

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА ГЛУБИНУ ПРОНИКАНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ В ПРЕГРАДЫ

Г. А. Швецов, А. Д. Матросов, С. В. Станкевич

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
г. Новосибирск, Россия

В докладе представлены результаты экспериментальных и численных исследований поведения металлических кумулятивных струй (КС) при протекании по ним электрического тока. Рассматриваются возможности уменьшения и увеличения глубины проникания кумулятивных струй в преграды. Показано, что управляя параметрами электрического импульса можно уменьшать или увеличивать глубину проникания кумулятивных струй в преграды.

Введение

В последние годы значительный интерес вызывает изучение влияния различных видов электромагнитного воздействия на работу кумулятивных зарядов (см. [1–6]). Исследуется влияние магнитных полей на работу кумулятивных зарядов (КЗ) на различных стадиях: на стадии образования кумулятивных струй (КС), при движении КС в свободном полете, при проникании КС в преграды. Показано, что, используя различные виды электромагнитного воздействия на различных стадиях функционирования КЗ, можно уменьшать глубину проникания КС в преграды. Основное внимание уделяется изучению влияния электрического тока на глубину проникания КС в преграды, однако детальные исследования не проводились. В данной работе рассматриваются возможности уменьшения и увеличения глубины проникания КС в преграды. Вводятся понятия критической плотности тока и идеальной формы токового импульса, при которых в струе развивается перетяжечная магнитогиродинамическая (МГД) неустойчивость, сопровождающаяся объемным взрывом элементов КС при их выходе из межэлектродного промежутка. Развитие в КС перетяжечной МГД-неустойчивости и последующий объемный взрыв материала струи приводят к уменьшению ее длины и плотности, а также к уменьшению глубины проникания КС в преграды. Показано, что этим процессом можно управлять, изменяя параметры электрического импульса. Возможность увеличения глубины проникания КС в преграды анализируется в условиях, когда протекающий по КС электрический ток меньше критического значения.

Рассматривается процесс нагрева КС из различных материалов (Cu, Fe, Mo, Ta, W и др.) при протекании по ним электрического тока. Показано, что использование электрического тока для нагрева КС может привести к увеличению глубины проникания КС в преграды.

Разрушение кумулятивных струй импульсным током

В работах [3–10] экспериментально и теоретически показано, что воздействие импульсного электрического тока на металлические (КС) приводит к существенному изменению структуры струи и уменьшению времени ее разрушения. Анализ этого процесса представляет интерес как с практической точки зрения (уменьшение глубины проникания КС в преграду), так и с теоретической (изучение поведения материала, структуры и физических характеристик КС). В настоящее время механизмы разрушения КС импульсом тока и его влияние на глубину проникания КС в преграды остаются практически не изученными. Поскольку влияние тока на КС проявляется различным образом (нагрев струи протекающим током, нагрев струи в контактных дугах, термическое разупрочнение материала струи, сжатие КС магнитным полем и ускоренное развитие исходной перетяжечной гидродинамической неустойчивости, объемное разрушение материала КС при выходе элементов струи из электродной системы и т. д.), в работах [9, 10] введено обобщенное понятие токовой неустойчивости КС. Проведенные экспериментальные и численные исследования показали, что при пропускании тока по КС наблюдается как раз-

витие перетяжечной МГД-неустойчивости, так и объемное разрушение КС при выходе ее элементов из электродной системы [9, 10]. Из результатов расчетов следует, что при пропускании по струе электрического тока механизм разрушения КС зависит от условий проведения экспериментов, параметров электрического импульса и времени протекания тока по КС.

В данной работе впервые представлены данные систематических экспериментальных исследований влияния параметров электрического импульса на развитие токовой неустойчивости и разрушение КС. В результате проведенных экспериментов предложена простая физическая модель разрушения КС импульсным током, позволяющая выполнять экспресс-оценки влияния параметров электрического импульса на разрушение КС и глубину ее проникания в преграду.

Схема экспериментов

Схема экспериментов приведена на рис. 1. Опыты проводились с использованием КЗ калибром $d = 30, 50, 75, 100$ мм с коническими медными выемками. Ток протекает по КС с момента замыкания электродов струей. В экспериментах изменялись ток и производная тока по времени ($I = 100 \div 500$ кА, $dI/dt = 3 \cdot 10^9 \div 10^{11}$ А/с), форма электрического импульса, время воздействия электрического тока на различные элементы струи и другие параметры. Рентгенографирование КС осуществлялось в межэлектродном промежутке и в свободном полете. В экспериментах с током и без тока рентгеновская съемка проводилась в один и тот же момент времени с погрешностью 0,5 мкс. Влияние электрического тока на КС дополнительно оценивалось по глубине проникания струи в преграду.

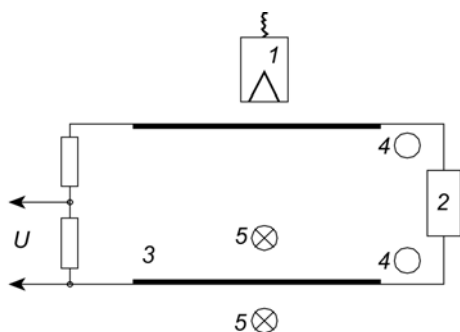


Рис. 1. Схема экспериментов: 1 – кумулятивный заряд; 2 – источник электромагнитной энергии; 3 – электроды; 4 – индуктивные датчики для измерения тока и производной тока разряда; 5 – области, в которых проводилась рентгеновская съемка

Результаты экспериментов

На рис. 2, 3 показано изменение разрядного тока, протекающего через КС при ее проникании в стальную преграду. Цифры над кривыми указывают глубину проникания КС в преграду в данном эксперименте. В контрольных опытах без пропускания по КС электрического тока глубина пробития стальной преграды составляла (210 ± 5) мм. При $dI/dt \leq 3 \cdot 10^9$ А/с и амплитуде тока менее 100 кА протекающий по струе ток практически не оказывает влияния на разрушение струи и глубину ее проникания в преграду.

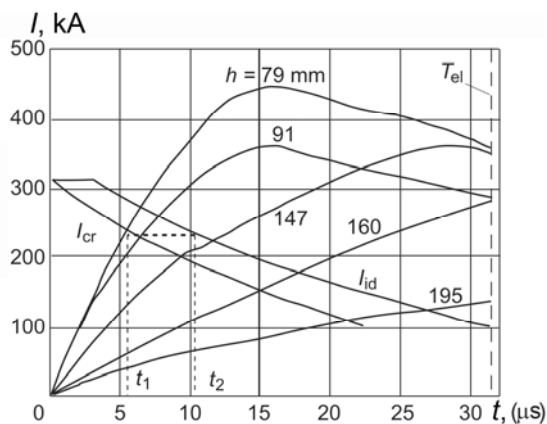


Рис. 2. Экспериментальные зависимости разрядного тока, протекающего через кумулятивную струю, от времени при различных значениях глубины пробития преграды h : I_{cr} – критический ток, I_{id} – идеальная форма тока, T_{el} – момент окончания замыкания струей электродов для кумулятивного заряда калибром $d = 50$ мм

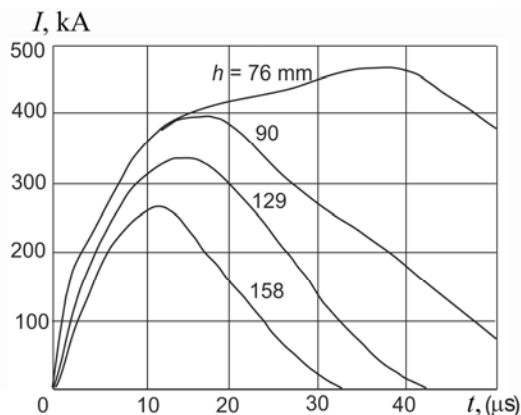


Рис. 3. Экспериментальная зависимость разрядного тока, протекающего через кумулятивную струю, от времени при $dI/dt \approx const$, $d = 50$ мм и различных значениях глубины пробития преграды h (указана на рисунке)

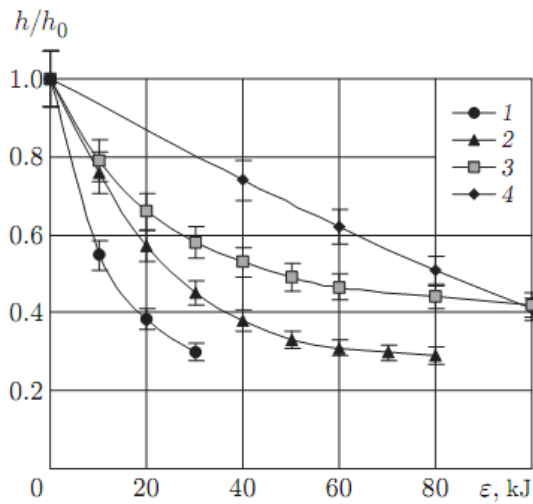


Рис. 4. Экспериментальная зависимость глубины проникания кумулятивной струи в стальную преграду от энергии, запасенной в конденсаторной батарее: 1 – $d = 30$ мм, $h_0 = (135 \pm 5)$ мм; 2 – $d = 50$ мм, $h_0 = (210 \pm 5)$ мм; 3 – $d = 75$ мм, $h_0 = (380 \pm 10)$ мм; 4 – $d = 100$ мм, $h_0 = (540 \pm 10)$ мм

На рис. 4 представлена зависимость глубины проникания КС в стальную преграду от энергии в конденсаторной батарее при $d = 30, 50, 75, 100$ мм (h_0 – глубина проникания КС в преграду в экспериментах без тока). Видно, что при умеренных

значениях энергии в источнике глубину проникания КС в преграду можно уменьшить в несколько раз.

На рис. 5,а–д представлены рентгенограммы КС от КЗ калибром 50 мм при наличии и отсутствии тока, полученные в различные моменты времени. Зависимость $I(t)$ для данных экспериментов приведена на рис. 5,е (вертикальные штриховые линии – моменты времени съемки). Из рис. 5,а следует, что в момент съемки формы струй с током (≈ 250 кА) и без тока практически одинаковы. На рис. 5,б,с структуры струй с током и без тока существенно различаются. Видно, что в экспериментах с током имеют место разрывы КС перед нижним электродом и существенное увеличение диаметров струй. На рис. 5,д (увеличенный фрагмент КС с током в межэлектродном зазоре на рис. 5,с) показан процесс зарождения и развития перетяжек и разрыва участка струи. После прохождения нижнего электрода струи с током распадаются на фрагменты, размеры которых в аксиальном направлении приблизительно равны 1–3 диаметрам струи. Наблюдается объемное разрушение элементов. Фрагменты расширяются в радиальном направлении, достигая размеров, равных 5–10 диаметрам струи, в тех же сечениях, что и в экспериментах без тока.

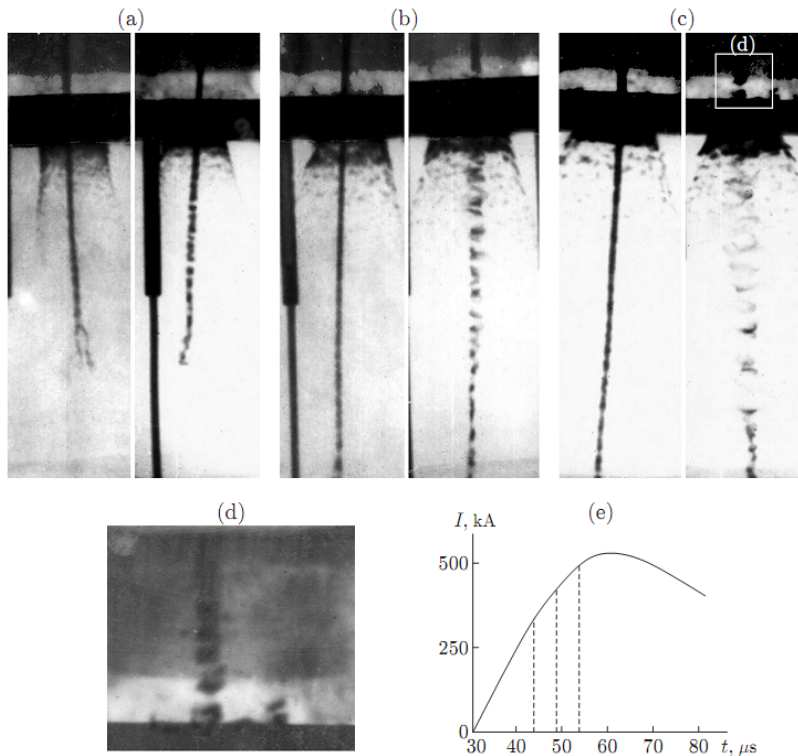


Рис. 5. Рентгенограммы КС без тока (слева) и с током (справа), полученные в различные моменты времени (а–с), увеличенный фрагмент участка КС в межэлектродном зазоре на рис. 5,с(д) и токовая кривая, соответствующая приведенным рентгенограммам (е): а – $t = 42,5$ мкс, б – $t = 47,8$ мкс, с – $t = 52,5$ мкс

Физическая модель воздействия электрического тока на кумулятивную струю

Проведенные экспериментальные исследования показали, что для эффективного воздействия на КС аксиального тока необходимо выполнение двух условий:

- 1) ток в струе должен превышать некоторое критическое значение I_{cr} ;
- 2) время нахождения элемента струи между электродами должно быть достаточным для развития перетяжечной МГД-неустойчивости. Это условие можно представить в виде

$$\tau = \alpha r_0 / C_H \leq \Delta / u_i \quad (1)$$

где Δ – расстояние между электродами; u_i – скорость i -го элемента в струе, $C_H = B / (\mu_0 \rho)^{0,5}$ – скорость Альфвена; B – индукция магнитного поля; ρ – плотность; r_0 – радиус струи; α – коэффициент, величина которого порядка единицы [11].

Подставляя в выражение (1) значение для альфвеновской скорости C_H (с учетом того, что $B = \mu_0 I / (2\pi r_0)$) и разрешая его относительно тока I , получаем

$$I \geq 2\pi\alpha r_0^2 u_i \sqrt{\rho / \mu_0} / \Delta. \quad (2)$$

Среднее значение радиуса КС для конической кумулятивной облицовки определим по формуле (см. [12])

$$r_0 = \sqrt{R_c \delta_0 / \psi} \sin(\varphi/2). \quad (3)$$

Здесь R_c – радиус основания конуса; φ – угол раствора конуса; δ_0 – начальная толщина конуса; ψ – коэффициент удлинения струи при пробитии ею брони. С учетом того что $\psi = l_{eff} / l_0$ (l_0 – длина образующей конуса; l_{eff} – эффективная длина КС), запишем (3) в виде $r_0 = R_c \sqrt{(\delta_0 / l_{eff})} \sin(\varphi/2)$.

Подставляя это соотношение в выражение (2), получаем

$$I_{cr} = 2\pi\alpha R_c \delta_0 \sin(\varphi/2) \sqrt{\rho / \mu_0} u_i / \Delta l_{eff}. \quad (4)$$

Выражение (4) получено из условия равенства интервалов времени развития МГД неустойчивости и времени пролета элементом струи расстояния между электродами.

Если амплитуда тока не превышает I_{cr} , то МГД-неустойчивость не развивается. Пусть в момент времени t_1 ток достигает критического значения I_{cr} . Для того чтобы в элементе, находящемся

в этот момент на верхнем электроде, успела развиться перетяжечная МГД-неустойчивость, этот ток необходимо поддерживать постоянным в течение промежутка времени, равного времени пролета данным элементом межэлектродного промежутка Δ , т. е. с момента времени t_1 до момента времени $t_2 = t_1 + \Delta / u_i$. Определенную таким образом форму электрического тока будем называть идеальной формой токового импульса I_{id} .

Если предположить, что распределение скорости вдоль струи имеет вид

$$u(x) = u_0 \left[1 - \gamma \left(x / l_{eff} \right)^n \right],$$

где u_0 – скорость головного элемента струи; $\gamma = 1 - u_{cr} / u_0$; u_{cr} – критическая скорость хвостового элемента струи, оказывающая влияние на глубину проникания КС в преграду; n – показатель, определяемый из эксперимента, то идеальную форму токового импульса можно представить следующим образом:

$$\frac{I_{id}(t)}{I^*} = \begin{cases} \varphi(n), & 0 \leq t \leq t_1 \\ \varphi(n) \psi(n, t), & t_1 \leq t \leq T_{el} \end{cases}$$

Здесь $I^* = 2\pi\alpha r_0^2 \sqrt{\rho / \mu_0} u_0 / \Delta$ – предельный ток, необходимый для воздействия на головной элемент струи; $\varphi(n) = 1 - \gamma(\Delta / l_{eff})^n$; $\psi(n, t) = 1 - \gamma_n(t / T_{el}^0)^n$; $\gamma_n = 1 - u_{cr} / u(\Delta)$; $t^* = t - t_1$; $T_{el}^0 = T_{el} - t_1$; $T_{el} = \gamma \Delta (1 + l_{eff} u_{cr} / (\gamma \Delta u_0)) / u_{cr}$; $u(\Delta)$ – скорость элемента струи, находящегося на верхнем электроде, в момент замыкания электродов струей.

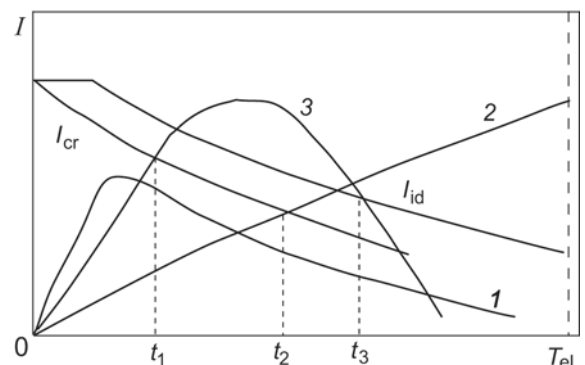


Рис. 6. Влияние электрических импульсов, имеющих различные амплитуду, форму и продолжительность, при воздействии электрического тока на кумулятивную струю: 1–3 – импульсы с различными амплитудой, формой и длительностью; штриховые линии – интервалы времени, на которых происходит разрушение КС

Влияние электрических импульсов, имеющих различные амплитуду, форму и продолжительность, при электродинамическом воздействии им-

пульсного тока на КС показано на рис. 6. Если амплитуда тока $I < I_{cr}$ (кривая 1), то КС не разрушается. Для зависимости, соответствующей кривой 2, разрушение КС будет происходить при $I < I_{cr}$ с момента $t = t_2$ до момента T_{el} , соответствующего моменту выхода элемента КС из электродной системы со скоростью u_{cr} . Для зависимости $I(t)$, соответствующей кривой 3, разрушение КС происходит только в интервале от $t_1 < t < t_3$.

Значения глубины проникания КС в стальную преграду, вычисленные по предложенной в данной работе физической модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными и результатами вычислений по квазидвумерным нестационарным моделям. Поэтому данную модель можно использовать для проведения экспресс-оценок влияния электрического тока на разрушение КС и вычисления глубин проникания КС в преграду при заданных профилях электрического импульса.

Таким образом, проведенные эксперименты показывают, что, управляя формой и амплитудой токового импульса, при умеренных значениях тока и энергии в источнике можно добиться эффективного разрушения КС и уменьшения глубины проникания КС в преграду в несколько раз.

Оценки джоулева нагрева кумулятивных струй

Рассматривается задача о джоулевым нагреве кумулятивной струи проходящей через систему плоских металлических электродов, расположенных перпендикулярно направлению движения струи. Контакт между кумулятивной струей и электродами осуществляется через плазму. Для упрощения задачи считаем, что в первом приближении можно рассматривать двухмерную аксиально-симметричную геометрическую конфигурацию струи и электродов (рис. 7). Заметим, что при принятом геометрическом описании задачи в цилиндрических координатах (r, θ, z) вектор напряженности магнитного поля имеет только одну компоненту H_θ . Кроме того, принимая во внимание тот факт, что при скоростях движения КС ($V_z > 2$ км/с) токи в струе протекают в основном в тонком поверхностном слое, и их распределение определяется главным образом скоростью струи, то для нахождения распределения плотности тока в кумулятивной струе в области электродов можно использовать стационарные решения уравнений Максвелла. Используя дополнительно обычные предположения, принимаемые при анализе силь-

ноточных импульсных устройств (пренебрегаем токами смещения и полагаем магнитную проницаемость среды равной магнитной проницаемости вакуума μ_0) из системы уравнений Максвелла получим уравнение для распределения полного тока $I(r, z) = 2\pi r H_\theta(r, z)$ в виде:

$$\nabla \cdot \frac{1}{r\sigma} \nabla I - \frac{\mu_0 V}{r} \frac{\partial I}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

где $\nabla = \mathbf{i}_r \partial/\partial r + \mathbf{i}_z \partial/\partial z$.

В принятой постановке для плотности тока имеем:

$$j_r = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial I}{\partial z}, \quad j_z = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial I}{\partial r}.$$

Пренебрегая теплопередачей, находим изменение температуры в струе $\Delta T(r, z)$:

$$\Delta T(r/z) = \int_0^{z_{\max}} \frac{j^2}{\rho c \sigma V_z} dz.$$

Здесь ρ, c, σ соответственно плотность, теплоемкость и электропроводность материала КС соответственно.

В расчетах принималось что начальная температура струи приблизительно равна 600°C и соответственно средняя по температуре электропроводность струи $\sigma(T) \approx \sigma_0/2$ и остается постоянной в процессе нагрева струи (ρ и c – постоянные величины).

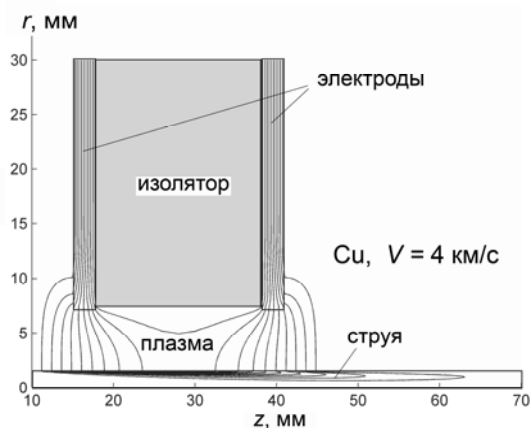


Рис. 7. Распределение полного тока в электродах, плазме и струе. Скорость струи $V = 4$ км/с, радиус струи – 1 мм

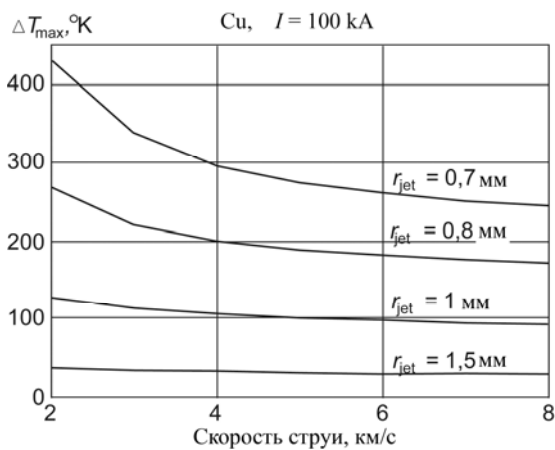


Рис. 8. Максимальная температура медной кумулятивной струи в зависимости от её скорости для различных радиусов струи (указаны на кривых), при полном токе через струю 100 кА

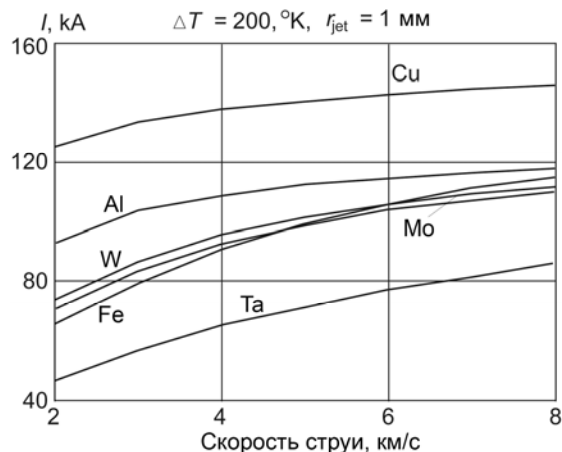


Рис. 10. Зависимость полного тока, необходимого для нагрева кумулятивных струй из Cu, Fe, Al, W, Mo и Ta на 200 °С от скорости элементов струи радиусом 1 мм

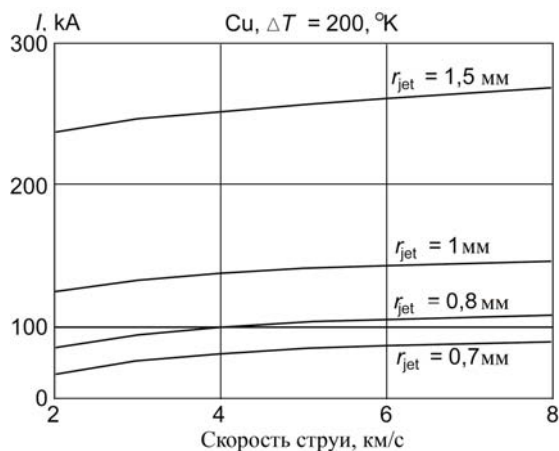


Рис. 9. Зависимости полного тока необходимого для нагрева струи из меди на 200 °С от скорости ее движения, для различных значений радиуса струи $r_j = 0,7, 0,8, 1, \text{ и } 1,5$ мм (указаны на рисунках)

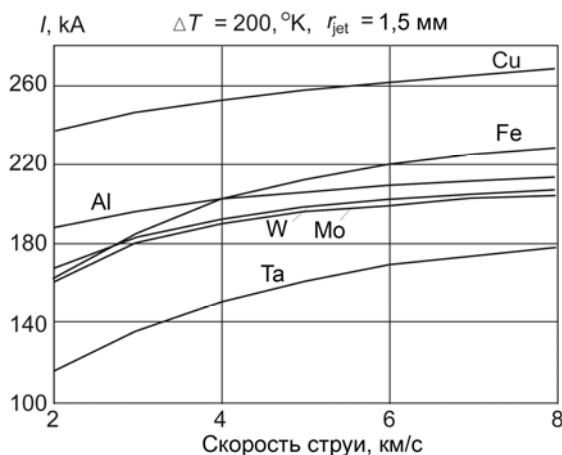


Рис. 11. Зависимость полного тока, необходимого для нагрева кумулятивных струй из Cu, Fe, Al, W, Mo и Ta на 200 °С от скорости элементов струи радиусом 1,5 мм

На рис. 8 приведены полученные зависимости максимальной температуры струи, а на рис. 9 зависимости полного тока необходимого для нагрева струи на 200 °С от скорости её движения, для различных значений радиуса струи $r_j = 0,7, 0,8, 1$ и 1,5 мм (указаны на рисунках).

Отметим, что максимальная температура пропорциональна квадрату полной плотности тока и (например) для полного тока 200 кА максимальное изменение температуры струи будет в 4 раза больше чем приведена на рис. 8.

На рис. 10–11 представлены результаты вычислений в случае нагрева КС импульсным током.

Заключение

В работе представлены результаты экспериментальных и численных исследований поведения металлических кумулятивных струй при протекании по ним электрического тока.

Эксперименты показывают, что, меняя форму и амплитуду импульса тока, за счет разрушения КС можно уменьшить глубину ее проникания в преграду в несколько раз при умеренных значениях тока и энергии источника. Разрушение КС сопровождается развитием перетяжечной МГД-неустойчивости при движении струи между электродами и объемным разрушением элементов КС после их выхода из электродной системы.

Для случая, когда протекающий по КС электрический ток меньше критического значения, проведен анализ возможности увеличения проникающей способности КС. Рассмотрен процесс нагрева электрическим током КС из различных материалов (Cu, Fe, Mo, Ta, W). Показано, что использование электрического тока для нагрева КС может оказаться перспективным для увеличения глубины проникания КС в преграду.

Список литературы

1. Швецов Г. А., Матросов А. Д., Ладов С. В. и др. Влияние магнитных полей на работу кумулятивных зарядов // Тр. 14-й Междунар. конф. «Харитоновские тематические научные чтения», Саратов, 12–16 марта 2012 г. Саратов: Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 2013. С. 272–283.
2. Shvetsov G. A., Matrosov A. D., Fedorov S. V., et al. Effect of external magnetic fields on shaped-charge operation // Intern. J. Impact Engng. 2011. V. 38. P. 521–526.
3. Lei Bin, Qi Wen-Da, Ping Lu, et al. Research on bending and deviating effects of passive electromagnetic armor acting on shaped-charge jet // Proc. of the 17th Intern. symp. on electromagnetic launch technology, San Diego (USA), July 7–11, 2014. San Diego: IEEE, 2014. P. 60.
4. Yongfang Huang, Yanjie Cao. On optimization of passive electromagnetic armor plate spacing // Proc. of the 17th Intern. symp. on electromagnetic launch technology, San Diego (USA), July 7–11, 2014. San Diego: IEEE, 2014. P. 67.

5. Schunemann B., Schael U., Rauer G., et al. Rapid recharging power supply for multiple-hit electrical armor // Proc. of the 17th Intern. symp. on electromagnetic launch technology, San Diego (USA), July 7–11, 2014. San Diego: IEEE, 2014. P. 93.

6. Obukhov V. A., Piskunkov A. F., Svitina V. V. Investigation of cumulative jet braking inside an obstacle resulting from an electric current pulse // Proc. of the 17th Intern. symp. on electromagnetic launch technology, San Diego (USA), July 7–11, 2014. San Diego: IEEE, 2014. P. 108.

7. Fowler C. M., Martinez A. R., Hull L. M., Toepfer A. J. Jet breakup by electromagnetic effects. Los Alamos, 1987. (Rep. / LANL; N LA-UR 94-4282).

8. Littlefield D. L., Powell J. D. The effect of electromagnetic fields on the stability of a uniformly plastic jet // Phy. sFluids A. 1990. V. 2, N 12. P. 2240–2248.

9. Швецов Г. А., Матросов А. Д., Бабкин А. В. и др. Поведение металлических кумулятивных струй при пропускании по ним импульсного электрического тока // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 3. С. 19–25.

10. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. и др. О возможностях управления кумулятивным эффектом взрыва с помощью электромагнитных воздействий // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 126–145.

11. Tayler R. J. Stability of twisted magnetic fields in a fluid of finite electrical conductivity // Rev. Mod. Phys. 1960. V. 32, N 4. P. 907–913.

12. Физика взрыва / Под ред. Л. П. Орленко. М.: Физматлит, 2002.