



УДК 621.9. 048.4

© М. Ю. Сарилов, А. М. Злыгостев, 2011

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА И МЕХАНИЗМА ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ПРОЦЕССЕ ЭЛЕКТРОИСКРОВОЙ ОБРАБОТКИ

Сарилов М. Ю. – д-р техн. наук, проф., завкафедрой «Машины и аппараты химических производств», тел. (4217) 53-14-74, e-mail: sarilov.@knastu.ru (КнАГТУ); *Злыгостев А. М.* – канд. техн. наук, руководитель группы ЭМО НПО ОАО «Комсомольское-на-Амуре авиационное производственное объединение», тел. (4217) 22-47-45

Рассмотрены физический смысл и закономерности существования плазмы при электроискровой обработке, поведение плазмы в электрическом и магнитном поле. Рассмотрена роль плазменного столба в процессах переноса электрической и тепловой энергии при электроискровой обработке. Показано, что с помощью наложения внешнего электромагнитного поля можно повышать точность электроискровой обработки.

Physical sense and regularities of plasma existence in electrosark processing are considered. The role of plasma column for transfer of heat and electric energy in electrosark processing is discussed. It is shown that the accuracy of electrosark processing can be increased with external electromagnetic field.

Ключевые слова: электроискровая обработка, плазменный канал, межэлектродный промежуток, напряжение пробоя, электрическое поле, магнитное поле, плазма, теплогенерация, теплопередача, температура, электрический разряд, плазменный столб.

Основные положения физики процесса электроискровой обработки (ЭИО) базируются на фундаментальных исследованиях отечественных и зарубежных ученых [1–3]. На базе этих работ удалось создать широкий спектр технологических процессов, оснатив их высокопроизводительным современным оборудованием. Большое внимание при этом уделено точностным характеристикам процесса обработки за счет повышения динамических характеристик оборудования, расширения диапазона технологических режимов, подбора состава и структуры электродных материалов, использования возможностей автоматизации процесса обработки.

Большим количеством экспериментальных данных установлено [4], что при наложении на межэлектродный промежуток (МЭП), заполненный ди-

электрической жидкостью, определенного напряжения U_{np} , происходит электрический пробой промежутка, то есть образование в диэлектрике электропроводной области в результате ударной лавинообразной ионизации атомов среды за время порядка 10^{-7} с. Напряжение пробоя связано с напряженностью электрического поля и величиной МЭП соотношением:

$$U_{np} = aE_{np}, \quad (1)$$

где: a – расстояние между электродами. При прочих равных условиях величина U_{np} зависит от свойств жидкого диэлектрика.

В результате образования на катоде электронной лавины – стримера, последний, перемещаясь к аноду, испаряет и ионизирует на своем пути жидкость. К моменту достижения анода стример оказывается отделенным от окружающей среды паро-газо-плазменной оболочкой. Далее подача электрической энергии в зону разряда происходит по плазменному каналу, состоящему в основном из водородной плазмы, которая и является рабочим органом в процессе обработки. Энергетические, пространственно-временные характеристики плазменного канала, а также возможности их регулирования применительно к различным технологическим процессам электроискровой обработки представляют определенную научную задачу. Для более детального представления об этом участке электрической цепи в системе электроэрозионной обработки рассмотрим физический смысл и некоторые закономерности существования плазмы, как одного из состояний вещества [5].

При высокой степени ионизации газ приобретает особые электрофизические и физико-химические свойства, что дает основание рассматривать ионизированный газ как четвертое агрегатное состояние – плазму. Газоразрядную плазму успешно применяют как активный технологический фактор, например, в процессе электроимпульсной размерной обработки. В общем случае можно считать, что плазма представляет собой смесь трех компонент: свободные электроны, положительные ионы и нейтральные атомы (или молекулы). В плазме среди различных видов взаимодействия частиц наиболее важное значение имеют столкновения между электронами и ионами; они определяют, в частности, механизм таких процессов, как прохождение электрического тока и диффузия. Остановимся теперь на вопросе об обмене тепловой энергией между электронами и ионами в плазме. Например, быстрый электрон с импульсом $h = m_e v_e$ движется мимо неподвижного иона и испытывает

рассеяние на угол Θ . При этом иону передается импульс $\Delta p = 2p \sin \frac{\Theta}{2}$.

Под действием этого импульса ион приходит в движение, приобретая кинетическую энергию $\Delta W = \frac{(2p \sin \Theta/2)^2}{2m_i}$. Характеристикой плазмы служат

два параметра – концентрация n и температура T . В общем случае электрон-



ная N_e и ионная N_i концентрации не равны между собой, так как в плазме могут присутствовать не только однозарядные, но и многозарядные ионы. Однако всегда сохраняется равенство электронной и суммы ионных концентраций. Также в общем случае в плазме следует различать две температуры: электронную T_e , которая значительно превосходит ионную T_i . Внешний источник питания, с помощью которого создается плазма, передает энергию электронной компоненте плазмы, так как именно электроны служат носителями тока. Относительная энергия электрона в виде тепловой энергии, которую можно передать иону, не превосходит $4m_e/m_i$, где m_e и m_i – массы электрона и иона. Поскольку $m_e \ll m_i$, то электрон должен испытать очень много столкновений для того, чтобы полностью отдать имеющийся у него излишек энергии. Поскольку параллельно этому процессу идет процесс приобретения энергии электронами от источника электрического питания и одновременно с этим энергия уходит из плазмы вследствие различных механизмов теплопередачи, то при электрическом разряде обычно поддерживается большой перепад температур между электронами и ионами. Этот перепад снижается с увеличением концентрации, так как число столкновений между разноименно заряженными частицами растет пропорционально квадрату концентрации.

Для того, чтобы найти энергию, которую быстрый электрон передаст неподвижным ионам за единицу времени, необходимо умножить ΔW на $nv_0 f(\Theta) d\Omega$ и проинтегрировать по углам. С учетом преобразования выражения для передаваемой энергии получим:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{4\pi n e^4}{m_i v_e} L_k = \frac{2m_e}{m_i} \frac{4\pi e^4}{m_e^2 v_e^3} \frac{m_e v_e^2}{2} = \frac{2m_e}{m_i} \gamma_{ei} W_{ei} \quad (2)$$

где: γ_{ei} – число столкновений в единицу времени между электроном с кинетической энергией W_e и неподвижными ионами.

Рассмотрим поведение плазмы в электрическом поле. Под действием электрического поля в плазме возникают направленные потоки частиц: через плазму течет электрический ток. При прохождении тока ионы можно считать неподвижными, ток создается потоком электронов. В случае, когда ток постоянен, устанавливается равновесие между силой, с которой действует на электроны электрическое поле, и силой торможения, обусловленной столкновениями между электронами и ионами. Электрон испытывает за 1 секунду γ_{ei} столкновений, при каждом из которых он теряет импульс $m_e u$, где u – направленная скорость электрона. Следовательно, сила торможения равна $m_e u \gamma_{ei}$, и условие торможения имеет вид: $eE = m_e \gamma_{ei} u$. Плотность тока в плазме $j = neu$. Следовательно,

$$j = \frac{ne^2 E}{m_e \gamma_{ei}} = \frac{ne^2 \tau_{ei} E}{m_e}. \quad (3)$$

Выражение (3) является законом Ома для плазмы. Тогда электропроводность плазмы будет:

$$\sigma_E = \frac{ne^2 \tau_{ei}}{m_e}. \quad (4)$$

Рассмотрим поведение плазмы в магнитном поле. Как известно, в однородном магнитном поле заряженная частица движется в общем случае по винтовой линии. Проекция траектории на плоскость, перпендикулярную вектору магнитной индукции B , представляет собой окружность с радиусом $\rho = \frac{mv_{\perp} c}{qB}$, где v_{\perp} – поперечная составляющая скорости частицы. Это так называемая ларморовская окружность. Вращение по этой окружности происходит с ларморовской частотой $\omega_B = \frac{qB}{mc}$. Вдоль силовых линий частица движется с постоянной скоростью v_{\parallel} .

В общем случае движение заряженной частицы в неоднородном магнитном поле можно представить как суперпозицию следующих трех движений: вращение по ларморовской окружности со скоростью v_{\perp} ; движение центра ларморовской окружности вдоль силовой линии со скоростью v_{\parallel} ; дрейфовое движение центра ларморовской окружности, перпендикулярное B и $\text{grad } |B|$.

В промежутке между двумя кулоновскими столкновениями каждая заряженная частица плазмы движется вдоль поля по винтовой траектории. Если магнитное поле однородно, то осевая линия траектории точно совпадает с одной из силовых линий поля. Перемещение электронов и ионов поперек силовых линий поля возможно лишь благодаря кулоновским столкновениям. При каждом столкновении частица перемещается на расстояние порядка ларморовского радиуса. Однако по отношению к процессам диффузии в поперечном направлении, плазма в сильном магнитном поле ведет себя как вещество с резко выраженной анизотропией. Область распространения плазменного столба в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, ограничена плоскостью, по которой уравниваются электродинамическими силами, которые возникают вследствие того, что плазма в магнитном поле ведет себя как диамагнетик. Диамагнетизм плазмы обусловлен тем, что ларморовские токи вращающихся заряженных частиц создают в каждой единице объема магнитный момент, направленный против действующего внешнего поля. По этой причине напряженность магнитного поля внутри плазмы уменьшается и создается пондеромоторная сила, уравнивающая перепад давлений внутри и на границе плазменного образования.



Теплогенерация за счет электрических разрядов в газах. В обычных физических условиях газы не проводят электрический ток, и теплогенерация за счет электрической энергии в них невозможна. Под действием электромагнитного поля можно осуществить электрический разряд в газе путем разрушения нейтральных молекул. В зависимости от величины внешнего энергетического воздействия на молекулу может произойти ее возбуждение с усилением колебательного движения атомов, диссоциация с расщеплением на более простые частицы – фрагментированные молекулы или атомы, ионизация с образованием молекулярного иона, возбуждение и ионизация атомов. Энергетические воздействия в газах осуществляются при соударениях частиц и при поглощении излучения. Поэтому повышение температуры газа помимо усиления теплового движения молекул и пропорционального увеличения средней кинетической энергии и энтальпии газа способствует возбуждению, диссоциации и ионизации нейтральных молекул при их соударении.

Отрыв электрона от атома (ионизация атома) требует определенной энергии ионизации W_u , которая равна энергии связи в атоме. Для того, чтобы при соударении нейтральных частиц массой M имела место ионизация, необходимо наличие у ударяющей частицы кинетической энергии теплового движения со скоростью v_n при нагреве газа до температуры T :

$$W = 1,5kT = \Delta K = 0,5Mv_n^2, \quad (5)$$

равной или большей энергии ионизации ударяемой частицы W_u . Условие $W \geq W_u$ выражает энергетику процесса ионизации как эндотермического процесса. Процессу ионизации предшествует также эндотермический процесс диссоциации многоатомных молекул газа, протекающий с поглощением энергии диссоциации W_d .

Практически эти процессы начинают происходить при $T > 2000-3000$ К. Электропроводность газа можно увеличить за счет одного из пяти возможных видов эмиссии электронов: 1) термоэлектронная из горячего катода; 2) автоэлектронная или электростатическая из холодного катода; 3) фотоэлектронная; 4) вторичная, вызванная положительными ионами; 5) вторичная, вызванная метастабильными атомами.

Приложенное электромагнитное поле повышает энергию ионизированного газа, ускоряя заряженные частицы, особенно электроны ввиду их высокой подвижности. Возрастающая кинетическая энергия электронов ΔK_e частично превращается в тепловую энергию, повышая энтальпию газа W_g при нагреве до $10^3 - 10^4$ К° и вызывая диссоциацию многоатомных молекул газа с затратой энергии W_d . Другая часть энергии электромагнитного поля аккумулируется в ионизированном газе в виде W_{II} . Поэтому суммарные энергозатраты W_{Σ} со стороны электромагнитного поля на создание электрического разряда в газах равны:

$$W_{\Sigma} = W_{\text{э}} + W_{\text{д}} + w_{\text{и}}. \quad (6)$$

В ионизованном газе наряду с процессами ионизации происходит нейтрализация заряженных частиц вследствие процесса рекомбинации. При рекомбинации выделяется энергия, эквивалентная $W_{\text{и}}$, причем механизм рекомбинации связан с превращением кванта энергии в фотон. Излучение, порождаемое рекомбинацией, является одной из причин свечения многих форм электрического разряда.

Различие температур электронов и тяжелых частиц определяет особенности теплообмена неравновесной (неизотермической) плазмой и нагреваемым материалом, когда, помимо теплопроводности и конвективного теплопереноса тяжелыми частицами через пограничный слой, имеет место перенос энергии электронами за счет их диффузии и теплопроводности, а также излучения энергии, выделяющейся при рекомбинации заряженных частиц, релаксации возбужденных атомов и ассоциированных молекул и молярных ионов.

Тип электрического разряда в газах определяют два основных процесса – эмиссия электронов из катода и образование в газовой среде электронов и ионов. В свою очередь, характер разряда зависит от множества факторов: от химической природы газа и электродов, от температуры и давления газа, от формы, размеров и взаимного расположения электродов, от электрических параметров (напряжения, плотности тока) и т. п.

Межэлектродный промежуток разряда по длине и характеру происходящих электрофизических процессов и энергетических преобразований состоит из трех зон: катод и катодная область, столб дуги, анодная область и анод.

Нагрев катода для термоэлектронной эмиссии происходит в результате рекомбинации бомбардирующих его положительных ионов, а также теплопроводностью от ближайших слоев газоразрядной плазмы в столбе дуги. Катодная область по протяженности приблизительно равна длине свободного пробега электрона и составляет около 10^{-5} см. В этой области электроны эмиссии ускоряются электрическим полем, увеличивая свою кинетическую энергию на величину $\Delta K_e = eU_K$, где U_K – падение напряжения в катодной области дугового разряда. Величина ΔK_e должна быть достаточной для ионизации нейтральных частиц межэлектродного промежутка, т. е. $\Delta K_e \geq W_u$. Падение напряжения U_K также ускоряет положительные ионы, летящие в сторону катода, способствуя теплогенерации на катоде и в столбе дуги. Вблизи анода электроны, поступающие из столба дуги, получают дополнительную кинетическую энергию за счет энергии электрического поля, характеризующегося падением напряжения в анодной области разряда U_a .

На аноде ускоренные электроны внедряются в кристаллическую решетку материала, в результате чего их кинетическая энергия рассеивается в виде тепла в анодном пятне, что вызывает локальное повышение температуры анода. Тепло, генерируемое на аноде, расходуется на нагрев, плавление и не-



обходимый перегрев жидкого металла, на излучение в окружающую среду и на потери теплопроводностью через тело анода и в окружающую среду.

Сравнение теплового воздействия на анод и катод позволяет вести процесс обработки детали в определенной полярности. Электрическая мощность дугового разряда P_d , характеризующая тепловую мощность, равна:

$$P_d = I_d U_d = I_d (U_K + \text{grad} U_C l_C + U_a) \approx I_d [(U_K + U_A) + \text{grad} U_C l_d] \Gamma$$

де: I_d – сила тока дугового разряда; l_c – длина столба дуги; l_d – общая длина дуги, которую вследствие малой протяженности катодной и анодной областей можно считать равной длине столба, т. е. $l_d \approx l_c$.

Данное уравнение показывает возможности регулирования тепловой мощности дугового разряда в широких пределах в соответствии с требованиями технологического процесса за счет изменения силы тока, напряжения дуги и величины межэлектродного промежутка.

Теплогенерация за счет ускорения потока электронов

Этот способ теплогенерации основан на преобразовании потенциальной энергии, которой обладает электрический заряд электрона e в электрическом поле напряженностью E , в кинетическую энергию K_e движения электрона с последующим преобразованием ее в тепловую энергию при взаимодействии этого электрона с кристаллической решеткой нагреваемого металла [6].

На длине свободного пути электрона L потенциальное поле совершает работу A , равную уменьшению потенциальной энергии $\Delta\Pi$ этого электрона:

$$A = -\Delta\Pi = -e\Delta\varphi = eLE, \quad (7)$$

где: φ – потенциал в данной точке поля, В.

При этом электрон массой m_e приобретает скорость v_e и кинетическую энергию K_e направленного движения:

$$K_e = 0,5m_e v_e^2. \quad (8)$$

В уравнении (7) разность потенциалов между заземленным катодом и анодом соответствует положительному потенциалу анода $\Delta\varphi_a$, равному:

$$\Delta\varphi_a = LE = U_a, \quad (9)$$

где: U_a – анодное или ускоряющее напряжение, В.

С учетом уравнений (7)–(9) скорость направленного движения электрона равна:

$$v_e = \sqrt{2e/m_e} \sqrt{U_a} \approx 0,6 \cdot 10^6 \sqrt{U_a}. \quad (10)$$

Получение большой кинетической энергии электрона, обладающего чрезвычайно малой массой, возможно согласно уравнению (8) за счет ускорения его до огромных скоростей v_e . Электроны, поступающие в межэлек-

тродный промежуток в результате термоэлектронной эмиссии из катода, в электрическом поле формируются в виде направленного потока быстролетающих электронов, называемого электронным лучом. Мощность электронного луча определяется кинетической энергией N электронов, отнесенных к единице времени:

$$P = NK_e / t = (N_e / t)U_a = I_a U_a = kU_a^{5/2},$$

где: $I_a = N_e / t$ – сила тока переноса в вакууме, связанная с величиной ускоряющего напряжения U_a так называемым законом «трех вторых», в отличие от закона Ома:

$$I_a = kU_a^{3/2},$$

где: k – постоянная, характеризующая размеры и форму катода и анода.

Достигая поверхности нагреваемого металла, электроны электронного луча, называемые первичными, внедряются в кристаллическую решетку, испытывают торможение на своем пути в результате взаимодействия с ионами, свободными и связанными электронами. В пространстве, пронизанном электрическими полями первичных электронов, происходит увеличение потенциальной энергии ионов, связанное с усилением перемещений и амплитуды их колебаний в узлах решетки и вызывающее локальное повышение температуры металла. Возможность управления движением электронов электрическим и магнитным полем позволяет фокусировать электронный луч, создавая заданную плотность теплового потока порядка 10^{10} Вт/см².

Выводы. Проведен анализ процессов, происходящих на катодной и анодной областях электроэрозионного процесса. Рассмотрена роль плазменного столба в процессах переноса электрической и тепловой энергии. Дано описание плазменного столба как объекта регулирования и выявлены условия, влияющие на его энергетические и геометрические параметры. Показано, что перспективным, с позиции управления точностью, может быть вариант электроэрозионной размерной обработки с наложением внешнего электромагнитного поля непосредственно в зону разряда. Показаны причины, определяющие ведение процесса ЭЭО в определенной полярности.

Библиографические ссылки

1. *Золотых Б. Н., Мельдер Р. Р.* Физические основы электроэрозионной обработки. – М.: Машиностроение, 1977.
2. *Красюк В. А.* О физических процессах, лежащих в основе электрических методов обработки // Электрические методы обработки. – М.: Маш. Из., 1951.
3. *Лазаренко Б. Р., Лазаренко Н. И.* Электроискровая обработка токопроводящих материалов. – М.: АН СССР, 1958.
4. *Сканави Г. И.* Физика диэлектриков (область сильных полей). – М.: Физматгиз, 1958.
5. *Арцимович Л. А.* Что каждый физик должен знать о плазме / Изд. 2-е – М.: Атомиздат, 1977.
6. *Теплотехника металлургического производства.* Т. 1. Теоретические основы: Учебное пособие для вузов / Кривандин В. А., Арутюнов В. А., Белоусов В. В. и др. – М.: МИСИС, 2002.