

К. И. Семенов

Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова

Роль скин- и пинч- эффектов при генерации частиц металлов в импульсной дуге

Показано, что скин- и пинч- эффекты являются основными механизмами, способствующими генерации в импульсной дуге высокотемпературных металлических частиц. Поставлена и решена задача определения начальной температуры таких частиц, исходя из экспериментально определённой скорости движения фронта плавления электрода. Приведены данные по стабильности направления начальной скорости и начальной температуры для частиц из меди. Даны рекомендации, касающиеся возможностей повышения стабильности начальных параметров генерируемых частиц.

Исследования, включающие изучение химического реагирования металлов с различными средами, механического взаимодействия с преградами, а также такие технологии, как сварка, порошковая металлургия, маскировка летательных объектов облаками термоэмитирующих частиц, связаны с получением высокотемпературных металлических частиц. Одним из методов получения таких частиц является их формирование в импульсной электрической дуге [1], [2]. Начальные характеристики частиц, полученных в дуге, температура, величина и направление скорости и размер нестабильны, что затрудняет проведение экспериментов или делают измерения невозможными. Нестабильность зависит от параметров генерации, модель которой определяет набор и выбор таких параметров.

В [2], [3] приведены экспериментальные данные по образованию частиц в дуге и предложена модель генерации. В модели неверно представлена конфигурация и соотношение действующих сил, не замечена роль скин — эффекта. В экспериментальном материале нет данных по корреляции между направлением начальной скорости и параметрами генерации. Неверно утверждается постоянство скорости движения фронта плавления электрода. При постановке тепловой задачи не учтено тепло, выделяющееся при прохождении электрического тока, которое составляет около 20% от общего. Таким образом, данные и расчёты по работе генератора в [2] и [3] неверны. Поэтому возникла необходимость разработать альтернативную модель генерации, что позволило бы более чётко контролировать начальные характеристики частиц.

Генерация частиц в импульсном дуговом генераторе заключается в оплавлении цилиндрического проводника 2 в электрической дуге 3 с последую-

ющим отделением оплавленной части в виде жидкой капли радиуса R , см. рис. 1. Плавление можно разбить на два периода: первый — плавление короткой незакрепленной части плавящегося электрода с одной стороны от неплавящегося электрода 1 (рис. 1.а, б) и второй — плавление с другой стороны, со стороны закреплённой, со стороны подвода тока, части плавящегося электрода, (рис. 1.в). Эксперимент показал, что во время первого периода, плавления незакреплённой части плавящегося электрода, фронт плавления практически неподвижен, а во втором периоде, стадия “в” рис. 1, скорость его передвижения весьма резко возрастает, проходит через максимум, а затем медленно спадает, см. рис. 2. Неизвестные условия теплообмена на границе между расплавленной частью электрода и нерасплавленной, непростые электрогидродинамические условия перемешивания (часть энергии электронов дуги переходит в кинетическую энергию жидкого металла внутри капли), непростая граница раздела жидкой и твёрдой фазы выделяют составление и решение уравнений теплообмена в отдельную весьма сложную задачу. Поэтому начальная температура частиц определялась на основании экспериментальных данных. Экспериментально определялись также и размеры частиц.

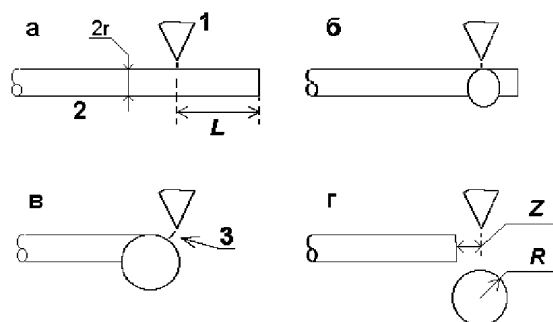


Рис. 1. Процесс генерации частицы в импульсном дуговом генераторе: 1. неплавящийся катод; 2. плавящийся электрод; 3. электрическая дуга; 4. а — начало действия дуги; б — стадия плавления свободной части плавящегося электрода; в — стадия оплавления закреплённой части плавящегося электрода; г — стадия отделения и «ухода» частицы.

На рис. 3 представлена зависимость размеров частицы от величины Z (Z — длина оплавившейся части электрода, за вычетом L , см. рис. 1а) и L (L — длина незакреплённой части плавящегося электрода в начальный момент генерации, равная расстоянию между нормальной к оси электрода плоскостью его торца и нормалью, опущенной из ближней к плавящемуся электроду точки неплавящегося электрода, см. рис. 1г), пунктиром показаны границы, в которых возможна генерация при допустимых значениях L , а сплошной линией — при $L=320$ мкм.

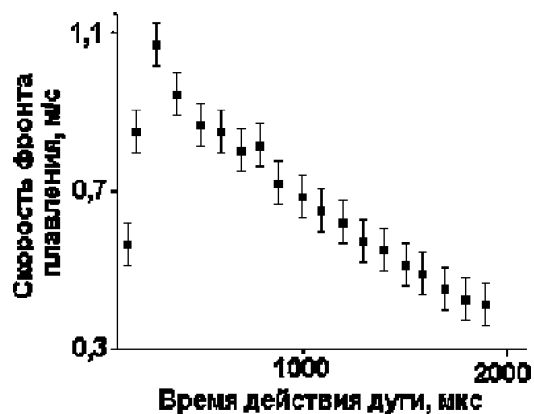


Рис. 2. Экспериментальная зависимость скорости продвижения фронта плавления закреплённой части плавящегося электрода от времени воздействия дуги.

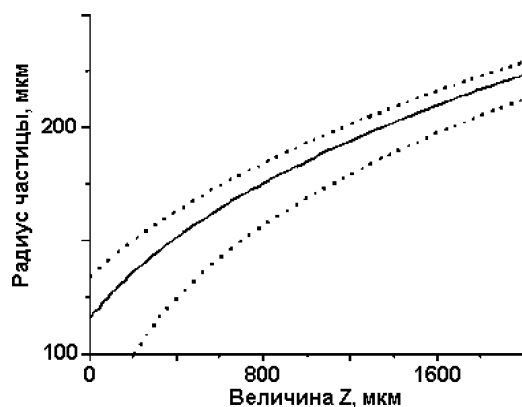


Рис. 3. Экспериментально определённые границы возможных радиусов ВМЧ при различных значениях Z в пределах допустимых L . Сплошная линия — при $L = 2R = 320$ мкм.

Изменяя величину вылета можно при одинаковой длительности импульса отделить оплавленную часть в необходимом месте, изменяя так начальную скорость частицы. Сопоставляя экспериментальные данные зависимости скорости плавления с вносимой в образующуюся частицу из дуги энергией и параметрами расплавленной части, можно восстановить её температуру. Измерение температуры оплавленной части электрода в период генерации при помощи оптического пирометра осложняется излучением дуги.

Расчёт показывает, что теплоотвод от жидкой части электрода в расплавленную его часть, осуществляемый посредством теплопроводности, составляет порядка процента от введенного тепла [2], поэтому в дальнейших расчётах он не учитывается. Кроме того, расчёт, основанный на экспериментальных данных по размерам и температуре частицы, показал, что более 95% энергии, попадающей в оплавленную часть извне, идёт на нагрев и плавление металла. Согласно первому началу термодинамики, количество теплоты, сообщённое системе (отрезку плавящегося электрода в объёме частицы) за время dt идёт на увеличение внутренней энергии системы (работа над окружающими телами не совершается). dQ_L идёт на плавление массы dm электрода, с удельными теплоёмкостью $c(T)$ и теплотой плавления L_y . Теплота, идущая на повышение температуры от начальной T_0 до температуры плавления T_L определяется как $dQ_S = c(T_L - T_0)dm$. На последующий нагрев до текущей температуры оплавленной части электрода T затрачивается $dQ_I = c(T - T_L)dm$. Теплоты плавления составляет $dQ_L = L_\sigma dm$. Теплота, идущая на нагрев уже расплавленной ранее части электрода объёмом V_s составляет $dQ_V = V_s \rho c dT$, где $\rho(T)$ — плотность расплавленной части. Часть сообщённой энергии dQ_u уносится излучением. Сообщаемое системе тепло складывается из энергии, выделяющейся при торможении электронов дуги в жидкой фазе dQ_e и джоулева тепла $dQ_i = \Omega I_\delta^2 dt$ (Ω — сопротивление жидкой фазы). В [2] показано, что теплоотводом в электрод (за исключением теплоотвода в dm) и конвективным теплообменом можно пренебречь. Таким образом, можно записать уравнение

$$dQ_e + dQ_i - dQ_{II} - dQ_I - dQ_L - dQ_S - dQ_V = 0 \quad (1)$$

Учитываемые виды энергии представлены на рис. 5. За время dt в плавящуюся часть от электронов дуги, с током I_δ и напряжением U_δ , поступает энергия [4] $dQ_e = U_\delta I_\delta dt = W dt$. Излучением с площади оплавленной части электрода $S(t) = 4\pi R^2 - \pi r^2$ уносится энергия $dQ_{II} = \epsilon \sigma T^4 S dt$ (температура стенок $T_{ст} \ll T$, поэтому ею пренебрегаем, а поскольку площадь стенок много больше площади поверхности частицы, то приведенный коэффициент интегральной излучательной способности, который должен использоваться в таком уравнении, просто равен коэффициенту излучательной способности частицы ϵ).

После подстановки в (1) выражений для приращений теплот в явном виде получается

$$Wdt + \Omega I^2 dt - V_S \rho c dT - c(T_L - T_0) dm - L_\sigma dm - c(T - T_L) dm - \varepsilon \sigma T^4 S = 0 \quad (2)$$

Откуда следует

$$W + \Omega I^2 - V_S \rho c \frac{dT}{dt} - c(T_L - T_0) \frac{dm}{dt} - L_\sigma \frac{dm}{dt} - c(T - T_L) \frac{dm}{dt} - \varepsilon \sigma T^4 S = 0, \quad (3)$$

Учитывая, что $\frac{dm}{dt} = S_3 \rho \frac{dl}{dt}$, (S_3 — площадь сечения электрода; dl — длина электрода, оплаваемая за время dt ; $dl/dt = v$ — скорость плавления электрода, определяемая экспериментально, см рис. 2) из (3) имеем

$$\frac{dT}{dt} - \frac{W + \Omega I^2 - \rho S c v (T_L - T_0) - L S \rho v - c S \rho v (T - T_L) - \varepsilon \sigma T^4 S}{l_0 S c \rho} = 0 \quad (4)$$

График численного решения уравнения (4) с начальным условием $T(t=0)=1400$ К и граничным условием $T_0=290$ К при $L=320$ мкм, $I_0=60$ А, для меди приведен на рис. 5.

Экспериментальные значения начальной температуры ВМЧ на ~10% меньше вычисленных, одной из причин этого может быть подстановка в (4) постоянного значения мощности дуги, тогда как на самом деле она зависит от расстояния между электродами генератора [2, стр. 74].

При плавлении электрода экспериментально определённая скорость продвижения фронта плавления значительно выше той, которая могла быть обусловлена только теплопроводностью через расплавленную часть электрода, на основании чего в [2] делается вывод о механическом перемешивании жидкого металла в результате передачи импульса электронов дуги, что, как уже указывалось выше, не поддаётся расчёту. Т.к. желательно иметь более точно определённую начальную температуру частицы (или капли), то, можно, основываясь на графике, рис. 5, рекомендовать производить генерацию частиц при возможно больших временах (при неизменной точности установки времени генерации). При работе генератора в непрерывном режиме максимальная частота генерации будет ограничиваться временем генерации и нагревом проходящим током, поскольку тепло, распространяющееся в электроде в результате теплопроводности из периодически оплавающегося конца электрода, мало по сравнению с нагревом проходящим током. Изменение температуры по радиусу r электрода определяется как [5]:

$$T = T_s + qv \frac{r_0}{4\alpha} + qv \frac{r_0^2 - r^2}{16\lambda}, \quad (5)$$

где α — коэффициенте теплоотдачи; λ — теплопроводность материала электрода; r_0 — радиус электрода. Средняя объёмная мощность тепловыделения q_v определяется через джоулево тепло $Q_{\text{Э}}$, выделяемое в объёме V , время действия импульса тока $\Delta t_{\text{д}}$ и период импульсов $\Delta t_{\text{п}}$ выражением

$$q_v = \frac{Q_{\text{Э}}}{V} \cdot \frac{(\Delta t_{\text{д}} - \Delta t_{\text{п}})}{\Delta t_{\text{п}}} \quad (6)$$

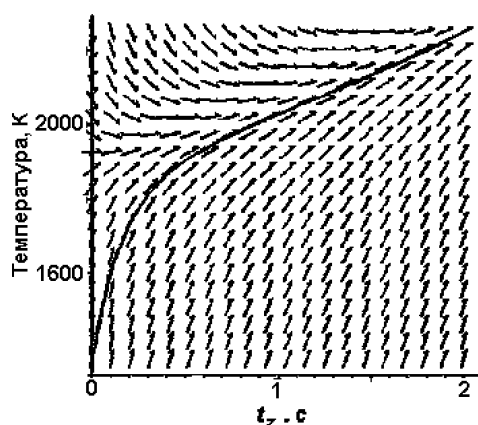


Рис. 5. Зависимость температуры жидкой части электрода от времени движения фронта плавления t_z .

Мощность тепловыделения определяется через сопротивление электрода R , проходящий через электрод ток I , удельное электрическое сопротивление электрода и его длину l :

$$Q_{\text{Э}} = \frac{RI^2 \Delta t_{\text{д}}}{\Delta t_{\text{п}}} = \rho_{\text{Э}} \frac{4l}{\pi d_0^2} I^2 \frac{\Delta t_{\text{д}}}{\Delta t_{\text{п}}} \quad (7)$$

Совместное решение уравнений (5)-(7) позволяет найти максимальную частоту генерации ВМЧ из различных металлов при определенных условиях теплообмена.

В импульсном дуговом генераторе отрыв оплавленной части электрода происходит под действием сил электронного давления и силы пинч-эффекта [6], [7], [8], которые противодействуют силе поверхностного натяжения. Другие силы, действующие на оплавленную часть электрода, реактивная, газоди-

намическая, сила тяжести, по проведенным в [3] оценкам, на несколько порядков меньше. Максимальное значение силы пинч-эффекта, при нормальном к оси электрода направлении линий тока, можно вычислить по формуле [6]:

$$F_p = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} I^2 \ln \frac{R}{r}, \quad (8)$$

где: μ_0 — магнитная постоянная; μ — магнитная проницаемость среды; I — ток импульса; R — радиус оплавленной части электрода; r — радиус электрода.

Сила пинч-эффекта направлена вдоль оси электрода [6], как показано на рис. 6.а. Очевидно, что чем меньше будет нормальная составляющая тока, тем меньше будет величина силы. Если ток проходит только внутри продолжения в каплю электрода, то $F_p = 0$. Перераспределением плотности тока можно управлять используя скин-эффект [8].

При смещении центра оплавленной части с оси электрода F_p рекомендуется [6, 9, 4] вычислять по формуле:

$$F_p = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} I^2 \ln \sqrt{\frac{R}{r}}. \quad (9)$$

Направление F_p при этом можно считать совпадающим с нормалью к плоскости, секущей электрод и проходящей через точки А и В, как это показано на рис. 5. Расчёт точного значения силы пинч-эффекта с учётом сложной, меняющейся формы проводящего тела и скин-эффекта сложная электродинамическая задача. В [10] приведено более точное выражение для цилиндрического проводника, которое из-за громоздкости здесь не приводится. Достаточно отметить, что характерные линейные размеры оплавливающейся части всех использованных электродов (из примененных материалов) такого же порядка, как и величина проникновения тока в проводник согласно [11]:

$$\delta \sim \sqrt{\frac{2}{\sigma\omega\mu_0}}, \quad (10)$$

где δ — глубина проникновения тока; ω — частота тока; σ — проводимость; μ_0 — магнитная постоянная.

При вычислении δ величине ω соответствовало время импульса, на вершине импульса, и время спада импульса, τ , вычисляемые как $\omega = \frac{2\pi}{\tau}$. Период формирования объема капли занимает время порядка 500 мкс, что соответствует частоте 2 КГц, а для такой частоты глубина проникновения

тока, согласно (10), например, в медь, составляет около 9 мм, т.е. плотность тока в проводнике в продолжении импульса с используемым диаметром электрода 0,2 мм можно действительно считать неизменной по сечению. Время спада импульса порядка 0,1-3 мкс и в этом случае глубина проникновения тока порядка 10 мкм. Соответственно меняется и сила пинч-эффекта.

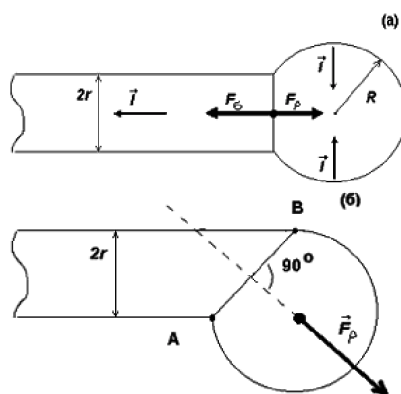


Рис. 5. Сила пинч-эффекта, действующая на оплавленную часть электрода в случае цилиндрически симметричного прохождения тока (а) и в случае несимметричного (б), отклоняющего оплавленную часть от оси, действия дуги.

Сила электронного давления F_e в соответствии с [7] определяется выражением:

$$F_e = I \left(\frac{2m_e U}{e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

где U — напряжение на межэлектродном промежутке.

Характер протекания диспергирования жидкости зависит от реального значения поверхностного натяжения. В то же время, при распаде объёма жидкости возникает новая межфазная граница, процессы релаксации на которой, естественно, определяют значение поверхностного натяжения. Принято называть поверхностное натяжение динамическим, если оно зависит от времени вследствие процессов релаксации. После релаксации на границе устанавливается величина поверхностного натяжения, которую называют статической. Многочисленные эксперименты [12, 13] показывают, что время образования новой поверхности после диспергирования, когда устанавливается статическое поверхностное натяжение, которое обычно указывают в справочных данных, составляет порядка 10^{-3} с. В импульсном генераторе

ре отделение капли жидкого металла происходит за время порядка 10^{-5} с. Таким образом, диспергирование жидкости зачастую происходит одновременно с релаксацией поверхностного натяжения. Наиболее точный современный метод измерения динамического поверхностного натяжения связан с капиллярным распадом струй [14]. Различие статического и динамического значений поверхностного натяжения обусловлено процессами релаксации на межфазной границе, которые могут быть связаны с различными физическими эффектами: адсорбцией, испарением, конденсацией, перераспределением заряда и т.п. В настоящее время подробные данные по динамическому поверхностному натяжению получены лишь для воды и водных растворов электролитов [15], а также для органических жидкостей. Поэтому сила поверхностного натяжения F_{σ} , действующая на оплавленную часть электрода, определялась по данным из [16], где не учитывалась зависимость от времени образования новой поверхности, что даёт максимальное значение F_{σ} :

$$F_{\sigma} = 2\pi r \sigma(T) \quad (12)$$

где $\sigma(T)$ — коэффициент статического поверхностного натяжения. Согласно [16] зависимость $\sigma(T)$ от температуры выражается уравнением

$$\sigma(T) = \sigma_0 \left[1 - 2,1 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\rho}{\mu} \right)^{\frac{2}{3}} (T - T_{пл}) \right], \quad (13)$$

где σ_0 — коэффициент поверхностного натяжения при температуре плавления $T_{пл}$; ρ — плотность; μ — молекулярная масса; $T_{пл}$ — температура плавления.

На рис. 6 приведены графики зависимости величины сил, вычисленных по (13) от времени генерации, с учётом приведенных ниже качественных рассуждений по их изменению в процессе генерации. Величина силы поверхностного натяжения вследствие роста температуры имеет тенденцию к уменьшению по мере нарастания массы оплавленной части. Величина силы электронного давления также уменьшается из-за удаления расплавленной части электрода от неплавящегося электрода (с увеличением этого расстояния уменьшается величина тока [2]), величина силы пинч-эффекта немного растёт из-за увеличения радиуса капли расплава и резко возрастает в конце импульса тока из-за скин-эффекта. Кроме того, на шейке, соединяющей электрод с каплей, на протяжении импульса тока не может развиваться достаточное для отрыва сжимающее шейку радиальное давление пинч-эффекта, пока

не произойдёт перераспределение тока, вызванное скин-эффектом. Именно это позволяло получить поэтапную съёмку процесса генерации [3], когда задний фронт импульса растягивался и отрыва капли не происходило, капля «замерзала» в том месте, в котором, при более коротком заднем фронте импульса, произошло бы её отделение.

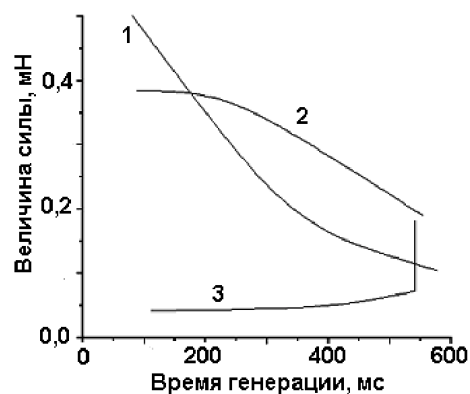


Рис. 6. Зависимость расчётных величин сил поверхностного натяжения (1), электронного давления (2), пинч-эффекта (3) от времени генерации.

Трудности в создании строгого математического описания процесса генерации вызывают необходимость экспериментального получения требуемых для конкретной работы зависимостей. При исследованиях заряда таковыми являлись зависимости величины начальной скорости, её направления от параметров генерации. При этом полуквантитативная модель генерации позволила прогнозировать необходимые для оптимальной работы изменения параметров генерации.

Экспериментальные исследования заключались в варьировании времени спада фронта импульса тока дуги при помощи [17] регулируемой форсирующей электронной цепи, см. рис. 7.

Время спада фронта импульса определяется при этом выражением:

$$t_{\phi} \approx \frac{CE}{\Delta I}, \quad (14)$$

где C — ёмкость конденсатора в цепи базы; E — напряжение питания; ΔI — ток выброса (разность токов базы на фронте и на протяжении импульса).

Распределение по размерам получаемых металлических частиц определялась при работе генератора в непрерывном режиме [1] с использованием результатов измерений при помощи сконструированного [18] для этого устройства (измерительного клина), которое схематично изображено на рис. 8.

Измерительный клин, образован двумя прозрачными стеклянными пластинками, между которыми помещается определённое количество частиц. Выбирая удобный угол раствора клина, и проводя подсчёт частиц на различных уровнях, строилось распределение частиц по размерам. Такие измерения показали, что нестабильность начальных размеров частиц можно снизить до 4%.

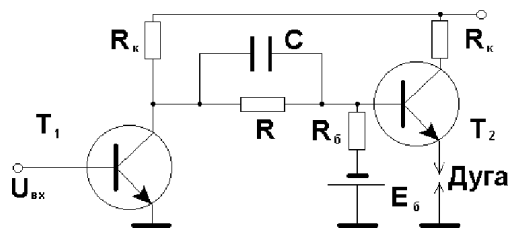


Рис. 7. Схема управления временем фронта импульса тока дуги.

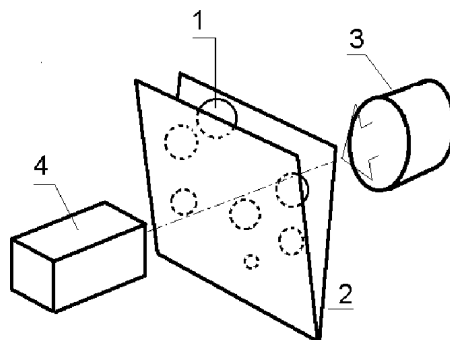


Рис. 8. Схема измерения размеров сферических металлических частиц.

Экспериментальные данные по зависимости отклонения начальной температуры ВМЧ от средней при изменении времени генерации для всех использованных материалов показали, что наиболее приемлемым по стабильности начальной температуры является период, когда нормаль к касательным электродам отклонена от вертикали на угол $\sim 45^\circ$, график зависимости (здесь и далее для медного электрода $s = 80$ мкм, токе 100 А, длиной свободного участка электрода 320 мкм, первоначальном расстоянии между электродами 20 — 40 мкм) приведен на рис. 9.

В экспериментах выявлена зависимость отклонения угла между направлением начальной скорости и вертикалью от среднего при изменении времени спада заднего фронта импульса тока, для медных частиц зависимость представлена на рис. 10, для других металлов зависимости имеют подобный

вид, но при уменьшении радиуса используемого электрода зависимость сдвигается в сторону меньших времён, такой сдвиг может объясняться использованием меньших диаметров электрода для других материалов, а тем самым, изменением соотношения глубины проникновения тока к диаметру.

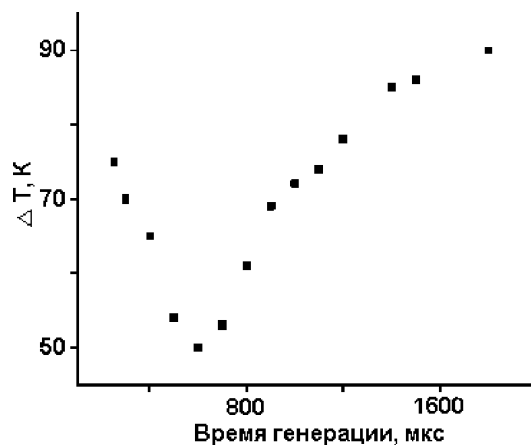


Рис. 9. Отклонение температуры ВМЧ от средней в зависимости от времени генерации.

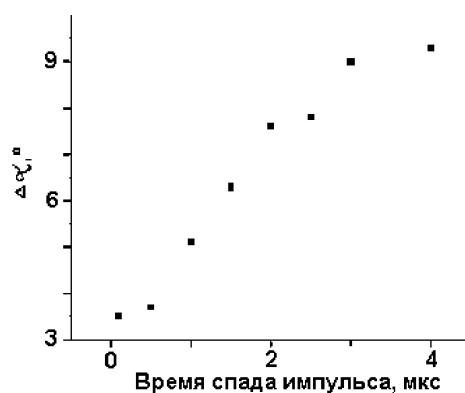


Рис. 10. Зависимость нестабильности угла вылета от времени спада генерирующего импульса тока.

Таким образом, было установлено, что при получении частиц в дуговом импульсном генераторе определяющим отрыв оплавленной части металла является пинч-эффект, усиленный скин-эффектом, при этом время спада импульса тока влияет на стабильность начальных параметров ВМЧ.

Выражаю искреннюю благодарность профессору В.В.Калинчаку за обсуждение работы и профессору Н.Х.Копыту за содействие в её проведении.

Литература

1. Дрейзин Э.Л., Семенов К.И., Суслов А.В. Автоматический режим работы импульсного разрядного генератора монодисперсных металлических частиц с постоянной частотой.// Материалы 8-го семинара «Опыт разработки и внедрения электрокапельструйных технологий, устройств и композиций». — Санкт-Петербург:-1992. — С. 61-65.
2. Суслов А.В. Тепло-электрофизические аспекты монодиспергирования металлов повышенной тугоплавкости: Дис. ... д-ра. физ. — мат.наук: Одесса, 1998. 322 с.
3. Suslov A.V., Dreyzin E.L., Trunov M.A. Formation of Monodispersed Refractory Metal Particles by Impulse Discharge// J. Powder Technology. 1993. — V.74. — P. 23-30.
4. Лесков Г.И. Электрическая сварочная дуга. — М.: Машиностроение, 1970. — 126 с.
5. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник/ Под общ. ред. В.А.Григорьева и В.М. Зорина. М.: Энергоиздат, 1982. — 512 с.
6. Дятлов В.И. Элементы теории переноса электродного металла при электродной сварке// Новые проблемы сварочной техники. — К.: Техника, 1964. — С. 167-182.
7. Рыкалин Н.Н. Расчёт тепловых процессов при сварке. — М.: Mashgiz, 1951, -184 с.
8. Семенов К.И. Влияние скин- и пинч- эффектов на формирование микрокапель металлов в импульсном разряде// Труды XIX конференции стран СНГ “Дисперсные системы”. — Одесса, 2000. — с. 168-169.
9. Ерохин А.А. Основы плавки плавлением. — М.: Машиностроение, 1973. — 172 с.
10. Смайт В. Электростатика и электродинамика: Пер. с англ. — М.: Издательство Иностранной литературы. 1954. — 604 с.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика: Учебник. — Т.VIII. М.: Наука. 624 с.
12. Badran A., Marshall E. Oscillating pendant drops: method for the measurement of dynamic surface and intarface tension// Rev. Sci. Instrum. — 1986. — Vol.57. № 2. — P.259-263.
13. Kochurova N., Rusanov A. Dynamic surface properties of water: surface tension and surface potential// J. Coll. and Interface. Sci. — 1981. — Vol.81. № 2. — P.297-303.
14. Kochurova N., Rusanov A. Dynamic surface properties of water: surface tension and surface potential// J. Coll. and Interface. Sci. — 1981. — Vol. 81. № 2. — P.297-303.

15. Кочурова Н.Н., Гребенщиков Н.Р. Исследование динамического поверхностного натяжения водных растворов иодидов натрия и калия// Вестник Ленингр. гос. ун-та. — Ленинград: 1985. № 11. — С. 104-107.
16. Таблицы физических величин. Справочник./ Под ред. ак. Кикоина И.К. — М.: Атомиздат. 1976. — 1008 с.
17. Гольденберг Л.М. Основы импульсной техники: Учебник. — «Связь». М. 1964. — 432 с.
18. Устройство для определения гранулометрического состава порошков. Заявка на а.с. №5018112/25/081306, дата приоритета 23.12.91 г./ Семенов К.И., Суслов А.В., Дрейзин Э.Л. Положит. решение №16-1541 от 17.07.92г. — 3 с. с ил.

К. И. Семенов

**Роль скін- і пінч- ефектів при генерації частинок металів
в імпульсній дузі**

АНОТАЦІЯ

Показано, що скін- і пінч- ефекти є основними механізмами, які сприяють генерації високотемпературних металевих часток в імпульсній дузі. Поставлена і вирішена задача визначення початкової температури частинок з урахуванням експериментальної певної швидкості руху фронту плавлення електроду. Приведені дані по стабільності напряму початкової швидкості і початкової температури для частинок з міді. Дані рекомендації по застосуванню можливостей підвищення стабільності початкових параметрів частинок, що генеруються.

Semenov K. I.

**Role of skin- and pinch- effects during generation of particles
of metals in impulsive arc**

SUMMARY

It is shown, that skin- and pinch- effects are basic mechanisms cooperant to the generation of high temperature metallic particles in an impulsive arc. The task of determination of initial temperature of particles is put and decided, coming an experimentally certain rate of movement of front of electrode melting. Data on stability of direction of initial velocity and initial temperature for particles from a copper are resulted. Recommendations touching possibilities of increase of stability of initial parameters of the generated particles are given.