

### ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭРОЗИИ ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

П.С. Гордиенко<sup>\*</sup>, А.Д. Верхотуров<sup>\*\*</sup>, В.А. Достовалов<sup>\*\*\*</sup>, И.Г. Жевтун<sup>\*</sup>,  
Е.С. Панин<sup>\*</sup>, Л.А. Коневцов<sup>\*\*\*\*</sup>, И.А. Шабалин<sup>\*</sup>

*\*Институт химии ДВО РАН,*

*пр. 100-летия Владивостоку, 159, г. Владивосток, 690022, Россия,*

*gordienko\_pavel@mail.ru, [jevtun\\_ivan@mail.ru](mailto:jevtun_ivan@mail.ru)*

*\*\*Институт водных и экологических проблем ДВО РАН,*

*ул. Ким-Ю-Чена, 65, г. Хабаровск, 680000, Россия, [dmitry@ivep.khv.ru](mailto:dmitry@ivep.khv.ru)*

*\*\*\*Дальневосточный государственный технический университет (ДВПИ им. Куйбышева),*

*ул. Пушкинская, 10, г. Владивосток, 690990, Россия,*

*[dostovalov2001@mail.ru](mailto:dostovalov2001@mail.ru)*

*\*\*\*\*Институт материаловедения ХабНЦ ДВО РАН,*

*ул. Тихоокеанская, 153, г. Хабаровск, 680042, Россия, [konevts@narod.ru](mailto:konevts@narod.ru)*

**Введение и постановка задачи.** За более чем двухсотлетний период исследований электрических разрядов в газах определены физические основы этих явлений. Электрическая искра характеризуется образованием высокоионизованного канала и высоким давлением; процессы в канале принято относить к нестационарным термическим дугам, которые гаснут вследствие малой мощности источника. Электрическая дуга представляет собой совокупность областей, сложных по структуре, ионному составу, балансу энергии, она образуется при относительно больших токах между электродами и при довольно низком напряжении горения (катодное падение напряжения от 30 В), однако при этом эмиссия электронов с катода составляет не менее  $(10^3-10^7)$  А/см<sup>2</sup> [1].

Вольт-амперная характеристика газового разряда между проводящими электродами зависит от их геометрии, и переход одного вида разряда в газе в другой осуществляется изменением напряжения и тока между ними. Механизм возникновения искры и ее переход в стационарную дугу описаны в работах [2–4].

Возможно возбуждение электрического разряда при контакте электродов. В момент контакта происходят нагрев приповерхностной области, испарение (при определенной плотности выделенной энергии), термоэмиссия электродов, которая и является основной предпосылкой для возникновения искры и дуги при определенном падении напряжения на соответствующих участках межэлектродного промежутка. Приэлектродные области дуги (анодная и катодная) и ее основной столб достаточно исследованы и представлены, например, в [1, 2].

В середине 1960-х годов Л. Н. Джермер [5, 6] отмечал, что если расстояние между электродами меньше длины свободного пробега электронов, то проявляется особый вид пробоя – без образования лавины электронов. Это происходит за счет холодной эмиссии электронов с катода, которая в свою очередь зависит от шероховатости материала электрода и напряженности электрического поля. Считается, что такие электрические дуги зажигаются при потенциалах до 30 В.

В 1943 году Б.Р. Лазаренко и Н.И. Лазаренко исследовали физические процессы при искровых и дуговых разрядах в межэлектродном промежутке и предложили использовать эти явления для обработки материалов.

При образовании искры температура в зоне пробойного канала достигает 10 000°С, а во время дуговых процессов – приблизительно 4000–5000°С. В связи с этим процессы, протекающие в искре и дуге, могут отличаться друг от друга по электродинамическим и термокинетическим параметрам. В момент пробоя состав среды межэлектродного промежутка меняется и зависит от ее химического состава, продуктов эрозии электродов, а также от их химической связи. Если физиков интересовали в основном процессы, происходящие в зоне пробоя, то материаловедов – поведение материалов электродов в этой зоне, массоперенос между электродами и изменение фазового и химического состава, физико-химических свойств поверхностных слоев и др.

В 1946 году Б.Р. Лазаренко показал, что при некоторых условиях суммарный эффект эрозии электродов при электроискровой обработке представляет собой сумму эрозионных эффектов от единичных импульсов [7, 8], то есть закономерности физико-химических процессов эрозии материалов при единичном пробое распространяются на весь интегральный процесс:

$$Y_u = \sum_{i=1}^n Y_i, \quad (1)$$

где  $Y_u$  – интегральная величина эрозии электродов;  $Y_i$  – величина эрозии за один импульс. В определенном приближении это положение было подтверждено экспериментально, но в 1950–1960-х годах в работах И.С. Степальникова, И.Г. Некрашевича, И.А. Бакуто, М.К. Мицкевича, Б.Н. Золотых, Ю.А. Мордвинова, А.И. Круглова и др. показано, что выдвинутое Б.Р. Лазаренко положение часто нарушается.

На протяжении более чем полувека материаловеды пытались установить взаимосвязь интегрального эффекта эрозии, теплофизических свойств материалов электродов с суммарной энергией, выделяющейся в межэлектродном пространстве. Большинство экспериментальных результатов рассматривалось без учета термохимических процессов в межэлектродном пространстве. Эти процессы приводят к тому, что после воздействия искры или дуги химический состав материала в локальных областях и его теплофизические, эрозионные свойства изменяются, поэтому нарушение закономерности (1) вполне объяснимо.

Существующие модели процессов, происходящих в межэлектродном пространстве при наличии электродов из различных металлов и сплавов при электроискровом легировании (ЭИЛ), рассматривают с учетом термодинамических свойств материалов электродов и свойств межэлектродной среды (газа, жидкости). Предложены и экспериментально обоснованы различные критерии взаимосвязи термоэлектроэрозионной стабильности электродных материалов. В работе [9] сделана попытка установить взаимосвязь между величиной эрозии материалов и длительностью импульсов при постоянной суммарной энергии, передаваемой электродам с определенными параметрами теплопроводности и температуропроводности. Полученные к настоящему времени многочисленные экспериментальные данные по легированию твердых сплавов различными металлами и сплавами [10] относятся в основном к определению величин массопереноса материалов электродов с технологическими режимами ЭИЛ. Предложено оценивать кинетику массопереноса материалов электродов с учетом их теплоемкости, плотности, теплопроводности и температур плавления и кипения (критерий Л.С. Палатника) [11]. Подавляющее большинство данных по ЭИЛ получено при условии проведения эксперимента в воздушной атмосфере, что значительно усложняет их анализ. В межэлектродном пространстве интенсивно происходят не только термоэлектрические, но и термохимические процессы и взаимодействия элементов материала электродов между собой и с химическими элементами газовой атмосферы (кислородом, азотом и др.) с образованием низкотемпературной плазмы. Зная температурные условия в межэлектродном пространстве, элементный, фазовый состав материалов электродов и используя диаграммы состояния (например, «металл – металл» или «оксид – оксид»), можно прогнозировать ожидаемый состав получаемых конечных продуктов термохимических реакций, формируемых на поверхности электродов.

По нашему мнению, наиболее сложной задачей является обоснование модели формирования структуры и текстуры поверхностных слоев и лунок на электродах при электрическом пробое межэлектродного промежутка. Существует несколько феноменологических гипотез, теорий образования лунок на поверхности электродов [12, 13]. Многие исследователи пытаются установить количественную взаимосвязь между длительностью воздействия искры или электрического импульса и длительностью  $\tau$  с общей энергией  $Q$  (Дж), отнесенной к поверхности электродов, с учетом параметров материалов электродов (теплоемкости, температуры плавления, теплоты плавления, теплоты испарения) и количественных данных массопереноса материалов с анода на катод и с катода на анод.

Были предприняты попытки оценить общие потери на эрозию материала катода и анода [9]. Даже в модельных экспериментах по действию единичного разряда различной длительности и энергии на материалы не ставилась задача рассмотреть влияние локальной мощности  $V_d$  (в расчете на единицу объема ( $dV_d/dV$ ) или на единицу поверхности ( $dV_d/dS$ )), в том числе и на образование лунок на их поверхности. Скорость распространения тепла в материалах в явном виде не присутствует в классических уравнениях и законах теплопередачи и теплопроводности, сформулированных еще в начале XIX века Ж. Фурье. В связи с этим многие наблюдаемые явления теплового воздействия на материалы качественно и количественно характеризуются по конечному результату – массопереносу и эрозии материалов электродов. До настоящего времени в работах по ЭИЛ недостаточно полно рас-

смотрены процессы и механизмы образования лунок на электродах. Массоперенос с электродов является фундаментальным параметром для материаловедения, он входит в эмпирические критерии оценки процесса ЭИЛ [11].

В данной работе предлагается подход к созданию качественной модели распространения энергии, поглощаемой материалами за определенный промежуток времени, при импульсном электрическом воздействии с учетом скорости распространения фононов в материалах.

**Обсуждение теоретических положений.** Протекающие процессы в межэлектродном пространстве при наложении электрического поля на электроды представляют сложные физические явления. Экспериментально доказано распределение электрических потенциалов в газовом столбе между анодом и катодом, описаны процессы возникновения искры, в том числе и при малых длинах разрядного межэлектродного промежутка, когда основную роль играют термоэлектрические явления на электродах [1]. Напряжение пробоя для газовых сред в однородных электрических полях зависит как от межэлектродного расстояния, так и от давления газовой среды – это известный закон Пашена [14]. На величину напряжения пробоя оказывают влияние природа материала, облучение межэлектродного промежутка электромагнитным излучением различных видов.

В теории электрических разрядов эрозия материалов электродов, перенос вещества между электродами не являются задачами, требующими изучения в первую очередь, тогда как во всех работах, связанных с ЭИЛ, это основные объекты исследования.

При исследовании изменений структуры электродов в процессе ЭИЛ целесообразно ввести некоторые ограничения и понятия в модель самого эксперимента. Во-первых, используются два электрода из одного материала – анод и катод – с различным соотношением площадей  $S_k/S_a$ , где  $S_k$  – площадь сечения катода;  $S_a$  – площадь сечения анода с минимальным расстоянием между электродами  $L$  (рис. 1). Данное расстояние определяется условиями генерации носителей в электрическом поле, и оно может быть меньше или в несколько раз больше длины свободного пробега электронов в данной газовой среде.

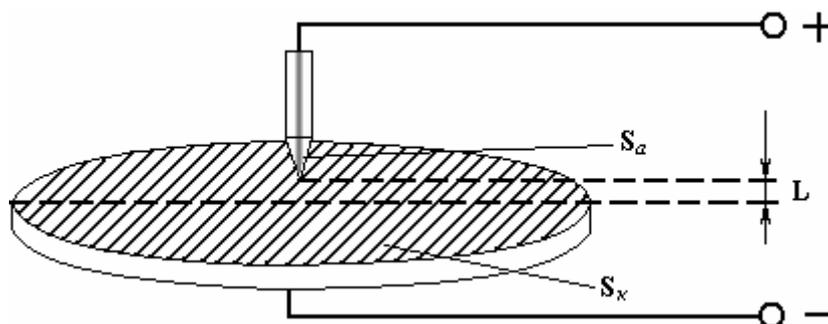


Рис. 1. Упрощенная электрическая схема электроискрового легирования

Во-вторых, если расстояние между электродами меньше длины свободного пробега электронов, инжектируемых с поверхности катода, возможно образование так называемых коротких дуг (по теории Л.Н. Джермера) при небольших значениях потенциала между электродами. Энергия, передаваемая в первый момент анодному материалу инжектируемыми с катода электронами, может привести к его поверхностному испарению, что, как уже было сказано, вызовет увеличение локального давления в межэлектродном пространстве и формирование объемного пространственного положительного заряда. Это происходит в результате ионизации испарившегося материала анода электронами, инжектируемыми с катода, а появление пространственного положительного заряда становится причиной увеличения напряженности электрического поля у катода и повышения эмиссии электронов, что в конечном итоге приводит к формированию микродуг.

В-третьих, согласно классическому представлению, если расстояние между электродами значительно превышает длину свободного пробега электронов, инжектируемых с катода, то в межэлектродном пространстве формируются три области: катодная, анодная и столб дуги. В таких случаях наибольшее падение потенциала наблюдается в прикатодной области.

В-четвертых, в анализируемой эквивалентной электрической схеме (рис. 2) энергия, выделяемая на каждом элементе, будет пропорциональна току и напряжению, причем в этой системе необходимо рассматривать так называемые переходные сопротивления «катод – межэлектродное пространство» и «анод – межэлектродное пространство». Так как площадь сечения анода (электрода) меньше катода, то при одних и тех же удельных значениях электрического сопротивления материала электродов при протекании тока на анодный материал будет приходиться большая доля электрической энергии. В рассматриваемой системе только сопротивления материалов анода и катода можно счи-

тать известными. Что же касается остальных элементов системы, то их сопротивления зависят от величины тока в системе и являются нелинейными.

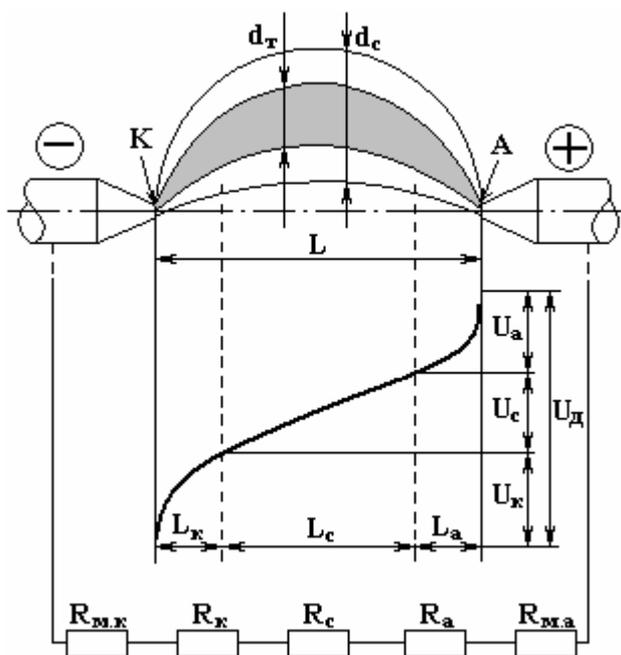


Рис. 2. Распределение потенциалов в межэлектродном промежутке и эквивалентная электрическая схема:  $K$  – катодная область;  $A$  – анодная область;  $d_k$  – токоведущий диаметр;  $d_a$  – диаметр светимости;  $U_d$ ,  $U_a$ ,  $U_c$ ,  $U_k$  – напряжение межэлектродное, в прианодной области, в столбе дуги и в катодной области соответственно;  $L_k$ ,  $L_c$ ,  $L_a$  – длина дуги прикатодной области, столба дуги и прианодной области соответственно;  $R_{m.k}$  – электрическое сопротивление материала катода;  $R_k$  – переходное сопротивление прикатодной области;  $R_c$  – электрическое сопротивление столба дуги;  $R_a$  – электрическое переходное сопротивление прианодной области;  $R_{m.a}$  – электрическое сопротивление материала анода

На данный момент не создана феноменологическая модель, учитывающая скорость распространения тепла в материалах электродов, не описаны и процессы эрозии электродов, зависящие от этого параметра.

Таким образом, при рассмотрении поведения электродов в процессе поглощения энергии внешнего источника питания в замкнутой электрической системе в рамках феноменологической теории необходимо учитывать и скоростные характеристики распространения энергии в веществах. Скорость подвода энергии к электропроводящим материалам определяется скоростью распространения электромагнитных волн в данном материале. Можно предположить, что поглощение энергии на локальных участках электрода при прохождении тока осуществляется с такой же скоростью. Что же касается скорости распространения энергии (тепла) от зоны воздействия, то она в предлагаемой феноменологической модели определяется скоростью распространения фононов (скоростью звука) в данной среде. Поглощение энергии излучения из зоны пробоя электродами в данной модели не рассматривается.

В связи с вышеизложенным предположением весьма важно определить, как реагирует материал на скорость подвода энергии (мощность) в его локальный объем. Критическая величина скорости распространения тепловой энергии по предложенной модели зависит от скорости распространения фононов (скорости звука) для данного материала.

Классическая зависимость потенциальной энергии взаимодействия двух частиц (двух атомов) в веществе от расстояния между ними представлена на рис. 3. В термодинамическом равновесном состоянии расстояние между атомами (частицами) равно  $r_0$ , а энергия их взаимодействия –  $E_0$ . С увеличением энергии, поглощенной веществом, растет амплитуда колебаний атомов, при этом изменяется  $r_0$ . При передаче атому  $B$  энергии выше энергии связи атома для данного вещества (в расчете на один атом –  $E_{д.а}$ ) произойдет диссоциация, то есть атом  $B$  окажется свободным. При поглощении атомом  $B$  энергии  $E_{д.а}$  минимальное расстояние, на которое могут сблизиться атомы, равно  $r'$ . Перевод атомов в «свободное» состояние в реальных экспериментах может быть реализован двумя способами:

- передача энергии атомам в результате поглощения энергии электромагнитного излучения с соответствующими частотами и интенсивностями;
- «механическое» смещение атома  $B$  по отношению к  $A$  со скоростью, превышающей скорость распространения фононов в данном материале.

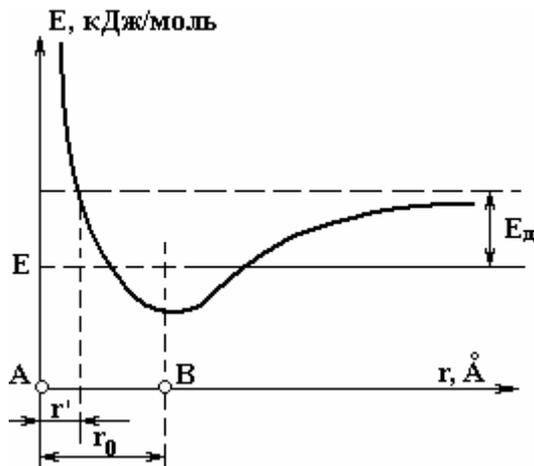


Рис. 3. Зависимость энергии взаимодействия атомов  $E$  от межатомного расстояния  $r$ .  $E_d$  – энергия диссоциации;  $E$  – энергия взаимодействия в равновесном состоянии;  $A, B$  – атомы вещества;  $r'$  – минимальное расстояние между атомами (частицами), при котором энергия их взаимодействия достигает значения энергии диссоциации  $E_d$ ;  $r_0$  – расстояние между атомами (частицами) в равновесном состоянии

Первый способ реализуется с применением лазерного излучения, реализация второго наблюдается при механическом взаимодействии двух материальных тел, частиц в том числе, например при соударении налетающих друг на друга частиц с определенной скоростью. Кинетическая энергия движущейся частицы (тела) передается частицам (атомам) мишени. В зависимости от физико-механических свойств материалов происходит «смещение» атомов, как налетающего тела, так и мишени. Если смещенные от положения равновесия атомы имеют энергию, равную или большую энергии  $E_{д.а}$ , происходит их диссоциация (испарение).

Таким образом, если передаваемая локальной поверхности или объему материала энергия  $E_a$  будет равна или больше энергии диссоциации  $E_{д.а}$  для данного материала, а время ее подвода (поглощения)  $\tau'$  окажется равным или значительно меньше времени распространения упругой волны на межатомное расстояние (как известно, предельная минимальная длина упругой волны гиперзвука составляет два межатомных расстояния ( $2r_0$ )), то в адиабатическом приближении из локальной области сжатия поглощенная атомами энергия не успевает передаваться другим атомам за пределы этой области, и единственным процессом в таком идеальном случае будет испарение материала, что и наблюдается в реальных экспериментах. Это следует из того, что в принимаемой модели скорость распространения тепла и упругих волн обусловлена одним и тем же фононным механизмом (электронную составляющую передачи тепла не учитывали). Минимальное время  $\tau'$  «перемещения» атома  $B$  к атому  $A$  с учетом максимальной скорости распространения звука, а в принятой модели – фононов определяется из уравнения

$$\tau' = \frac{r_0 - r}{V_3}, \quad (2)$$

где  $V_3$  – скорость звука в материале.

В изотропном твердом теле скорость распространения продольной звуковой волны  $V_3$  имеет вид

$$V_3 = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}G}{\rho}}, \quad (3)$$

где  $G$  – модуль сдвига;  $K$  – модуль объемного сжатия;  $\rho$  – плотность материала [15].

Если не испарять материал, а нагревать участок до определенной температуры или создать зону расплава, то необходимо, чтобы  $E_a$  была меньше  $E_{д.а}$  и время подвода энергии в локальный объем должно быть соизмеримо или больше времени  $\tau'$  (2) для данного вещества.

Таким образом, эффект локального испарения материала может быть реализован как при поглощении электромагнитной энергии материалом, так и при определенной скорости относительного смещения атомов, при механическом воздействии на материал. При передаче атому энергии, равной  $E_{д.а}$ , атом уже не связан с решеткой материала, он свободен. Переданная ему энергия  $E_{д.а}$  переходит в кинетическую энергию атома. Но это реализуется только при условии (из представленной модели), что энергия  $E_{д.а}$  передана в течение времени  $\leq \tau'$  и за это время выполняются адиабатические условия. По мере уменьшения скорости передаваемой (поглощаемой) атомами механической энергии изменяется и скорость перемещения атома  $B$  по направлению к атому  $A$ , фактически изменяется межатомное расстояние в данном локальном месте, и это состояние характеризуется тем, что энергия, приобретенная атомом, передается фононами (при условии, что  $E_a \leq E_{д.а}$ ) соседним атомам.

У материалов с изотропными механическими свойствами распространение фононов от точечного источника возбуждения имеет сферическую симметрию (в идеальном случае), а у образцов, подвергшихся локальному поверхностному воздействию, – полусферическую. Можно предположить, что такую же симметрию имеют электрические эквипотенциальные поля в изотропном по электрическим свойствам катодном материале при принятом соотношении  $S_k > S_a$ . Профили этих полей будут определять пространственную плотность выделяемой энергии в результате протекания тока через систему. В этом случае к энергии, которая выделяется в материале электродов в результате прохождения тока, будет добавляться еще и энергия в виде электромагнитного излучения из дугового разряда, направленная к поверхностным слоям электродов.

**Материалы и методика исследований.** В качестве материалов электродов (анод – тонкий стержень – диаметр 1 мм; катод – пластинка 30 x 30 x 2 мм) был взят титан марки ВТ1-0. Элементный анализ поверхности производился на микроанализаторе JXA-8100 (JEOL, Япония) с энергодисперсионным спектрометром INCA-250. Для математической обработки зависимости эрозии электродов от длительности импульса для различных материалов электродов использовалась математическая программа MATHLAB.

**Обсуждение результатов эксперимента.** На рис. 4 показано изображение полученного на микроанализаторе JXA-8100 лунки, образованной в результате одиночного разряда на катоде. Так как в возбужденном локальном объеме образца суммарная энергия была выше энергии диссоциации атомов, то в результате взрыва (рис. 4) сформировалась волнообразная поверхность. Если локальной энергии, выделяемой на электродах, достаточно только для формирования зон расплава, то выброс расплавленного материала может быть осуществлен ударной волной с зоны пробоя межэлектродного пространства. В некоторых случаях следует учитывать и электростатическое перемещение расплавленного материала между электродами, которые условно можно представить как обкладки конденсатора. С учетом заряда  $q$  на конденсаторе ( $q = CU_k$ , где  $C$  – электрическая емкость конденсатора;  $U_k$  – напряжение зажигания коротких дуг) развиваемое давление между обкладками может достигать  $10^5$  н/м<sup>2</sup>. С уменьшением расстояния между электродами давление резко увеличивается, так как оно обратно пропорционально расстоянию между ними. Электростатические силы, возникающие вследствие большого градиента напряженности электрического поля, создают разность давлений в столбе дуги, и это способствует переносу и перераспределению расплавленного материала между электродами [12].

В рассмотренной зависимости потенциальной энергии взаимодействия атомов от их межатомного расстояния, представленной на рис. 3, с учетом максимальной скорости распространения тепла в твердых телах, пропорциональной или равной скорости распространения звука  $\approx 5 \cdot 10^3$  м/с, критическое время передачи энергии атому, равной энергии диссоциации  $E_{д.а}$ , составляет в пределах  $10^{-14}$  с. Это время соответствует полупериоду предельной частоты гиперзвука в материале с длиной волны, равной двум межатомным расстояниям. И это же время можно рассматривать как время «жизни» сжатой области, где и выполняются адиабатические условия, – энергия с этой зоны не передается другим атомам кристаллической решетки материала, тогда его потенциальная энергия ( $E_a \geq E_{д.а}$ ) переходит в кинетическую энергию ( $E_{кин}$ ).

В реальных экспериментах ЭИЛ время действия внешнего импульсного энергетического воздействия значительно превышает величину  $\tau'$ . Как величина внешнего импульсного воздействия, так и его мощность за время действия единичного электрического импульса зачастую не являются постоянными при ЭИЛ. К сожалению, эти два основополагающих фактора опускаются при анализе протекающих процессов в этом методе. Если при ЭИЛ в основном используют контактный метод возбуж-

дения микродуги, то, вероятнее всего, мы имеем дело с «короткими» дугами. Может оказаться, что основная часть энергии от внешнего источника передается не в момент наблюдаемого искрения, а при контакте электродов, и тогда эта энергия тратится в основном на переплав и разогрев локальных участков анода и катода. Как правило, сечение анода значительно меньше сечения катода, поэтому в момент касания значительная часть энергии расходуется на расплавление анодного материала, и это явление в основном используется при данной обработке. В таких условиях оптимальными режимами следует считать те режимы, при которых основная доля энергии расходуется на нагрев и переплав металла на локальных участках без испарения и его разбрызгивания. В связи с этим целесообразно учитывать эти особенности процессов при разработке электрооборудования для электроискрового легирования.

На основе предложенной модели был проведен анализ результатов экспериментов по формированию лунок на катоде (титан ВТ1-0) при условии  $S_k > S_a$  и воздействии электрического единичного импульса в воздушной среде. На поверхности в центральной зоне области воздействия 1 (рис. 4, 5) наблюдается формирование кристаллов, в то время как на разных участках в периферийной области воздействия 2 (рис. 4, 6) формируются наноструктурные образования в виде шариков. Причем центральные кристаллы представляют собой фазу нитрида титана, а на поверхности шарообразных образований в периферийной области – оксид титана.

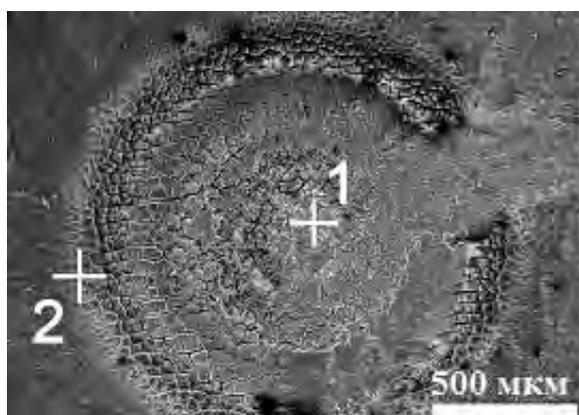


Рис. 4. Внешний вид катодного материала после электроискрового пробоя: 1 – центральная зона пробоя (см. рис. 5); 2 – периферийная зона – область вне зоны 1 (см. рис. 6)

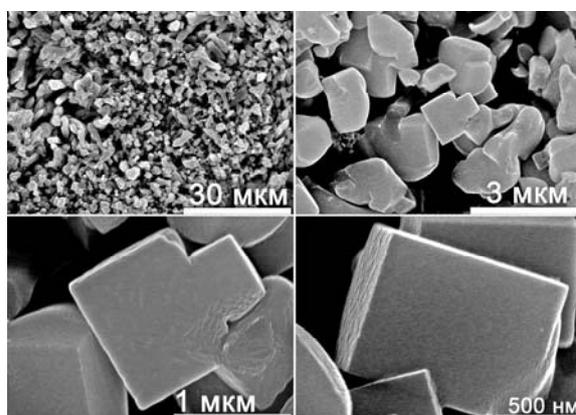


Рис. 5. Морфология кристаллов из центральной области 1 (см. рис. 4) после воздействия электроискрового разряда с различным увеличением

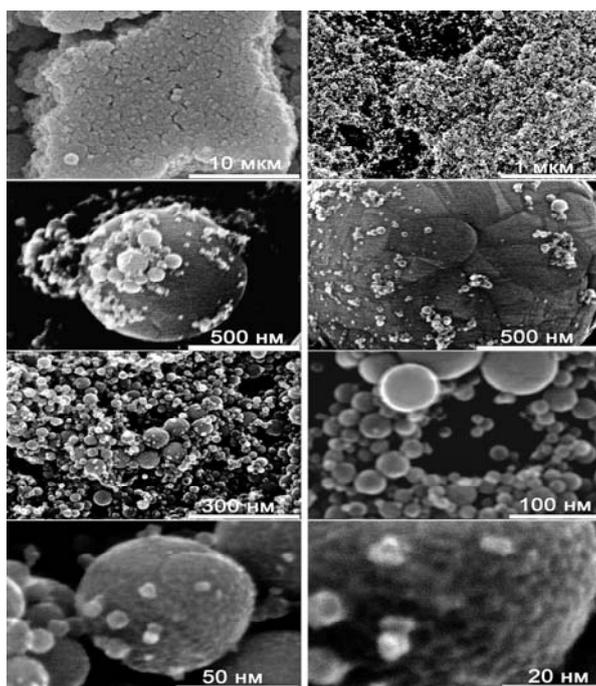


Рис. 6. Морфология частиц, взятых из участков периферийной области 2 (рис. 4) после воздействия электроискрового разряда с различным увеличением

Для объяснения наблюдаемого экспериментального факта формирования нитрида титана в центре лунки и оксидов титана на ее периферии следует учесть, что в момент пробоя в межэлектродном пространстве образуются пары титана (материала электрода). Как известно, образование оксидов металла в атмосфере азота и кислорода значительно более вероятно, чем образование нитридов того же металла. Однако газовое облако из паров титана реагирует с окружающим кислородом, что в определенный момент приведет к локальному изменению соотношений парциальных давлений кислорода и азота. На рис. 7 приведены зависимости изменения свободных энергий  $\Delta G_{x,p}$  (кДж/моль) от температуры:



На этом же рисунке показаны зависимости (1–4) изменения свободной энергии для кислорода, мольные доли которого в локальном объеме значительно меньше единицы. Как видно из рисунка, при резком снижении парциального давления кислорода при определенных температурах (около 2500 К) вероятность протекания реакции (а) уменьшается и наиболее вероятным становится протекание реакции (б). Рассчитанные концентрации кислорода в локальном объеме при указанной температуре должны достигать  $10^{-9}$  моль (рис. 7, (3)).

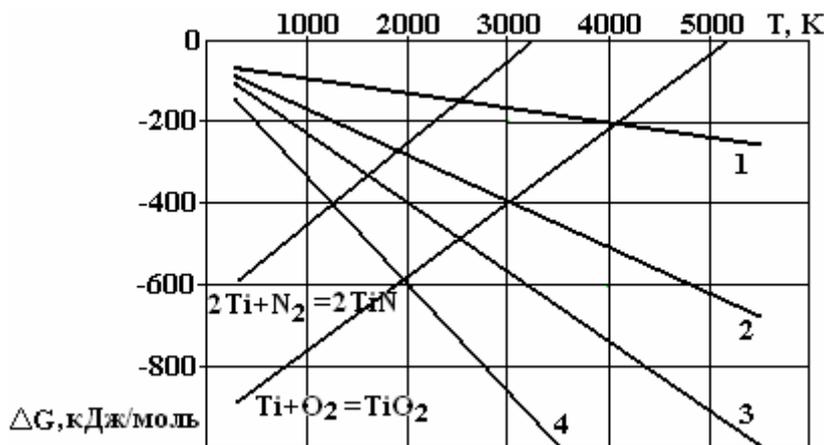


Рис. 7. Зависимость свободных энергий образования  $\text{TiN}$ ,  $\text{TiO}_2$  и кислорода от температуры: 1 – 0,01; 2 –  $10^{-6}$ ; 3 –  $10^{-9}$ ; 4 –  $10^{-14}$  (моль)

Можно предположить и стадийность процесса формирования структурных фрагментов лунки – центральных кристаллов нитрида титана и периферийных оксидов титана шарообразной формы. Первопричиной всех наблюдаемых процессов между электродами является выделение энергии при пробое. На основе предложенной модели выделения энергии в материале и зависимости скорости распространения тепла от скорости распространения фононов (скорости звука в материале) предлагается модель формирования шарообразных форм оксидов, если эксперимент проводится на воздухе, или шарообразных форм металлов – вакууме или в инертной среде, и рассматривается три варианта.

Первый, когда определенному объему материала  $V_0$  с плотностью  $\rho$ , молекулярной массой  $M$  передается (поглощается) от внешнего источника энергия  $E_{\text{вн}}$  (Дж) за время, меньшее или равное  $\tau'$  (2). Тогда, при условии, что за время  $\tau'$  первоначальный объем материала  $V_0$  не изменился, а поглощенная энергия не передается другим атомам (частям) материала, и при  $E_{\text{вн}} \geq E_{\text{д}} \cdot (V_0 \cdot \rho) / M$ , где  $E_{\text{д}}$  – энергия диссоциации или испарения материала (Дж/моль), объем материала условно следует рассматривать как объем, наполненный парами металла при соответствующей температуре и давлении. Для такого рассмотрения есть основание – энергия, приходящаяся на один атом рассматриваемого металла, больше или равна энергии ее испарения или диссоциации. Естественно, мы не имеем права применять для точного расчета ни уравнение Менделеева-Клапейрона, ни уравнение Ван-дер-Ваальса для реальных газов, ни закон соответственных состояний для любых веществ (закон Ван-дер-Ваальса), так как нам неизвестны реальные значения давления и температуры для рассматриваемого объема материала. Можно сослаться на Ван-дер-Ваальса и утверждать, что при рассматриваемых условиях объем  $V_0$  будет заполнен какими-то кластерами (квазигазом в нашем представлении) из ато-

мов металла с каким-то давлением. Но давление есть не что иное, как энергия, приходящаяся на единицу объема. Реально при рассматриваемой удельной энергии, поглощенной материалом, наблюдается взрыв, то есть часть запасенной энергии переходит в кинетическую энергию разлета атомов, частиц, кластеров (или «квазигаз»), что и наблюдается в экспериментах. Если принять, что в объеме  $V_0$  «реальный газ» – пары металла, температура в объеме не менее 5000–10000 К, то внутреннее давление достигает нескольких десятков и сотен тысяч атмосфер. Если вместо «идеального» газа принять, что в этом объеме «кластеры» или «квазигаз» с определенными размерами молекул и молекулярной массой, то давление, естественно, будет значительно ниже, но оно все же будет. Например, при электрических пробоях в жидкостях оно достигает тысяч атмосфер [16]. Для рассматриваемой феноменологической модели точные значения не имеют принципиального значения.

Рассмотрим второй вариант, когда некоторому объему материала  $V_0$  передается (поглощается) за время  $\tau'$  энергия  $E_{\text{вн}}$ , равная энергии, достаточной только на расплавление данной массы материала, то есть

$$E_{\text{вн}} = H_{\text{пл}} \cdot \frac{V_0 \cdot \rho}{M} + S_{\text{уд}} \cdot \sqrt[3]{V_0^2 \cdot 36\pi}, \quad (4)$$

где  $H_{\text{пл}}$  – удельная энергия плавления (Дж/моль);  $V_0$  – объем материала ( $\text{м}^3$ );  $S_{\text{уд}}$  – энергия образования единицы поверхности расплавленного материала (Дж/м<sup>2</sup>);  $M$  – молярный вес;  $\rho$  – плотность ( $\text{кг/м}^3$ ).

При этом разлет частиц расплавленной массы материала не происходит.

Рассмотрим третий случай, когда при поглощении тем же объемом материала  $V_0$  энергии недостаточно для испарения всего объема материала, но достаточно для его полного расплавления и частичного испарения, то есть

$$H_{\text{исп}} \cdot \frac{V_0 \rho}{M} > E_{\text{вн}} > H_{\text{пл}} \cdot \frac{V_0 \rho}{M}, \quad (5)$$

и в этом случае наблюдается разброс частиц вещества. Этот процесс используется, например, при электродиспергировании материалов при импульсном энергетическом воздействии. В экспериментах наблюдаются в основном шарообразные формы частиц металла с диаметром единицы и сотни нанометров. Если учесть, что вся поглощенная энергия  $E_{\text{вн}}$  частично затрачивается на испарение, частично – на расплавление материала и образование моноразмерных «кластеров» (частиц или «молекул квазигаз») с диаметром, например, 10 нанометров и менее, и энергию образования свободной поверхности  $n$  частиц и кинетической энергии их движения, то

$$E_{\text{вн}} = H_{\text{исп}} \cdot \frac{V'_0 \rho'}{M'} + H_{\text{пл}} \cdot \frac{V''_0 \rho}{M} + S_{\text{уд}} \cdot n \cdot 4/3 \pi r^3 + E_{\text{кин}}. \quad (6),$$

где  $V'_0, V''_0$  объем испарившегося и расплавленного материала соответственно.

Если при рассматриваемом временном интервале  $\tau'$  объем материала не изменился и равен  $V_0$  (где  $V_0 = V'_0 + V''_0$ ), а вся поглощенная энергия равномерно распределена между «частицами» (кластерами или квазигазом) с указанными выше размерами ( $r = 5$  нм), а их число равно  $\frac{V_0}{4/3 \pi r^3}$ , создается давление  $P'$ :

$$P' = R \cdot T \cdot \frac{V_0}{4/3 \pi r^3 \cdot N_A}, \quad (7)$$

что и является движущей силой разброса материала. Так как реальных  $V$ - $p$ -изотерм нет для материалов в рассматриваемых условиях и рассчитать их, не применяя законов статистической физики, нельзя, то остается только опираться на экспериментальные факты и предлагаемую качественную феноменологическую модель поведения материалов при импульсном энергетическом воздействии.

Уравнение (7) в самом грубом приближении показывает, что с изменением в объеме  $V_0$  числа

атомов идеального газа (или «квазичастиц», «частиц квазигаз», «кластеров») ( $\frac{V_0}{4/3 \pi r^3}$ ) изменяет

термодинамический параметр рассматриваемого объема материала – давление, величина которого есть функция температуры, объема, свойств реального газа или «квазичастиц», или «кластеров».

В случае передачи атому энергии даже равной энергии диссоциации, но за время, значительно превышающее  $\tau'$  ( $\gg 10^{-14}$  с), происходит в основном передача определенной части энергии от зоны воздействия другим атомам кристаллической решетки материала в результате распространения фононов.

В общем виде, если известна энергия диссоциации материала электрода  $E_d$ , масса испарившегося (диссоциированного) материала может быть определена из выражения

$$E_o \cdot \frac{V_0 \rho}{M} = B \cdot \left( \frac{E_{\text{имп}}}{\tau_{\text{имп}}} \cdot \frac{r_0}{\sqrt{\frac{K + 4/3 G}{\rho}}} \right), \quad (8)$$

где  $B$  – безразмерный коэффициент, зависящий от условий эксперимента;  $V_0 \rho = m_{\text{эп}}$  – масса материала, подвергшегося эрозии;  $E_{\text{имп}}$  – энергия импульса (Дж);  $\tau_{\text{имп}}$  – длительность импульса (сек).

Из (8) следует

$$m_{\text{эп}} = \frac{B \cdot M}{E_o} \left( \frac{E_{\text{имп}}}{\tau_{\text{имп}}} \cdot \frac{r_0}{\sqrt{\frac{K + 4/3 G}{\rho}}} \right). \quad (9)$$

Для конкретного металла  $E_d$  равна скрытой теплоте испарения  $\Delta H_{\text{исп}}$ .

Уравнение (8) получено в предположении, что только часть энергии импульса, поглощенной материалом за время  $\tau'$ , равная  $\frac{E_{\text{имп}}}{\tau_{\text{имп}}} \cdot \frac{r_0}{V_3}$ , затрачена на испарение (эрозию электрода). Остальная часть энергии  $E_{\text{имп}}$ , согласно предполагаемой модели, идет на нагрев материала.

Как уже отмечено, при ЭИЛ длительность электрического импульса ( $\tau$ ) значительно превышает величину  $\tau'$ . Мгновенная мощность  $dE/dt$  (скорость подвода энергии) во время действия электрического импульса не является постоянной величиной. При ЭИЛ целесообразно добиваться минимальных потерь энергии на эрозию материалов электродов, то есть основная часть энергии электрического импульса  $E_{\text{имп}}$  должна расходоваться на расплавление материала электрода  $V_0 \rho = m_{\text{пл}}$ :

$$m_{\text{пл}} \frac{\Delta H_{\text{пл}}}{M} = E_{\text{имп}} - B \cdot \left( \frac{E_{\text{имп}}}{\tau_{\text{имп}}} \cdot \frac{r_0}{\sqrt{\frac{K + 4/3 G}{\rho}}} \right) \quad (10)$$

или

$$m_{\text{пл}} = \frac{M \cdot E_{\text{имп}}}{\Delta H_{\text{пл}}} \left[ 1 - B \left( \frac{1}{\tau_{\text{имп}}} \cdot \frac{r_0}{\sqrt{\frac{K + 4/3 G}{\rho}}} \right) \right], \quad (11)$$

где  $\Delta H_{\text{пл}}$  – скрытая теплота плавления.

В реальных экспериментах при ЭИЛ энергия, поглощенная материалом, затрачивается как на диссоциацию (испарение) материалов, так и ионизацию. В связи с этим из уравнения (8) следует, что поглощенная материалом энергия имеет вид

$$B \left( \frac{E_{\text{имп}}}{\tau_{\text{имп}}} \cdot \frac{r_0}{\sqrt{\frac{K + 4/3 G}{\rho}}} \right) = \left[ \frac{V_0' \rho}{M} \Delta H_{\text{исп}} + \frac{V_0' \rho}{M} U_{\text{ион}} \cdot e^{-U_{\text{ион}} / RT \cdot \Psi \left( \frac{E_{\text{имп}}}{\tau_{\text{имп}}} \right)} \right], \quad (12)$$

где  $U_{\text{ион}}$  – энергия ионизации (Дж/моль);  $R$  – универсальная газовая постоянная (кДж/(моль·К));  $T$  – температура (К);  $\Psi$  – коэффициент, зависящий от мощности энергетического воздействия на материал,  $\Psi=f(E_{\text{имп}}/\tau_{\text{имп}})$ .

Правая часть уравнения (12) представляет собой энергию, поглощенную материалом, то есть сумму энергии испарения и энергии ионизации. Из уравнения (12) следует, что масса продуктов эрозии равна:

$$m_{\text{эр}} = \frac{B \left( \frac{E_{\text{имп}}}{\tau_{\text{имп}}} \cdot \frac{r_0}{\sqrt{\frac{K + 4/3 G}{\rho}}} \right)}{\frac{\Delta H_{\text{исп}}}{M} \left( 1 + \frac{U_{\text{ион}}}{\Delta H_{\text{исп}}} \cdot \frac{1}{e^{U_{\text{ион}} \tau_{\text{имп}} / RT \Psi E_{\text{имп}}}} \right)}. \quad (13)$$

Если в (13) выразим через  $A = U_{\text{ион}}/\Delta H_{\text{исп}}$ ;  $B' = B \left( \frac{r_0 \cdot M}{\sqrt{\frac{K + 4/3 G}{\rho}}} \cdot \frac{1}{\Delta H_{\text{исп}}} \right)$ ,

то масса эрозии материала

$$m_{\text{эр}} = \frac{B' \cdot E_{\text{имп}}}{\tau_{\text{имп}} \left( 1 + A/e^{U_{\text{ион}} \tau_{\text{имп}} / RT \Psi E_{\text{имп}}} \right)}. \quad (14)$$

Результаты проведенного математического моделирования по уравнению (14) в программе MATH-LAB, представленные на рис. 8, показали качественную сходимость с экспериментальными данными, полученными Б.Н. Золотых [9].

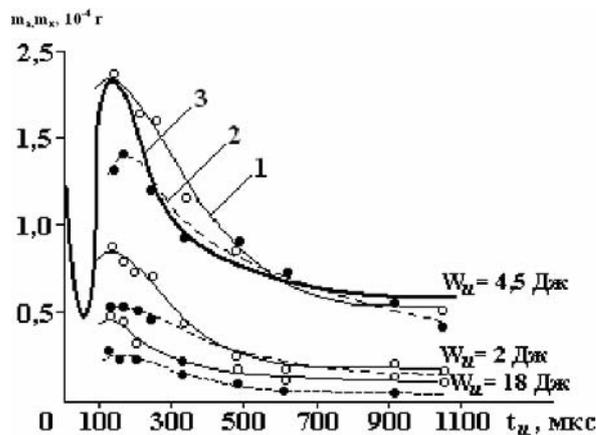


Рис. 8. Экспериментальная зависимость эрозии медных электродов ( $m_{\text{эр.а}}$  – анода,  $m_{\text{эр.к.}}$  – катода) от длительности импульс и числа импульсов ( $N = 10000$ ) (сплошная линия – анод (1), штриховая – катод (2) [9] и теоретическая 3, рассчитанная по уравнению (9))

С учетом физических свойств различных материалов (см. таблицу) по уравнению (14) рассчитаны зависимости эрозии соответствующих электродов от длительности импульсов для продольной скорости звука (рис. 9).

Как видно из рисунка, с ростом скорости звука в материале эрозия электродов из этих материалов при локальном импульсном воздействии уменьшается. При соответствующем выборе коэффициентов  $B'$ ,  $A$  и  $\Psi$  уравнение (14) можно использовать при выборе и расчете технологических режимов микродугового легирования материалов.

Физические свойства некоторых материалов [14]

Материал	Мол. масса, г/моль	Прод. скор. звука $V_3$ , м/с	Попер. скор. звука $V_{32}$	Тепл. плавления $\Delta H_{пл}$ , кДж/моль	$r_0$ ( $\times 10^{-10}$ м)	$\Delta H_{исп.}$ , кДж/моль	$\Delta U_{ион.}$ , кДж/моль
Медь	64	4700	2260	13,01	2,55	304	745
Сталь	56	6100	–	~15,5	~2,66	340	~759,1
Железо	56	5850	3230	15,5	~2,66	340	~759,1
Вольфрам	184	5460	2620	35,2	~2,85	799	769,7
Молибден	96	~5000	–	~30	~2,84	594	684,8

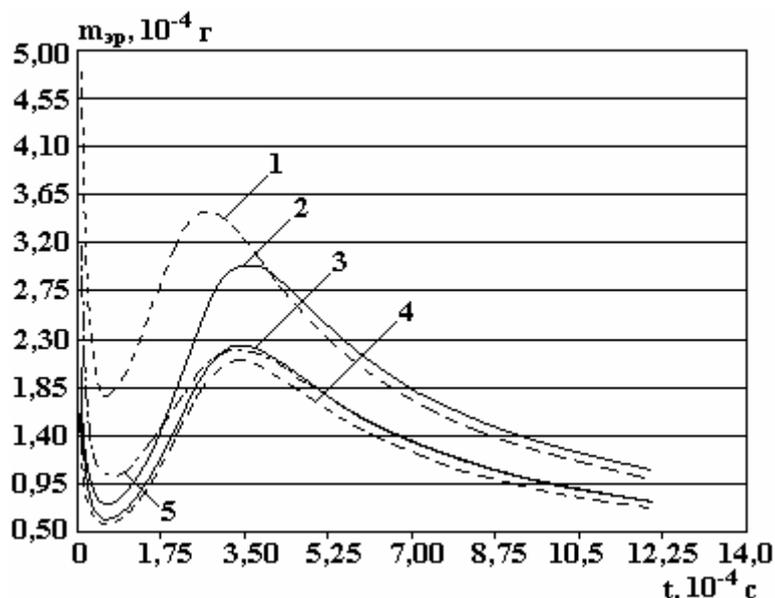


Рис. 9. Зависимость эрозии электродов от длительности импульса для различных материалов при одинаковой  $E_{имп}$  (4,5 Дж), рассчитанная по формуле (14) и данным таблицы. 1 – вольфрам; 2 – медь; 3 – железо; 4 – сталь; 5 – молибден

**Выводы:**

- предложена качественная модель распространения энергии в материале при импульсном воздействии, согласно которой одним из основных критериев оценки распространения энергии (тепловой) в материале является скорость распространения фононов (скорость звука в материале);
- эрозия электродов, рассчитанная согласно предложенной модели, имеет качественную сходимость с экспериментальными данными, полученными в работе [9];
- предложенная модель может быть рекомендована для анализа эрозии материала электродов не только при электроискровом легировании, но и при любом локальном импульсном воздействии на материал;
- с учетом расчетных данных величин свободной энергии Гиббса для реакций образования нитридов и оксидов титана в атмосфере воздуха предложено объяснение наблюдаемому экспериментальному факту – образование кристаллов нитридов в центре локальной области воздействия и оксидов – на периферии.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Финкельнбург В., Меккер Г. *Электрические дуги и термическая плазма*. М.: Иностранная литература, 1961. 370 с.
2. Саммервилл Дж. М. *Электрическая дуга*. М.: Госэнергоиздат, 1962. 142 с.
3. Фролов В.В. *Физико-химические процессы в сварочной дуге*. М.: Машгиз, 1954. 129 с.
4. Лесков Г.И. *Электрическая сварочная дуга*. М.: Машиностроение, 1970. 333 с.
5. Germer L.N. Physical processes in contact erosion. *J. Appl. Phys.* 1958, **29**(7), 1007–1082.
6. Germer L.N., Boyle W.S. Two distinctive types of short arcs. *J. Appl. Phys.* 1956, **27**(1), 32–39.

7. Лазаренко Б. Р., Лазаренко Н. И. *Физика искрового способа обработки металлов*. М.: ЦБТИ МЭИ СССР, 1946. 76 с.
8. Лазаренко Б.Р., Лазаренко Н.И. *Электрическая эрозия металлов*. М.: Госэнергоиздат, 1946. (2), 32.
9. Золотых Б.Н. О физической природе электроискровой обработки металлов. *Электроискровая обработка металлов*. Под ред. Б.Р. Лазаренко. М.: Изд-во АН СССР. 1957, (1), 38–69.
10. Верхотуров А.Д. *Формирование поверхностного слоя при электроискровом легировании*. Владивосток: Дальнаука, 1995. 323 с.
11. Палатник Л.С. Фазовые превращения при электроискровой обработке металлов и опыт установления критерия наблюдаемых взаимодействий. *Докл. АН СССР*. 1953, **89**(3), 455–458.
12. Золотых Б.Н. *Физические основы электроискровой обработки металлов*. М.: Гостехтеориздат, 1953. 108 с.
13. Авсеевич О.И. *О закономерностях эрозии при импульсных разрядах. Физические основы электроискровой обработки металлов*. М.: АН СССР, 1966. С. 32–41.
14. *Таблицы физических величин: Справочник*. Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Теория упругости*. М.: Наука, 1987. Т.7. 248 с.
16. Наугольных К.А., Рой Н.А. *Электрические разряды в воде*. М.: Наука, 1971. 155 с.

*Поступила 15.07.10  
После доработки 30.12.10*

### **Summary**

The model of distribution of energy in a material at pulse influence is offered, according to which one of the basic criteria of an estimation of electrodes erosion at electric breakdown is a speed of distribution phonones (the speed of a sound in a material). The comparative analysis of losses in the erosion of the electrodes, calculated according to this model, and the data received by B.N. Zolotyh [17] is carried out. It is shown that the pressure between particles at the pass of certain energy to material is inverse proportion to the size of particles and can be described the equation for ideal gases.

---