создаваемого в дуговом канале второй частью изделия.

Окончательно после суммирования полей  $H_{z1}$  и  $H_{z2}$  получим для поперечного магнитного поля  $H_{z0}$ , создаваемого протекающим током основного металла:

$$H_{z0} = H_{z1} + H_{z2} = 2H_{z1} = \frac{I}{\pi(c-l)(f-g)} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left[ \sin \frac{m\pi f}{a} - \sin \frac{m\pi g}{a} \right]}{a n \pi} \times$$

$$\times \frac{\left[ \sin \frac{n\pi c}{b} - \sin \frac{n\pi l}{b} \right]}{\sqrt{\lambda_{mn}} sb \left( \sqrt{\lambda_{mn}} d \right)} \times \int_0^a \sin \frac{m\pi x'}{a} dx' \times \int_0^b \cos \frac{n\pi y'}{b} (y_0 - y') dy' \times$$

$$\times \int_{-\delta/2}^{-d-\delta/2} \frac{cb \left[ \sqrt{\lambda_{mn}} \left( z' + d + \frac{\delta}{2} \right) \right] dz'}{\left[ x'^2 + (y_0 - y')^2 + z'^2 \right]^{1,5}} - \frac{I}{\pi(c-l)(f-g)} \times$$

(см. продолжение формулы на стр. 35)

$$\times \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left[ \sin \frac{m \pi f}{a} - \sin \frac{m \pi g}{a} \right] \left[ \sin \frac{n \pi c}{b} - \sin \frac{n \pi l}{b} \right]}{b m \pi \sqrt{\lambda_{mn}} s b (\sqrt{\lambda_{mn}} d)} \times$$

$$\times \int_0^b \sin \frac{n \pi y'}{b} dy' \int_0^a \cos \left( \frac{m \pi x'}{a} \right) x' dx' \int_{-\delta/2}^{-d-\delta/2} \frac{cb \left[ \sqrt{\lambda_{mn}} \left( z' + d + \frac{\delta}{2} \right) \right] dz'}{\left[ x'^2 + (y_0 - y')^2 + z'^2 \right]^{1,5}}.$$

Члены полученных интегральных рядов убывают как  $1/(n \lambda_{mn})$  или  $1/(m \lambda_{mn})$  и ряды являются сходящимися. Приближенный численный расчет показывает, что величина поля  $H_{z0}$  очень сильно зависит от площади втекания тока в основной металл —  $(c-l)(f-g)$ . Реально величина площади оценивалась на свариваемых образцах. При этом оказалось, что при экспериментально определенных размерах площади втекания тока пластинчатого электрода в основной металл изделия величина поперечного магнитного поля в дуговом канале, создаваемая током, протекающим по основному металлу, не превышает  $10^{-4}$  А/см. Это более чем в  $10^4$  раз меньше величины поперечного магнитного поля, создаваемого в канале током пластинчатого электрода. Поэтому в дальнейшем будем считать, что поперечное магнитное поле в дуговом столбе определяется электрическим током, протекающим по пластинчатому электроду.

Зависимость средней напряженности поперечного магнитного поля в узком зазоре, действующего на дугу при ее перемещении по каналу, хорошо аппроксимируется полиномом третьей степени

$$H_z = Ay^3 + By^2 + Cy + D,$$

где  $A, B, C, D$  — коэффициенты, зависящие от геометрических размеров пластинчатого электрода и тока сварки;

$y$  — среднее смещение центра дуги вдоль канала.

Электрическая дуга является движущимся объектом, поэтому для магнитной силы, действующей на единицу объема дугового столба, можно записать [3]

$$F_m = \sigma_D \mu_0 [E \times H_z] + \sigma_D \mu_0^2 [[V_D \times H_z] \times H_z] =$$

$$= [J_D \times B] + \sigma_D [[V_D \times B] \times B] = F_1 + F_2,$$

где  $\sigma_D$  — электропроводность дуги;

$\mu_0$  — системный коэффициент;

$V_D$  — скорость движения дуги;

$J_D$  — плотность тока дуги;

$B$  — истинное значение индукции магнитного поля в канале.

Направление и величина составляющей объемной электромагнитной силы  $F_1$  при неизменной плотности тока в столбе целиком определяются местоположением дуги в канале. Составляющая  $F_1$  имеет такое направление, что ее действие обеспечивает вталкивание дуги в узкий канал. Составляющая  $F_2$  появляется из-за перемещения дуги по каналу и при движении в одном направлении не меняет своего направления. По физическому смыслу  $F_2$  является силой электромагнитного трения, она всегда направлена в сторону, противоположную скорости дуги  $V_D$ , и линейно зависит от скорости.

Оценим градиент давления потоков плазмы и газов вблизи дуги. Электрическую дугу представим поршнем, движущимся со скоростью  $V_D$  по каналу в

виде вертикально расположенной трубы диаметром  $D$  и длиной  $l$ . Такие условия имеют место в дуговом канале при отсутствии распределенной сварочной ванны, т. е. в начале сварки. Граничные условия на обоих концах дугового канала принимаем идентичными (открытое пространство). Дуга является активным элементом, генерирующим потоки паров металла и газа со скоростью  $\pm V_0$  в обе стороны дугового канала. Если считать газ при выходе из канала несжимаемым, то можно получить выражение для градиента давления газа в дуге

$$\nabla P = \frac{\rho_r (V_0 - V_D)^2}{2D} \left[ 1 + \frac{l-y}{D} \xi \right] - \frac{\rho_r (V_0 + V_D)^2}{2D} \left[ 1 + \frac{y}{D} \xi \right],$$

где  $\rho_r$  — плотность газа в канале;  
 $\xi$  — безразмерный коэффициент гидравлического сопротивления;  
 $l$  — длина канала;  
 $y$  — текущая координата местоположения дуги в канале.

При развитом турбулентном течении в гладком канале связь безразмерного коэффициента гидравлического сопротивления и числа Рейнольдса имеет вид [4]

$$\frac{1}{\xi} = 0,88 \ln(\text{Re} \sqrt{\xi}) - 0,9,$$

где  $\text{Re} = \frac{V_{cp} D}{\nu}$  — число Рейнольдса;  
 $V_{cp}$  — средняя скорость газа в канале, равная  $V_0$ ;  
 $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости;  
 $D$  — диаметр канала.

Если принять  $D \approx 0,5 \cdot 10^{-2}$  м,  $\nu = 2 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с,  $V_{cp} = V_0 = 100$  м/с, то для числа Рейнольдса  $\text{Re} \approx 2500$  получим  $\xi = 0,043$ .

При составлении уравнения движения дуги в канале не учитывали процессы диссипации энергии вследствие внутреннего трения газа, теплообмен между различными участками дугового столба и считались малыми имеющиеся в дуге силы Архимеда и Кулона. Закон сохранения количества движения для электрической дуги в канале имеет вид [5]

$$\rho_D \frac{dV_D}{dt} = -\nabla P + F_1 + F_2,$$

где  $\rho_D$  — плотность вещества дугового столба, из-за небольшой протяженности канала  $\rho_D = \rho_r$ ;

$\nabla P$  — градиент давления в канале;

$F_1$  и  $F_2$  — объемные электромагнитные силы.

Учитывая, что рассматривается одномерное течение и в начале сварки дуговой канал имеет малую кривизну, преобразуем переменные и придем к используемому в литературе стандартному виду [6] автономной системы:

$$\begin{aligned} \frac{dx'}{dt} &= V_D = y' = P(x', y'); \\ \frac{dy'}{dt} &= \frac{(V_0 + y')^2}{4D} \left[ 1 + \frac{\xi x'}{D} \right] - \frac{(V_0 - y')^2}{4D} \left[ 1 + \frac{l-x'}{D} \xi \right] - \frac{I_D B(x')}{2\rho_D} - \\ &\quad - \frac{\sigma_D B(x')^2 y'}{2\rho_D} = Q(x', y'), \end{aligned}$$

где  $B(x') = Ax'^3 + Bx'^2 + Cx' + D$  — индукция поперечного магнитного поля в канале;  
 $x'$  — координата дуги в канале.

Определим состояние равновесия системы из условия

$$P(x', y') = 0; \quad Q(x', y') = 0.$$

Дуговому каналу принадлежит решение  $x' = l/2, y' = 0$ . Существуют и другие решения, они выходят за пределы дугового канала, но их влияние на характер системы существенно.

Выполним преобразование координат  $x = x' - 0,5l, y = y'$ . Система примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= y = P(x, y); \\ \frac{dy}{dx} &= \frac{(V_0 + y)^2}{4D} \left[ 1 + \frac{0,5l + x}{D} \xi \right] - \frac{(V_0 - y)^2}{4D} \left[ 1 + \frac{0,5l - x}{D} \xi \right] - \frac{J_D B(x)}{2\rho_D} - \\ &\quad - \frac{\sigma_D B(x)^2 y}{2\rho_D} = Q(x, y), \end{aligned}$$

где  $B(x) = x(Ax^2 + Bx + C)$  — магнитное поле в канале.

Так как топологическая структура состояния равновесия определяется линейными членами [6], то преобразуем систему, оставив лишь линейные члены

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= y = P_1(x, y), \\ \frac{dy}{dt} &= \left[ \frac{\xi V_0^2}{2D^2} - \frac{J_D C}{2\rho_D} \right] x + \left[ \frac{V_0}{D} + \frac{\xi l V_0}{2D^2} \right] y = Q_1(x, y). \end{aligned}$$

Характеристическое уравнение линеаризованной системы имеет вид

$$\begin{bmatrix} -\lambda & 1 \\ \left[ \frac{\xi V_0^2}{2D^2} - \frac{J_D C}{2\rho_D} \right] & \left[ \frac{V_0}{D} + \frac{\xi l V_0}{2D^2} \right] - \lambda \end{bmatrix} = \lambda^2 - \left[ \frac{V_0}{D} + \frac{\xi l V_0}{2D^2} \right] \lambda - \left[ \frac{\xi V_0^2}{2D^2} - \frac{J_D C}{2\rho_D} \right] = 0.$$

Корни характеристического уравнения найдем из соотношения

$$\lambda_{1,2} = \frac{V_0}{2D} + \frac{\xi l V_0}{4D^2} \pm \sqrt{\left[ \frac{V_0}{2D} + \frac{\xi l V_0}{4D^2} \right]^2 + \left[ \frac{\xi V_0^2}{2D^2} - \frac{J_D C}{2\rho_D} \right]}.$$

Величины  $V_0, D, \xi, l, J_D, \rho_D$ , характеризующие процесс в канале, являются положительными, поэтому поведение системы в положении равновесия определяется знаком и величиной коэффициента  $J_D C / 2\rho_D$ . Реальные значения параметров среды в дуговом канале таковы, что имеют место два комплексно-сопряженных корня и положение равновесия — неустойчивый фокус.

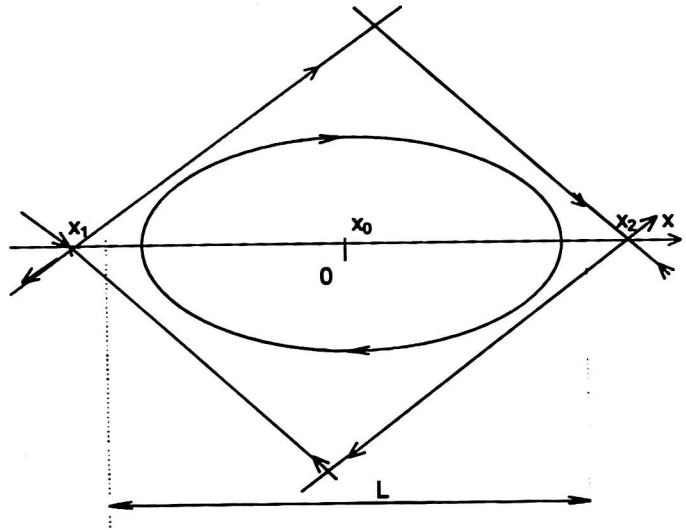
Поступая аналогично, найдем другие положения равновесия и выполним для них топологический анализ. Таких положений два:  $x'_2 = x_1, y'_2 = 0$  и  $x'_3 = x_2, y'_3 = 0$ . Численный расчет показывает, что для параметров среды в дуговом канале этим двум положениям равновесия соответствуют два различных по знаку корня характеристического уравнения, топологические структуры седла.

На рис. 6 показана топологическая структура динамической системы, соответствующей дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом. Стрелками указаны направления движения вдоль сепаратрис.

Введем обобщенный параметр среды дугового канала  $\eta$ , равный  $\sigma_D \xi J_D V_0 / \rho_D$ , который зависит от материала электрода и покрытия, режима сварки и технологии сварки. Составляющие обобщенного параметра среды дугового канала взаимосвязаны между собой, и изменение любого из них изменяет и остальные.

Рис. 6. Топологическая структура динамической системы для ДС НПЭ:

$x_0$  — неустойчивый фокус;  $x_1, x_2$  — седла;  
 $L$  — длина дугового канала



Например, изменение плотности тока дуги изменяет давление в канале, плотность вещества дугового столба, среднюю скорость газовых потоков в канале и электропроводность плазмы. Поэтому анализ системы выполним при изменяемых обобщенных параметрах среды дугового канала. Решим нелинейную систему, описывающую поведение дуги в канале, для различных значений обобщенного параметра среды дугового канала. Предельные значения обобщенного параметра  $\eta_{\max}$  выбираем из условий существования дуги в канале. При больших значениях обобщенного параметра решение системы существует, но оно выходит за пределы дугового канала, и дуга при сварке погаснет. При малых значениях обобщенного параметра дуга осциллирует вблизи центра канала, не доходя до корня и верха сварного шва. В этом случае после образования сварочной ванны дуга погаснет из-за короткого замыкания между пластинчатым электродом и частями изделия. Полученные решения показывают, что с увеличением безразмерного обобщенного параметра среды дугового канала  $\eta/\eta_{\max}$  средняя скорость движения дуги в канале имеет минимум, при этом неравномерность движения дуги  $V_{\max}/V_{\text{ср}}$  имеет максимальное значение.

На рис. 7 приведено численное решение фазовой траектории дуги для трех различных условий начала процесса сварки при безразмерном обобщенном параметре среды дугового канала  $\eta/\eta_{\max} = 0,1$ .

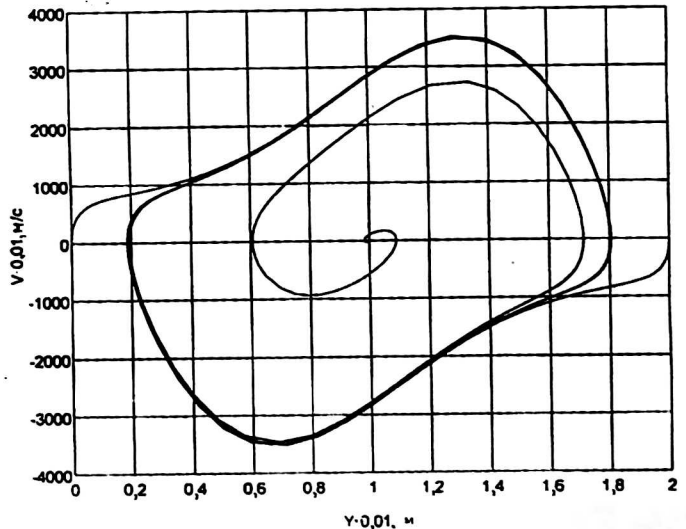


Рис. 7. Фазовая траектория дуги для трех различных условий ее зажигания (внизу, в середине и вверху канала).  $\eta/\eta_{\max} = 0,1$

На рис. 8 показана зависимость средней скорости дуги в канале от относительного обобщенного параметра среды дугового канала  $\eta/\eta_{\max}$ .

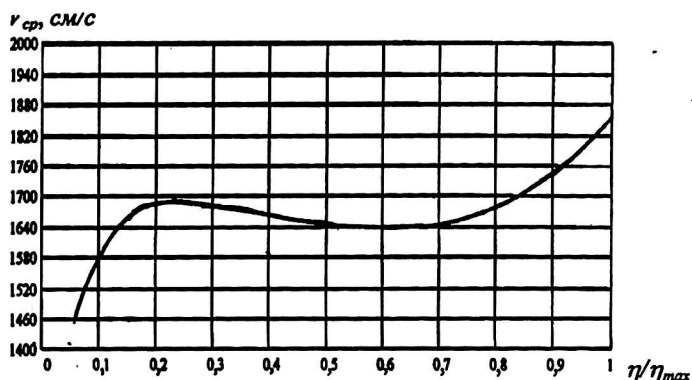


Рис. 8. Зависимость средней скорости дуги от безразмерного обобщенного параметра среды дугового канала

На рис. 9 приведена зависимость отношения  $V_{\max}/V_{cp}$  для дуги от относительного обобщенного параметра среды дугового канала. Отношение  $V_{\max}/V_{cp}$  представляет отношение максимальной и средней скоростей дуги и характеризует неравномерность движения дуги.

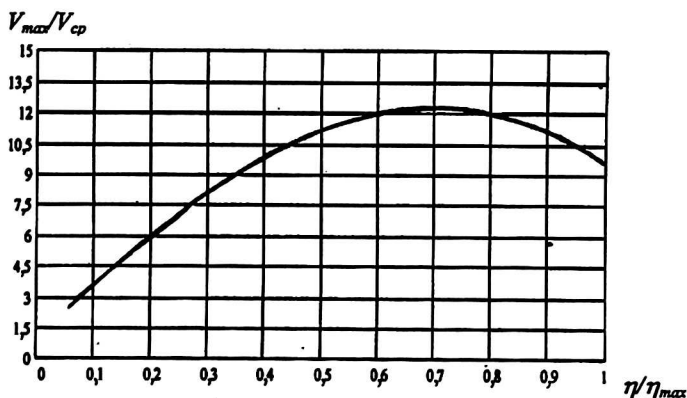


Рис. 9. Зависимость отношения скоростей  $V_{\max}/V_{cp}$  дуги от безразмерного обобщенного параметра среды дугового канала

Полученные зависимости характерны для дуги в начальный момент сварки, когда отсутствует распределенная сварочная ванна. С прогревом основного металла и выходом на квазистационарный температурный режим частота осцилляций дуги в канале уменьшается, что связано с изменением формы канала и увеличением влияния на дугу немассовых сил.

Предложенная модель объясняет возникновение упорядоченного, периодического движения дуги в канале и позволяет сформулировать требования к оптимальному источнику питания для дуговой сварки неподвижным плавящимся электродом.

### Л и т е р а т у р а

1. Зуев И. В., Кубарев В. Ф., Бушма В. О., Родякина Р. В. Движение дуги в узком зазоре при дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом // Прикладная физика. 1994. № 3. С. 3—7.
2. Гринберг Г. А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. — М. — Л.: Изд-во Академии наук СССР, 1943. — 727 с.
3. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. В 10 т. — М.: Наука, 1992. Т. 5. — 661 с.

4. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидравлические сопротивления. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 336 с.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. В 10 т. — М.: Наука, 1988. Т. 6. — 734 с.
6. Андронов А. А., Леонтович Е. А., Гордон И. И., Майер А. Г. Качественная теория динамических систем второго порядка. — М.: Наука, 1966. — 568 с.

## ARC CHANNEL'S FORMATION IN THE PROCESS OF WELDING BY MEANS OF STATIONARY MELTING ELECTRODE

V. O. Bushma, S. A. Siyatskov, N. Yu. Syryanaya

Moscow Power Engineering Institute — Technical University, Moscow, Russia

*The model, explaining the occurrence of well regulated periodical movement in a slot-hole, is offered. The magnetic field's induction in the channel is determined. There is shown, that the intensity of magnetic field's in the channel depends on a current in the plate electrode, and practically doesn't depend on a current in the detail's parts. The availability of self-organizing in the arc movement during its movement in a narrow channel can be considered as a result of action of changeable mass forces. In the first approach the balance of forces is sum of three volumetrical forces: the electromagnetic force, which directed to the centre of the arc channel, the force of electromagnetic friction and the gasodynamic force, which depended on the arc's speed and its position in the channel. The topological analysis of this dynamic equations' system is carried out. The topological structure of this system is unstable focus located between two "saddles". The numerical analysis of the solution, depended on the generalized parameter of arc channel's environment, is carried out.*