

УДК 532.52+533.95

## РАЗРУШЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ ИМПУЛЬСНЫМ ТОКОМ

Г. А. Швецов, А. Д. Матросов

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Приведены результаты экспериментальных исследований влияния параметров электрического импульса на развитие токовой неустойчивости и разрушение кумулятивных струй. Предложена простая физическая модель развития токовой неустойчивости и уменьшения глубины каверны в мишени. Введены понятия и получены аналитические выражения для критического тока (критической линейной плотности тока) и идеальной формы токового импульса, требуемых для разрушения кумулятивных струй. Показано, что оценка конечных глубин каверн в стальных преградах по предложенной модели с приемлемой точностью совпадает как с экспериментальными значениями глубин каверн в преграде, так и с результатами численного расчета по квазидвумерным нестационарным моделям МГД-неустойчивости и объемного разрушения.

**Ключевые слова:** кумулятивная струя, МГД-неустойчивость, электромагнитная энергия.

**Введение.** В работах [1–7] экспериментально и теоретически показано, что воздействие импульсного электрического тока на металлические кумулятивные струи (КС) существенно изменяет структуру струи и уменьшает время ее разрушения. Анализ этого процесса представляет интерес как с практической точки зрения (уменьшение глубины проникания КС в преграду), так и с методической — при изучении поведения материала, структуры и физических характеристик кумулятивных струй. Механизмы разрушения КС импульсом тока и его влияние на глубину проникания КС в преграды в настоящее время практически не изучены. Учитывая, что при протекании тока по кумулятивной струе влияние тока на КС проявляется различным образом (нагрев струи протекающим током, нагрев струи в контактных дугах, термическое разупрочнение материала струи, сжатие магнитным полем и ускоренное развитие исходной перетяжечной гидродинамической неустойчивости, объемное разрушение материала КС при выходе элементов струи из электродной системы и т. д.), авторы [1–3] ввели обобщенное понятие “токовая неустойчивость кумулятивных струй”. Проведенные экспериментальные и численные исследования [7] показали, что при пропускании тока по КС наблюдается как развитие перетяжечной МГД-неустойчивости, так и объемное разрушение КС при выходе ее элементов из электродной системы. Как следует из вычислений, проявление того или иного механизма разрушения КС при пропускании по струе электрического тока зависит от условий проведения экспериментов, параметров электрического импульса и времени протекания тока по КС. Экспериментально эти вопросы в настоящее время изучены недостаточно. Авторы работ [1–7] в основном ограничились иллюстрацией возможностей разрушения КС импульсным током, детальных исследований проведено не было.

В данной работе впервые представлены результаты систематических экспериментальных исследований влияния параметров электрического импульса на развитие токовой неустойчивости и разрушение КС. Проведенные эксперименты позволили предложить простую физическую модель разрушения КС импульсным током, удобную для проведения

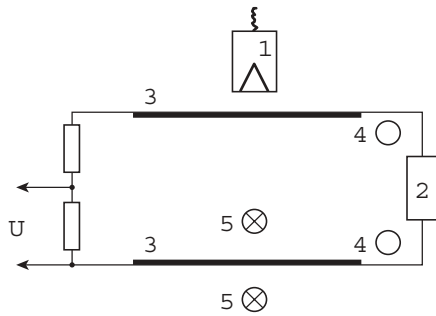


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментов: 1 — кумулятивный заряд; 2 — источник электромагнитной энергии; 3 — электроды; 4 — индуктивные датчики для измерения тока и производной тока разряда; 5 — места рентгеновской съемки

экспресс-оценок влияния параметров электрического импульса на разрушение кумулятивной струи и глубину ее проникания в преграду.

**Схема экспериментов.** Принципиальная схема экспериментов приведена на рис. 1. Опыты проводились с использованием кумулятивных зарядов калибра 50 мм с коническими медными выемками. Ток по КС начинал протекать 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 на различные элементы струи и другие параметры. Рентгенографирование КС осуществлялось в межэлектродном промежутке и в свободном полете. Моменты съемки в экспериментах с током и без тока различались не более чем на 0,5 мкс. Влияние воздействия электрического тока на КС дополнительно отслеживалось по глубине проникания струи в преграду.

**Результаты экспериментов.** На рис. 2, 3 представлены характерные кривые изменения разрядного тока, протекающего через кумулятивную струю при ее воздействии на

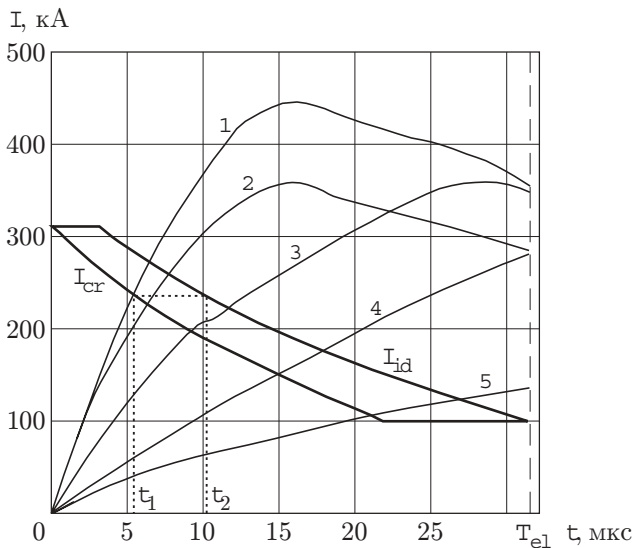


Рис. 2

Рис. 2. Экспериментальные зависимости от времени разрядного тока, протекающего через кумулятивную струю при  $I_{\max} \approx \text{const}$ :

$I_{cr}$  — критический ток;  $I_{id}$  — идеальная форма тока;  $T_{el}$  — длительность импульса тока, необходимая для кумулятивного заряда калибра 50 мм; номера кривых соответствуют номерам опытов

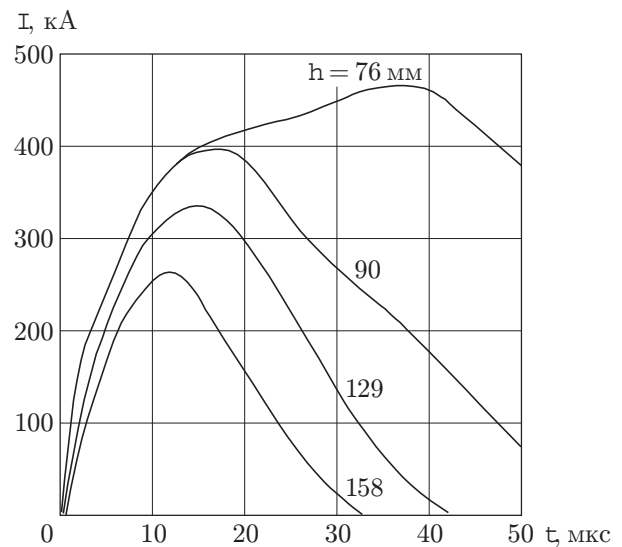


Рис. 3

Рис. 3. Экспериментальные зависимости от времени разрядного тока, протекающего через кумулятивную струю при  $dI/dt \approx \text{const}$

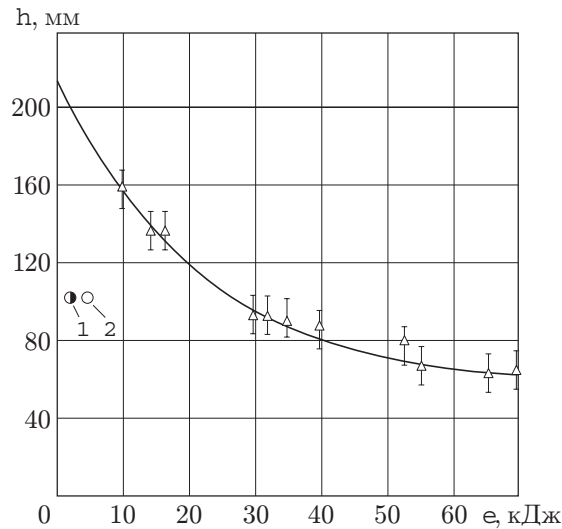


Рис. 4. Экспериментальная зависимость глубины проникания кумулятивной струи в стальную преграду от энергии, запасенной в конденсаторной батарее: 1, 2 — глубины каверн при оптимальном профиле электрического импульса с учетом  $I_{cr}(t)$  и  $I_{id}(t)$  при полном сопротивлении цепи, равном  $5 \cdot 10^{-3}$  и  $10^{-2}$  Ом соответственно

стальную преграду. Для каждой кривой на рис. 3 указана глубина пробития преграды, соответствующая данному режиму электродинамического воздействия. Глубина пробития стальной преграды в контрольных опытах без пропускания по КС электрического тока составляла  $(205 \pm 10)$  мм.

Результаты экспериментов, представленные на рис. 2, иллюстрируют влияние скорости нарастания тока на конечную глубину проникания струи в преграду. На рис. 3 показано влияние амплитуды и формы токового импульса на конечную глубину проникания при практически постоянной начальной скорости нарастания тока. При  $dI/dt \leq 3 \cdot 10^9$  А/с и амплитуде тока меньше 100 кА протекающий по струе ток практически не оказывает влияния на разрушение струи и глубину ее проникания в преграду.

Проведенные эксперименты не позволяют сделать вывод об оптимальных форме токового импульса и амплитуде тока, необходимых для управляемого воздействия тока на конечную глубину проникания КС.

Зависимость глубины проникания КС в стальную преграду от энергии в конденсаторной батарее представлена на рис. 4. Видно, что при достаточно умеренных значениях энергии в источнике (20–40 кДж) глубину проникания КС можно уменьшить в несколько раз.

На рис. 5, а, б, в представлены попарно рентгенограммы КС без тока и с током, сделанные в различные моменты времени. Зависимость  $I(t)$  для этих экспериментов с указанием моментов времени съемки приведена на рис. 5, д. Из рис. 5, а следует, что в момент экспозиции формы струй с током ( $I \approx 250$  кА) и без тока практически одинаковы. На рис. 5, б и 5, в структуры струй с током и без тока отличаются друг от друга. На рентгенограммах видно, что в экспериментах с током в кумулятивных струях наблюдаются разрывы перед нижним электродом и заметное утолщение диаметров струй над разрывами. На рис. 5, г хорошо виден процесс зарождения и развития перетяжек и образования разорванного участка струи. После прохождения нижнего электрода струи с током распадаются на отдельные фрагменты с размерами в аксиальном направлении, равными примерно 1–3 диаметрам струи. Наблюдается объемное разрушение элементов. Фрагменты расширяют-

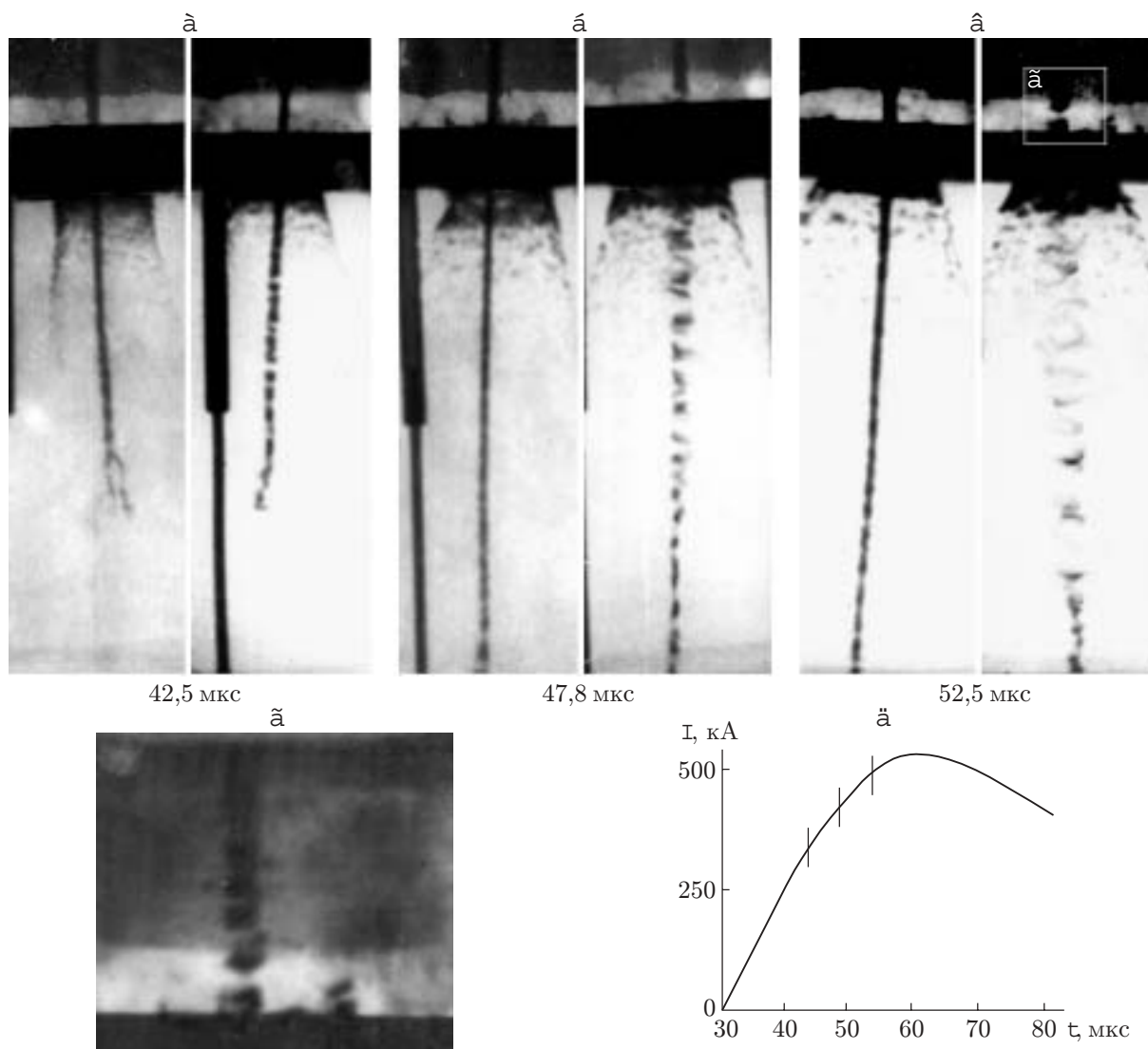


Рис. 5. Рентгенограммы кумулятивных струй без тока и с током, сделанные в различные моменты времени, и токовая кривая для этих экспериментов с указанием моментов времени съемки

ся в радиальном направлении, достигая 5–10 диаметров струи в тех же сечениях, что и в экспериментах без тока.

Анализ рентгенограмм, сделанных в одни и те же моменты времени, показывает достаточно хорошее совпадение количества перетяжек в струе без тока и количества фрагментов в экспериментах с током. Отсюда следует, что магнитное давление содействует ускоренному развитию первоначально малых возмущений исходной гидродинамической перетяжечной неустойчивости кумулятивной струи. Воздействие импульсного электрического тока на элементы КС происходит в основном в межэлектродном промежутке. Это обеспечивает необходимое время электродинамического воздействия на элементы КС для развития перетяжечной МГД-неустойчивости.

В экспериментах не зафиксировано появление изгибных неустойчивостей. Интенсивное расширение фрагментов струи в радиальном направлении после прохождения ими нижнего электрода связано со снятием давления магнитного поля и разгрузкой материала струи.

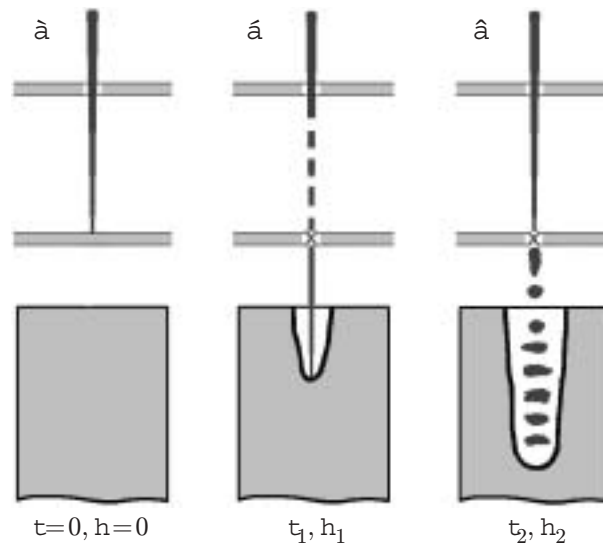


Рис. 6. Схематический процесс воздействия электрического тока на кумулятивную струю

Это влечет за собой последующее уменьшение средней плотности материала элементов струи, эффективной длины струи и как следствие снижение ее пробивной способности.

Из анализа проведенных экспериментов можно сделать важный вывод: для эффективного воздействия на кумулятивную струю скорость нарастания тока и амплитуда тока должны превышать некоторые пороговые значения. Эксперименты показывают, что можно создать условия, при которых элементы КС, подвергнутые воздействию тока, превышающего пороговое значение, не будут вносить вклад в глубину проникания КС в преграду после их выхода из электродной системы. Это может служить основой для создания простой физической модели разрушения КС импульсным током и уменьшения глубины проникания КС в преграду.

**Физическая модель воздействия электрического тока на кумулятивную струю.** Рассмотрим процесс воздействия электрического тока на КС, схематически изображенный на рис. 6. Ток по струе начинает протекать при замыкании электродов струей (рис. 6,а). Если амплитуда тока и продолжительность токового воздействия не превышают некоторых критических значений, токовая неустойчивость струи не развивается. Это соответствует случаю, представленному на рис. 5,а. Конечная глубина каверны в этом случае в пределах разброса не будет отличаться от контрольной.

Пусть в момент  $t_1$  (рис. 6,б) протекающий по КС ток достигнет критического значения  $I^*$  и элементы КС при их выходе из электродной системы начнут разрушаться. Первый такой элемент изображен крестиком на рис. 6,б. Качественно этот случай соответствует рентгенограммам, показанным на рис. 5,б,в. Если начиная с этого момента и до окончания движения КС в межэлектродном промежутке ток в цепи будет превышать значение  $I^*$ , конечная глубина проникания КС в преграду будет определяться длиной участка КС от сечения, указанного крестиком, до дна каверны. Очевидно, что чем быстрее ток достигнет критического значения (чем больше производная тока), тем меньше будет длина струи, прошедшей электроды без возмущений, и тем меньше будет конечная глубина каверны. Если начиная с некоторого момента времени  $t_1 + \tau^*$  протекающий по струе ток станет меньше  $I^*$ , токовая неустойчивость будет развиваться только в средних участках струи. Хвостовая часть струи будет вносить дополнительный вклад в глубину проникания (см. рис. 6,в). Из сказанного следует, что может существовать оптимальный энерговклад в струю для получения максимального снижения глубины проникания КС в преграду.

Проблема устойчивости жидкого проводящего цилиндра (струи, взрывающиеся проводники) в собственном магнитном поле аксиального электрического тока исследовалась многими авторами (см., например, [8–11]). Без детального обсуждения основных положений и выводов, сделанных авторами этих работ, отметим только основной результат. Было показано, что жидкий металлический цилиндр конечной проводимости при протекании по нему аксиального электрического тока неустойчив к осесимметричным возмущениям всех длин волн. Собственное время развития перетяжечной МГД-неустойчивости равно  $\tau \approx \alpha r_0 / C_H$ , где  $C_H = B / (\mu_0 \rho)^{0,5}$  — скорость Альфвена;  $B$  — индукция магнитного поля;  $\rho$  — плотность;  $r_0$  — радиус струи;  $\alpha$  — коэффициент порядка единицы.

В условиях настоящих экспериментов давление магнитного поля в струе намного превышало прочностные характеристики материала КС (с учетом скорости деформации и температуры). Поэтому вышеприведенный результат можно применить и в данном случае.

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

- 1) ток в струе должен превышать некоторое пороговое значение  $I^*$ ;
- 2) время нахождения элемента струи между электродами должно быть достаточным для развития перетяжечной МГД-неустойчивости. Последнее условие можно представить в виде

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

где  $\Delta$  — расстояние между электродами;  $u_i$  — скорость  $i$ -го элемента в струе.

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

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

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

$$\bar{r}_0 = \sqrt{R_c \delta_0 / \psi} \sin(\varphi / 2). \quad (3)$$

Здесь  $R_c$  — радиус основания конуса;  $\varphi$  — угол раствора конуса;  $\delta_0$  — начальная толщина конуса;  $\psi$  — коэффициент удлинения струи в условиях бронепробивания. С учетом того, что  $\psi = l_{eff} / l_0$  ( $l_0$  — длина образующей конуса;  $l_{eff}$  — эффективная длина КС), перепишем (3) в виде  $\bar{r}_0 = R_c \sqrt{(\delta_0 / l_{eff})} \sin(\varphi / 2)$ . Подставив это соотношение в выражение (2), получим

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

Выражение (4) получено из условия равенства 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  $I_{cr}$ . Но для того чтобы в элементе, находящемся на верхнем электроде, успела развиться перетяжечная МГД-неустойчивость, необходимо этот ток поддерживать постоянным в течение времени пролета данным элементом межэлектродного промежутка  $\Delta$ , т. е. от момента времени  $t_1$  до момента времени  $t_2 = t_1 + \Delta / u_i$ .

Если в дальнейшем в течение времени пролета всеми элементами КС будет выполнено условие  $I > I_{cr}$ , то конечная глубина каверны в преграде будет определяться в основном только частью струи, равной расстоянию между электродами. Определенную таким образом форму электрического тока назовем идеальной формой токового импульса.

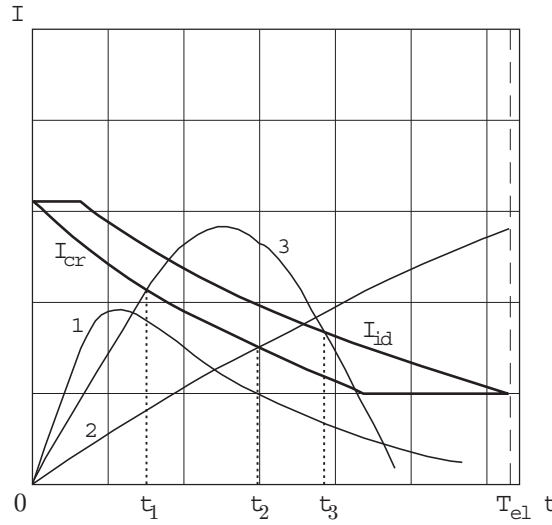


Рис. 7. Влияние параметров электрического импульса (амплитуды, формы и длительности) на глубину каверны при электродинамическом воздействии на кумулятивную струю

Известно, что скорость элементов кумулятивной струи вдоль  $l_{eff}$  различна, поэтому значения  $I_{cr}$  и  $I_{id}$  будут определяться радиусом и скоростью элемента струи в данный момент времени. Если предположить, что распределение скорости вдоль струи имеет вид

$$u(x) = u_0[1 - \gamma(x/l_{eff})^n], \quad (5)$$

где  $u_0$  — скорость головного элемента струи;  $\gamma = 1 - u_{cr}/u_0$ ;  $u_{cr}$  — скорость хвостового элемента струи;  $n$  — показатель, определяемый из эксперимента, то идеальную форму токового импульса можно представить следующим образом:

$$\frac{I_{id}(t)}{I^*} = \begin{cases} \varphi(n), & 0 \leq t \leq t_1, \\ \varphi(n)\psi(n, t), & t_1 \leq t \leq T_{el}, \end{cases} \quad (6)$$

где  $I^* = 2\pi\alpha\bar{r}_0\sqrt{\rho/\mu_0}u_0/\Delta$  — предельный ток, необходимый для воздействия на головной элемент струи;  $\varphi(n) = 1 - \gamma(\Delta/l_{eff})^n$ ;  $\psi(n, t) = 1 - \gamma_n(t^*/T_{el}^*)^n$ ;  $\gamma_n = 1 - u_{cr}/u_\Delta$ ;  $t^* = t - t_1$ ;  $T_{el}^* = T_{el} - t_1$ ;  $T_{el} = \gamma\Delta(1 + l_{eff}u_{cr}/(\gamma\Delta u_0))/u_{cr}$ ;  $u_\Delta$  — скорость элемента струи находящегося на верхнем электроде в момент замыкания электродов струей.

Качественное влияние электрических импульсов различной амплитуды, формы и продолжительности при электродинамическом воздействии импульсного тока на КС показано на рис. 7. Если амплитуда тока меньше  $I_{cr}$ , действие тока на струю не проявляется (кривая 1). Для варианта, представленного кривой 2, действие тока будет сказываться при  $I > I_{cr}$  и продолжаться до момента  $T_{el}$ , соответствующего времени выхода элемента из электродной системы со скоростью  $u_{cr}$ . В случае зависимости  $I(t)$ , соответствующей кривой 3, разрушение КС будет происходить только в интервале от  $t_1$  до  $t_2$ .

Очевидно, что экспериментальные профили тока (см. рис. 2) не оптимальны с точки зрения минимума затрат электрической энергии при требуемом уменьшении глубины проникания КС в преграду. На рис. 4 точками 1, 2 указаны значения энергии в источнике, необходимые для уменьшения глубины проникания КС в стальную преграду в два раза, если бы источник обеспечивал оптимальный профиль электрического импульса с учетом  $I_{cr}(t)$  и  $I_{id}(t)$  для 50-миллиметрового заряда при общем электрическом сопротивлении цепи, равном  $5 \cdot 10^{-3}$  (1) и  $10^{-2}$  Ом (2) соответственно.

Экспериментальные и расчетные значения конечных глубин  
проникания кумулятивной струи в преграду

Номер опыта	$h_{exp}$ , мм	Качественная модель		Модель объемного разрушения		Модель МГД-неустойчивости		Объединенная модель МГД-неустойчивости и объемного разрушения	
		$h$ , мм	$\frac{\Delta h}{h}$ , %	$h$ , мм	$\frac{\Delta h}{h}$ , %	$h$ , мм	$\frac{\Delta h}{h}$ , %	$h$ , мм	$\frac{\Delta h}{h}$ , %
1	79	74	-6	82	4	160	103	82	4
2	91	81	-11	132	45	200	120	98	8
3	147	108	-27	184	25	200	36	200	36
4	160	158	1	200	25	200	25	200	25
5	195	208	7	200	3	200	3	200	3

Примечание.  $\Delta h = h - h_{exp}$ .

В таблице представлены экспериментальные значения конечных глубин проникания КС в стальную преграду для профилей тока, изображенных на рис. 2, и значения конечных глубин проникания, вычисленные на основе предложенной модели и по формуле М. А. Лаврентьева [12] с учетом растяжения элементов струи при  $\alpha = 2$ . Для сравнения в таблице приведены также значения  $h$ , вычисленные с использованием моделей развития перетяжечной МГД-неустойчивости, объемного разрушения и их совместного проявления, реализованных в рамках численного решения квазидвумерных нестационарных задач динамического деформирования высокоградиентного проводящего термически разупрочняющегося стержня при известном законе изменения во времени протекающего по нему полного тока [7]. Значения глубин 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 ее можно использовать для экспресс-оценок влияния электрического тока на разрушение КС и вычисления конечных глубин проникания КС в преграду при заданных профилях электрического импульса.

Таким образом, проведенные эксперименты показывают, что, управляя формой и амплитудой токового импульса, можно добиться эффективного разрушения КС и уменьшения глубины проникания КС в преграду в несколько раз при умеренных значениях тока и энергии в источнике. Разрушение струи сопровождается развитием перетяжечной МГД-неустойчивости при движении струи в межэлектродном промежутке и объемным разрушением элементов струи при их выходе из электродной системы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Швецов Г. А., Матросов А. Д. Токовая неустойчивость кумулятивных струй // IV Междунар. конф. "Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике", Казань, 3-7 июля 1995 г.: Тез. докл. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО РАН, 1995. С. 132.
2. Shvetsov G. A., Matrosov A. D., Pavlovskii A. I. Current instability of shaped-charge jets // Proc. of the 10th Pulsed power conf., July 3-6, 1995, Albuquerque, USA. Albuquerque: Inst. Electr. Electronics Engngs, Inc., 1995. P. 1136-1141.
3. Матросов А. Д., Швецов Г. А. Экспериментальное исследование токовой неустойчивости кумулятивных струй // ПМТФ. 1996. Т. 37, № 4. С. 9-14.



4. Павловский А. И., Пляшкевич Л. Н., Шувалов А. М., Бродский А. Я. Экспериментальные исследования разрушения кумулятивной струи импульсом тока // Журн. техн. физики. 1994. Т. 64, № 2. С. 76–82.
5. Fowler C. M., Martinez A. R., Hull L. M., Tiefert A. J. Jet breakup by electromagnetic effects. Los Alamos, 1987. (Rep. / LANL; N LA-UR 94-4282).
6. Littlefield D. L., Powell J. D. The effect of electromagnetic fields on the stability of a uniformly plastic jet // Phys. Fluids A. 1990. V. 2, N 12. P. 2240–2248.
7. 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.
8. 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.
9. Бреус С. Н. Об устойчивости жидкого цилиндра с током при конечной проводимости // Журн. техн. физики. 1960. Т. 30, № 9. С. 1030–1034.
10. Murty G. S. Instability of conducting fluid cylinder due to axial current // Ark. F. Fys. 1960. V. 18, N 14. P. 41–250.
11. Абрамова К. Б., Златин Н. А., Перегуд Б. П. Магнитогидродинамические неустойчивости жидких и твердых проводников. Разрушение проводников электрическим током // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1975. Т. 12. С. 2007–2022.
12. Физика взрыва / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.

*Поступила в редакцию 18/XII 2003 г.*

---