

01;03;12

## Об эффекте рассеивания металлических кумулятивных струй при пропускании по ним мощного импульса электрического тока

© С.В. Федоров

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
105005 Москва, Россия  
e-mail: sergfed-64@mail.ru

(Поступило в Редакцию 25 ноября 2011 г.)

На основе численного моделирования в рамках модели равномерно удлиняющегося цилиндрического стержня исследованы особенности растяжения металлических кумулятивных струй при пропускании по ним мощного импульса электрического тока. Основное внимание уделено эффекту радиального рассеивания материала струи, реализующемуся после ее выхода из межэлектродного промежутка. Выяснена роль в данном явлении магнитной энергии, запасенной в элементах струи в процессе токового воздействия. Для средних участков кумулятивных струй, формируемых зарядами диаметром от 50 до 150 мм, получены распределения по радиусу струи плотности и радиальной скорости материала сразу после „отсечки“ тока, свидетельствующие о том, что в результате токового воздействия может срываться и рассеиваться поверхностный слой материала струи при сохранении сплошности ее центральной части. С увеличением силы тока, пропускаемого по струе, толщина ее разрушающегося слоя, приобретающего направленную от оси радиальную скорость, возрастает. Определены критические токи, соответствующие срыву поверхностного слоя струи и ее полному разрушению.

### Введение

Как показывают эксперименты [1,2], при пропускании мощного импульса электрического тока через металлическую кумулятивную струю (КС) перед ее взаимодействием с преградой наблюдается снижение пробивного действия кумулятивных зарядов (КЗ). Подобное электродинамическое воздействие (ЭДВ) на КС осуществляется с помощью металлических пластин-электродов, соединенных с импульсным источником электрической энергии (как правило, конденсаторной батареей) и размещаемых перед преградой на пути движения КС.

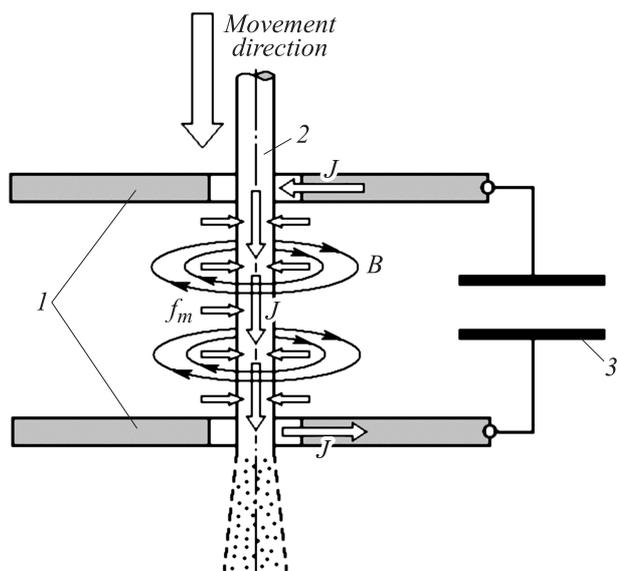
С точки зрения сопутствующих физических процессов данный эффект в некоторой степени родственен эффекту электрического взрыва проводников, который исследовался достаточно широко [3]. Однако использовать напрямую результаты этих исследований невозможно, так как токовое воздействие на КС обладает рядом существенных отличительных особенностей. Эти особенности связаны, в первую очередь, с движением КС с очень высокой скоростью (от 2 км/с в хвостовой части до 10 км/с в головной). Временем движения участков КС через межэлектродный промежуток определяется продолжительность токового воздействия на них. Темп нарастания тока через участок КС при его входе в область ЭДВ также зависит от скорости движения струи. Наконец, при выходе участка КС из межэлектродного промежутка происходит резкий сброс тока на данном участке, что имеет следствием проявление дополнительных эффектов, не реализующихся при электрическом взрыве проводников, жестко связанных с источником электрической энергии, ввиду невозможности столь быстрой отсечки тока. Еще одной отличительной особенностью пропускания тока по КС является влияние на

этот процесс фактора ее растяжения (осевые скорости деформирования  $10^4-10^5 \text{ s}^{-1}$ ) с сопутствующим ему радиальным сходящимся к оси симметрии движением материала и возможностью развития естественной пластической неустойчивости, приводящей к шейкообразованию и распаду КС на отдельные элементы. Отмеченные обстоятельства делают актуальной разработку моделей поведения КС при токовом воздействии.

### Опорные физические представления

При теоретическом анализе эффекта уменьшения глубины проникания КС при ЭДВ в качестве одной из возможных его причин рассматривается развитие на КС при пропускании через нее электрического тока МГД-неустойчивости перетяжечного типа [4,5], приводящее к ускоренному распаду струи на отдельные элементы с соответствующим уменьшением ее эффективной длины. При этом вследствие МГД-неустойчивости одновременно изменяется и форма элементов КС. Под действием электромагнитных сил, неравномерно распределенных по длине струи из-за развития неустойчивости, они сжимаются в осевом направлении и расширяются в радиальном, приобретая характерную форму дисков (так называемое явление „дискообразования“). Такое формоизменение элементов КС также имеет следствием снижение пробивной способности струи.

Еще одна возможная причина уменьшения глубины проникания КС при ЭДВ может быть связана с объемным разрушением и радиальным рассеиванием материала струи в момент выхода ее участков из межэлектродного промежутка и прекращением токовой „нагрузки“ [6,7]. При протекании осевого тока  $J$  по участку струи возникает азимутальное магнитное поле  $B$ , и



**Рис. 1.** Реализация радиального рассеивания материала металлической КС при выходе из межэлектродного промежутка: 1 — пластины-электроды, 2 — кумулятивная струя, 3 — источник электрической энергии.

струя подвергается действию сжимающих электромагнитных сил  $f_m$  (рис. 1). Если мгновенно убрать действие этих сил, то запасенная в материале струи потенциальная энергия объемного сжатия может придать материалу радиальную скорость, направленную от оси КС. Проявлению данного эффекта способствует то, что к моменту выхода из межэлектродного промежутка элементы КС за счет выделения джоулева тепла являются сильно нагретыми и соответственно практически лишены прочности. Радиальное рассеивание материала КС приводит к уменьшению ее средней плотности, что, в свою очередь, влечет снижение проникающей способности. Обе гипотезы (и о развитии МГД-неустойчивости перетяжечного типа, и о радиальном рассеивании материала КС после выхода из межэлектродного промежутка) согласуются с результатами рентгенографических исследований КС, подвергнутых мощному токовому воздействию [1,2,8].

Настоящая работа посвящена углублению представлений о механизме объемного разрушения и рассеивания материала КС в момент выхода из области токового воздействия на основе численного моделирования с позиций механики и электродинамики сплошных сред. В работах [7,9] для расчетно-теоретического исследования этого механизма использовалась квазидвумерная модель цилиндрического равномерно удлиняющегося сжимаемого упруго-пластического стержня с протекающим по нему осевым электрическим током, изменяющимся по определенному закону. Данный закон выбирался соответствующим изменению тока через различные участки КС, реализуемому в экспериментах [1,2]. Проведенное в [7,9] численное моделирование показало, что при достаточной интенсивности ЭДВ действительно возникают условия для радиального рассеивания материала струи в

момент выхода элементов КС из межэлектродного промежутка. В качестве обобщения результатов численного моделирования в [9] было предложено соотношение для определения величины направленной от оси радиальной скорости  $v_R$  движения поверхности КС после окончания ЭДВ

$$v_R = \frac{\dot{\epsilon}_{ze} R_e}{2} \times \sqrt{\frac{16A}{\rho_0 \dot{\epsilon}_{ze}^2 R_e^2} \left[ \frac{1}{k-1} \left[ \left( 1 + \frac{\mu_0 J^2}{8\pi^2 A R_e^2} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right] + \left( 1 + \frac{\mu_0 J^2}{8\pi^2 A R_e^2} \right)^{-1/k} - 1 \right]}, \quad (1)$$

где  $\dot{\epsilon}_{ze}$  и  $R_e$  — соответственно осевая скорость деформирования и радиус элемента КС в момент окончания ЭДВ,  $\rho_0$  — плотность материала КС в нормальных условиях,  $J$  — сила тока,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Н/м — магнитная постоянная,  $A$  и  $k$  — эмпирические константы в уравнении сжимаемости материала КС, связывающем давление  $p$  в нем с его плотностью  $\rho$  и взятом в форме уравнения Тэта [10]

$$p = A \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^k - 1 \right]. \quad (2)$$

Обобщенная зависимость (1) была получена на основе энергетического соотношения

$$W_p = W_k^{\text{in}} + W_k^{\text{ex}}, \quad (3)$$

где  $W_p$  — потенциальная энергия объемного сжатия материала КС электромагнитными силами, обусловленными протеканием тока,  $W_k^{\text{in}}$  — кинетическая энергия радиального сходящегося к оси движения материала КС, сопутствующего ее растяжению,  $W_k^{\text{ex}}$  — кинетическая энергия радиального разлета материала КС, приобретаемая при выходе из области ЭДВ. Смысл соотношения (3) заключается в том, что запасенная в элементе КС потенциальная энергия расходуется после окончания ЭДВ на „гашение“ движения материала, направленного к оси, и придание ему движения в противоположном направлении. Значения кинетических энергий  $W_k^{\text{in}}$  и  $W_k^{\text{ex}}$  вычислялись в предположении линейности распределения радиальной скорости по радиусу струи с ее обращением в нуль на оси симметрии. Потенциальная энергия объемного сжатия  $W_p$  рассчитывалась с использованием уравнения сжимаемости (2). При этом давление в материале КС, возникающее вследствие действия электромагнитных сил, определялось, как в стержне, к поверхности которого приложено так называемое магнитное давление [11]

$$p_m = \frac{\mu_0 J^2}{8\pi^2 R_e^2}. \quad (4)$$

## Задачи исследования

Одним из побудительных мотивов к продолжению исследований эффекта радиального рассеивания КС,

испытывавшей ЭДВ, явилось выяснение роли в этом процессе магнитной энергии, запасенной в материале струи к моменту ее выхода из межэлектродного промежутка. Эта энергия может быть рассчитана по формуле

$$W_m = 2\pi l \int_0^{R_e} w_m r dr, \quad (5)$$

где  $l$  — длина участка КС,  $w_m$  — объемная плотность магнитной энергии. Результаты численного моделирования [7,9] свидетельствуют, что к моменту окончания ЭДВ распределение тока по сечению КС близко к равномерному. При постоянной плотности тока  $j = J/(\pi R_e^2)$  индукция азимутального магнитного поля  $B$  в материале КС распределяется линейно по ее радиусу

$$B = \frac{\mu_0 J r}{2\pi R_e^2}.$$

Вычисляя с учетом данного соотношения объемную плотность магнитной энергии  $w_m = B^2/(2\mu_0)$  и проводя интегрирование (5), получим выражение для магнитной энергии в элементе КС в виде

$$W_m = \frac{1}{2} p_m V_c, \quad (6)$$

где  $V_c$  — объем участка КС (объем цилиндра радиусом  $R_e$  и длиной  $l$ ),  $p_m$  — магнитное давление, определяемое в соответствии с (4).

Как уже отмечалось выше, согласно (3), в качестве основного „движущего“ фактора радиального рассеивания при получении обобщающей зависимости (1) выступала потенциальная энергия объемного сжатия материала КС магнитным давлением  $p_m$  (4), приложенным к ее поверхности. Величина этой энергии для участка КС объемом  $V_c$  определяется интегралом

$$W_p = \rho_0 V_c \int_0^{p_m} \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dp} dp,$$

вычисление которого с учетом взаимосвязи давления и плотности (2) приводит к соотношению

$$W_p = A \left[ \frac{1}{k-1} \left[ \left( 1 + \frac{p_m}{A} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right] + \left( 1 + \frac{p_m}{A} \right)^{-1/k} - 1 \right] V_c. \quad (7)$$

В экспериментах существенное влияние токового воздействия на поведение КС достигалось при величине соответствующего ему магнитного давления (4) на уровне предела текучести  $\sigma_y$  материала струи. К такому же выводу привели и результаты теоретических исследований развития МГД-неустойчивости КС при пропуске электрического тока [4,5]. С учетом

данного обстоятельства, принимая во внимание значение эмпирической константы  $A$  для различных металлов [10] в уравнении сжимаемости (2), приходим к выводу, что в реальных условиях  $p_m/A \ll 1$  ( $p_m \approx \sigma_y \approx 0.1$  ГПа,  $A \approx 10$  ГПа). Это позволяет существенно упростить соотношение (7), разлагая его в степенной ряд по малому параметру  $p_m/A$ . В результате для потенциальной энергии объемного сжатия получается выражение

$$W_p = \frac{1}{2} \frac{p_m^2}{kA} V_c. \quad (8)$$

Определяя соотношение потенциальной (8) и магнитной (6) энергий в элементе КС на момент окончания ЭДВ, приходим к выводу

$$\frac{W_p}{W_m} = \frac{p_m}{kA} \ll 1.$$

Учитывая „подавляющее преимущество“ магнитной энергии, представляет интерес проследить за ее дальнейшей „судьбой“ после выхода КС из межэлектродного промежутка. Очевидно, существенная доля этой энергии переходит в теплоту, выделяющуюся в материале КС. В соответствии с законом электромагнитной индукции „угасание“ магнитного поля породит индукционные токи в элементе КС, которые будут циркулировать еще некоторое время после окончания ЭДВ, продолжая джоулев разогрев материала. Однако нельзя исключать, что часть запасенной магнитной энергии идет и на совершение механической работы, оказывая влияние на радиальное движение материала КС. По крайней мере, к тому есть физические предпосылки. Дело в том, что распределение индукционных токов по сечению струи сразу после прекращения токового воздействия должно носить следующий характер — токи в приосевой области имеют то же направление, что и ток, протекавший в межэлектродном промежутке, а в наружных слоях материала индуцируются токи противоположного направления. При этом обеспечивается равенство нулю полного тока через все сечение. Следствием указанного распределения индукционных токов должно стать возникновение радиально направленных от оси электромагнитных сил, действующих на поверхностный слой струи сразу после ее выхода из межэлектродного промежутка. Очевидно, это способствует реализации радиального рассеивания материала.

Отметим также, что результаты численного моделирования [9], обобщением которых явилась зависимость (1) для радиальной скорости рассеивания КС, были получены применительно к КЗ диаметром 50 мм, который использовался в экспериментах с токовым воздействием на КС [1,2]. Задаваемые в расчетах параметры токового воздействия на различные участки КС также были ограничены диапазоном изменения, реализованным в данных экспериментах. С учетом этого обстоятельства представляет интерес проверить справедливость соотношения (1) при более широком варьировании параметров

токового импульса. С практической точки зрения важна и проверка влияния на эффект радиального рассеивания КС масштабного фактора. Согласно (1), при переходе к геометрически подобному КЗ большего диаметра для достижения прежнего эффекта разрушения КС коэффициент увеличения силы тока должен быть равен коэффициенту геометрического подобия зарядов. Однако этот факт требует подтверждения результатами прямого численного моделирования. Наконец, нет полной ясности в вопросе о влиянии на эффект радиального рассеивания продолжительности токового воздействия, которая никак не задействована в соотношении (1).

Для ответа на поставленные вопросы необходимо проведение более детального численного моделирования. С целью облегчения последующего анализа его результатов имеет смысл опорную зависимость (1), которая является весьма громоздкой, переписать в более простом виде с использованием условия малости (как было показано выше) соотношения  $p_m/A$

$$v_R = \frac{\dot{\epsilon}_z e R_e}{2} \sqrt{\frac{\mu_0^2 J^4}{8\pi^4 \rho_0 k A \dot{\epsilon}_z^2 e R_e^6} - 1}. \quad (9)$$

Различие в определении скорости радиального рассеивания КС по данной формуле и исходному соотношению (1) не превышает 10%. Упрощенное соотношение (9) позволяет ввести в рассмотрение величину тока, при котором начинает проявляться эффект радиального рассеивания (из условия неотрицательности подкоренного выражения)

$$J_{cr1} = \pi \sqrt[4]{\frac{8\rho_0 k A \dot{\epsilon}_z^2 e R_e^6}{\mu_0^2}} \quad (10)$$

и который в дальнейшем будем называть первым критическим током.

### Физико-математическая модель

Численное моделирование проводилось на основе физико-математической модели, представленной в [7]. Участок КС, подвергающийся токовому воздействию, рассматривался как проводящий цилиндрический стержень, удлиняющийся с осевой скоростью деформирования  $\dot{\epsilon}_z$  (рис. 2). Предполагалось, что в процессе удлинения все элементы стержня по его длине сохраняют первоначальную цилиндрическую форму (возможностью развития МГД-неустойчивости пренебрегалось). При этом перепад осевой скорости между двумя фиксированными плоскими сечениями стержня остается неизменным и определяется начальным градиентом осевой скорости.

При указанных предположениях процесс растяжения высокоградиентного стержня может быть описан в рамках одномерной с осевой симметрией ( $r$  — радиальная координата, рис. 2) задачи механики и электродинамики

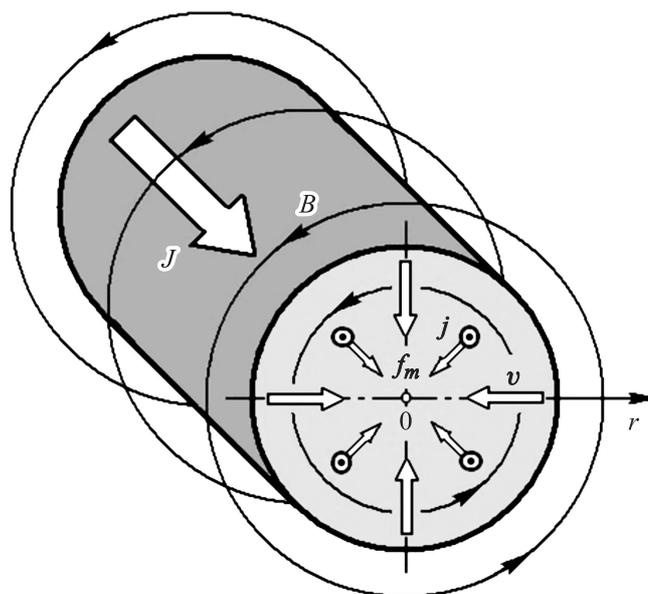


Рис. 2. Расчетная схема растяжения участка КС при пропускании по нему электрического тока.

сплошных сред. По-существу задача сводится к исследованию движения и состояния материала стержня в каком-либо одном из его сечений. При этом в фиксированном сечении скорость частиц стержня имеет только радиальную составляющую  $v$ , векторы плотности электрического тока и напряженности электрического поля имеют только осевые составляющие соответственно  $j$  и  $E$ , а возникающее в данном случае магнитное поле является азимутальным с индукцией  $B$  (рис. 2).

Изменение плотности  $\rho$  материала стержня описывается уравнением неразрывности

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho(\dot{\epsilon}_r + \dot{\epsilon}_\theta + \dot{\epsilon}_z) = 0,$$

где радиальная  $\dot{\epsilon}_r$  и окружная  $\dot{\epsilon}_\theta$  скорости деформаций равны  $\dot{\epsilon}_r = \partial v / \partial r$ ,  $\dot{\epsilon}_\theta = v / r$ , а осевая скорость деформации  $\dot{\epsilon}_z$  при равномерном удлинении стержня зависит от своего начального значения  $\dot{\epsilon}_{z0}$  и изменяется с течением времени по закону  $\dot{\epsilon}_z = \dot{\epsilon}_{z0} / (1 + \dot{\epsilon}_{z0} t)$ .

Уравнение движения частиц стержня в радиальном направлении, учитывающее действие электромагнитных сил с объемной плотностью  $f_m = jB$ , имеет вид

$$\rho \frac{dv}{dt} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} - jB,$$

где  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$  — радиальные и тангенциальные компоненты тензора напряжений.

Изменение удельной внутренней энергии материала определяется уравнением энергии, записываемым в адиабатическом приближении и с учетом выделения в стержне джоулева тепла  $j^2 \eta$  ( $\eta$  — удельное сопротивление

ние материала),

$$\rho \frac{de}{dt} = j^2 \eta + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + s_r \dot{\epsilon}_r + s_\theta \dot{\epsilon}_\theta + s_z \dot{\epsilon}_z,$$

где  $s_r, s_\theta, s_z$  — компоненты дивергента тензора напряжений.

Для определения давления в материале стержня использовалось уравнение состояния калорического типа в форме Ми-Грюнайзена [10]

$$p = A \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^k - 1 \right] + \gamma \rho e_t,$$

где упругая составляющая полного давления бралась в форме уравнения Тэта (2),  $\gamma$  — коэффициент Грюнайзена,  $e_t$  — тепловая составляющая удельной внутренней энергии, рассчитываемая по формуле  $e_t = e - e_c$ , в которой упругая составляющая энергии  $e_c$  вычисляется с использованием зависимости (2) и равна

$$\begin{aligned} e_c &= \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{A}{\rho^2} \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^k - 1 \right] d\rho \\ &= \frac{A}{\rho_0} \left[ \frac{1}{k-1} \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{k-1} + \frac{\rho_0}{\rho} - \frac{k}{k-1} \right]. \end{aligned}$$

По значению тепловой составляющей удельной внутренней энергии  $e_t$  производился расчет температуры  $T$  материала стержня. При этом принималось во внимание изменение удельной теплоемкости материала  $c_v$  при смене агрегатного состояния. При нагреве в пределах  $T \leq T_m$  ( $T_m$  — температура плавления) теплоемкость полагалась постоянной и равной среднему значению теплоемкости материала в твердом состоянии  $c_v = c_{vs}$ . При достижении температуры плавления ( $T = T_m$ ) учитывалось, что фазовый переход из твердого агрегатного состояния в жидкое сопровождается поглощением теплоты, определяемой удельной теплотой плавления материала  $\lambda$ . До тех пор пока в нагретом до температуры плавления материале не выделится дополнительно теплота  $\lambda$  (в расчете на единицу его массы), температура материала полагалась неизменной  $T = T_m$ . При последующем нагреве расплавленного материала его теплоемкость бралась равной среднему значению теплоемкости в жидком состоянии  $c_v = c_{vl}$ . С учетом вышесказанного температура рассчитывалась согласно соотношениям

$$T = \begin{cases} \frac{e_t}{c_{vs}}, & e_t < c_{vs} T_m, \\ T_m, & c_{vs} T_m \leq e_t \leq c_{vs} T_m + \lambda, \\ T_m + \frac{e_t - c_{vs} T_m - \lambda}{c_{vl}}, & e_t > c_{vs} T_m + \lambda. \end{cases}$$

Возможность испарения материала при его нагреве до температуры кипения в рассматриваемой модели не учитывалась, так как эффект радиального рассеивания

КС при выходе из области ЭДВ начинает проявляться при относительно умеренных параметрах импульса тока, недостаточных для перевода материала струи в парообразное состояние.

При задании удельного сопротивления материала  $\eta$  принималась во внимание его зависимость от температуры [11]. Для твердого агрегатного состояния она бралась в виде  $\eta = \eta_0 [1 + \beta_s (T - T_0)]$ , где  $\eta_0$  — удельное сопротивление при нормальной температуре  $T_0$ ,  $\beta_s$  — температурный коэффициент сопротивления в твердом состоянии. После перехода в расплавленное состояние эта зависимость была следующей  $\eta = \eta_{lm} [1 + \beta_l (T - T_m)]$ , где  $\eta_{lm}$  — удельное сопротивление жидкого материала при температуре плавления  $T_m$ ,  $\beta_l$  — температурный коэффициент сопротивления в жидком состоянии. В области фазового перехода ( $T = T_m$ ) удельное сопротивление определялось линейной интерполяцией по значениям этой величины для твердого  $\eta_{sm} = \eta_0 [1 + \beta_s (T_m - T_0)]$  и жидкого  $\eta_{lm}$  материала в зависимости от количества полученной им теплоты (после достижения температуры плавления) по отношению к удельной теплоте плавления  $\lambda$ .

Напряженное состояние материала стержня определялось в рамках модели упруго-пластической среды на основании уравнений пластического течения Прандтля-Рейсса [12]

$$\frac{ds_r}{dt} + 2G\dot{\kappa}s_r = \frac{2}{3} G(2\dot{\epsilon}_r - \dot{\epsilon}_\theta - \dot{\epsilon}_z),$$

$$\frac{ds_\theta}{dt} + 2G\dot{\kappa}s_\theta = \frac{2}{3} G(2\dot{\epsilon}_\theta - \dot{\epsilon}_r - \dot{\epsilon}_z),$$

$$\frac{ds_z}{dt} + 2G\dot{\kappa}s_z = \frac{2}{3} G(2\dot{\epsilon}_z - \dot{\epsilon}_r - \dot{\epsilon}_\theta),$$

где  $G$  — модуль сдвига материала,  $\dot{\kappa}$  — скалярный множитель, определяемый через удельную мощность пластической деформации  $dA_p/dt$  и предел текучести материала  $\sigma_\gamma$ , как

$$\dot{\kappa} = \frac{3}{2\sigma_\gamma^2} \frac{dA_p}{dt}.$$

В качестве условия пластичности выступал критерий Мизеса, принимающий в выражении через компоненты дивергента тензора напряжений вид  $s_r^2 + s_\theta^2 + s_z^2 = 2\sigma_\gamma^2/3$ .

С использованием значений компонент дивергента тензора напряжений и давления в материале вычислялись компоненты тензора напряжений  $\sigma_r = s_r - p$ ,  $\sigma_\theta = s_\theta - p$ , входящие в уравнение движения.

В модели учитывалось термическое разупрочнение материала стержня. Его предел текучести принимался уменьшающимся с ростом температуры по линейному закону от своего значения  $\sigma_{\gamma 0}$  при нормальной температуре  $T_0$  до нулевого значения при достижении температуры плавления  $T_m$  [13]

$$\sigma_\gamma = \sigma_{\gamma 0} \frac{T_m - T}{T_m - T_0}.$$

Предполагалось, что расплавленный материал лишается способности сопротивляться деформации и с точки зрения механического поведения ведет себя подобно идеальной жидкости. Считалось, что, как и жидкость, он не сможет выдерживать условия всестороннего растяжения, и появление отрицательных (растягивающих) давлений в таком материале повлечет за собой нарушение его сплошности — реализацию разрушения с потерей способности к дальнейшему сопротивлению деформированию (за исключением деформированного состояния всестороннего сжатия, которому даже предварительно разрушенный материал может сопротивляться подобно не испытанному разрушения). На основании данного предположения моделировалось разрушение материала. Для любой частицы стержня при  $T \geq T_m$  корректировалось вычисляемое по уравнению состояния давление, и в случае  $p < 0$  полагалось  $p = 0$ .

Эволюция магнитного поля  $B$  в материале стержня описывалась уравнением, выражающим закон электромагнитной индукции для движущейся проводящей среды,

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{B}{\rho} \right) = \frac{B}{\rho} \frac{v}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E}{\partial r}.$$

Распределение магнитного поля по сечению стержня позволяло рассчитать плотность тока  $j$  с помощью уравнения

$$j = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial B}{\partial r} + \frac{B}{r} \right).$$

Взаимосвязь между плотностью тока  $j$  и напряженностью электрического поля  $E$  устанавливалась законом Ома в дифференциальной форме  $j = E/\eta$ .

При задании граничных условий на внешней поверхности стержня ( $r = R$ ,  $R$  — текущий радиус стержня) использовалось условие отсутствия на свободной поверхности механических напряжений  $\sigma_r = 0$  и условие, накладываемое законом полного тока на величину магнитной индукции,  $B = \mu_0 J / (2\pi R)$ . На оси симметрии ( $r = 0$ ) задавалось кинематическое граничное условие равенства нулю радиальной скорости частиц стержня  $v = 0$  и условие отсутствия магнитного поля  $B = 0$ .

Для численного решения сформулированной задачи использовался конечно-разностный метод, базирующийся на методе Уилкинса [14].

## Исходные данные для расчетов

В расчетах было рассмотрено токовое воздействие на средние участки медных КС, формируемых геометрически подобными КЗ диаметром 50, 100 и 150 мм. Характеристики материала (меди) принимались следующими [11]:  $\rho_0 = 8900 \text{ kg/m}^3$ ,  $G = 50 \text{ GPa}$ ,  $\sigma_{\gamma 0} = 400 \text{ MPa}$ ,  $c_{vs} = 430 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ ,  $c_{vl} = 500 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ ,  $\lambda = 210 \text{ kJ/kg}$ ,  $T_m = 1083^\circ \text{C}$ ,  $\eta_0 = 1.75 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ ,  $\beta_s = 4.2 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ,  $\eta_{lm} = 20.5 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ ,  $\beta_l = 4.2 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ .

Численное моделирование поведения участка КС проводилось от момента его формирования при схлопывании кумулятивной облицовки до момента, несколько

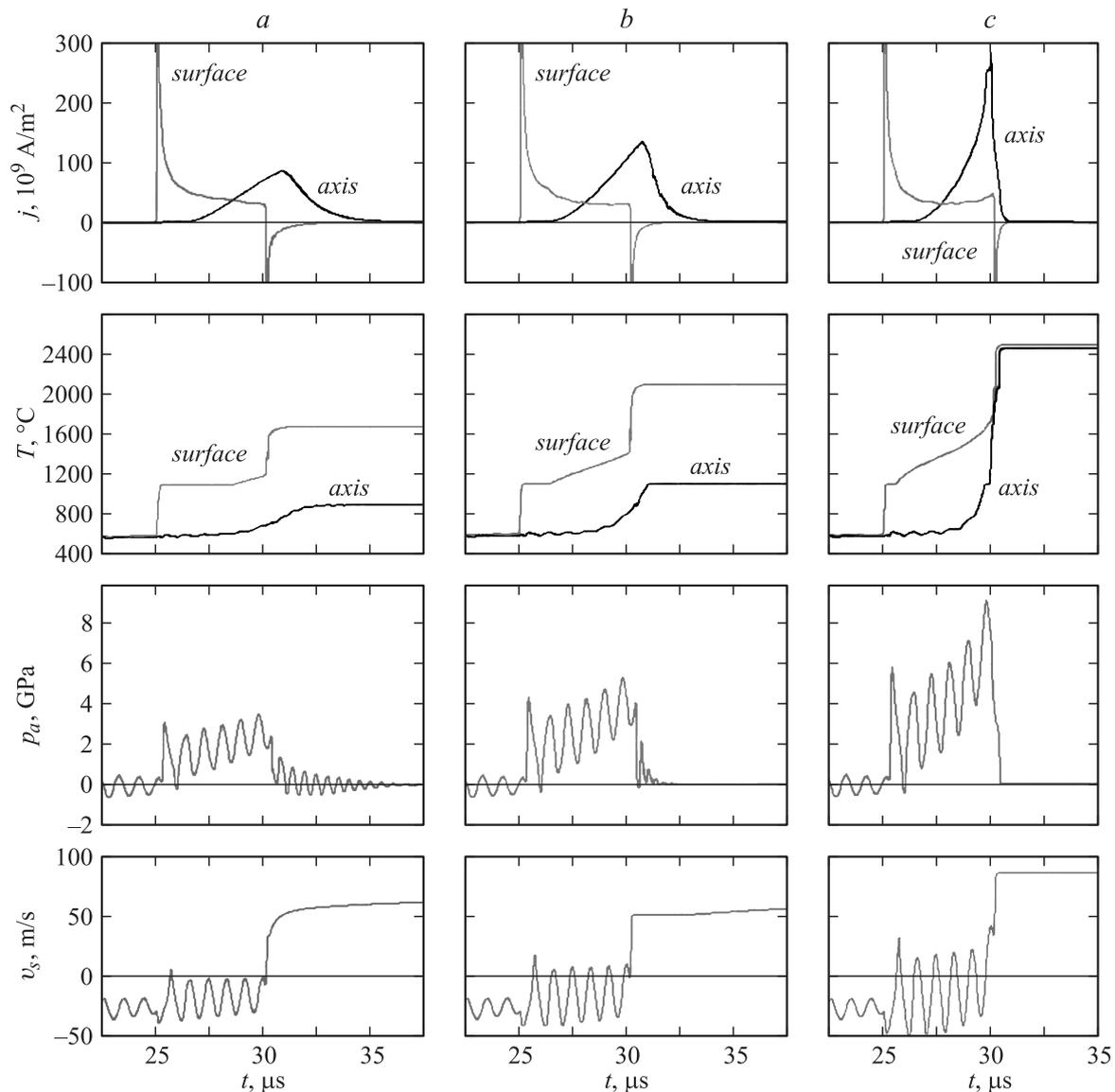
превышающего время окончания токового воздействия. Время начала токового воздействия  $t_b$  (от момента формирования) определялось на основании скорости КС и удаления электродной системы от основания КЗ и соответствовало типовым условиям проведения экспериментов с пропусканием тока по струе. Задаваемые в расчетах для различных КЗ значения этого времени были такими, что коэффициент удлинения участка КС на данный момент  $n_b = 1 + \dot{\epsilon}_{z0} t_b$  (отношение текущей длины участка к его начальной длине) составлял  $n_b = 8.5$ . Необходимые для расчетов начальные радиус  $R_0$  и осевая скорость деформирования  $\dot{\epsilon}_{z0}$  элемента КС рассчитывались с использованием методики [15]. Для КЗ диаметром 50 мм они составляли  $R_0 = 4 \text{ mm}$ ,  $\dot{\epsilon}_{z0} = 3 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$  (для КЗ других рассмотренных диаметров эти величины определяются с использованием коэффициента геометрического подобия).

Начальные распределения параметров движения и состояния материала по радиусу КС в рассматриваемой квазидвумерной модели задавались на основе результатов работы [16] в приближении, предполагающем несжимаемость материала. Начальному градиенту осевой скорости  $\dot{\epsilon}_{z0}$  соответствовало сходящееся к оси движение материала с линейным распределением радиальной скорости  $v = -\dot{\epsilon}_{z0} r / 2$  по радиусу. При этом радиальное распределение давления в материале имело параболический характер

$$p = \frac{3}{8} \rho_0 \dot{\epsilon}_{z0}^2 (R_0^2 - r^2) - \frac{\sigma_{\gamma}}{3},$$

а компоненты деватора тензора напряжений были постоянны по радиусу  $s_r = s_{\theta} = -\sigma_{\gamma} / 3$ ,  $s_z = 2\sigma_{\gamma} / 3$ . Начальное значение температуры материала высокоградиентного стержня соответствовало характерной температуре элементов КС и составляло  $400^\circ \text{C}$ . Что же касается начальных распределений электромагнитных параметров, то они полагались отсутствующими:  $j = 0$ ,  $E = 0$ ,  $B = 0$ .

Импульс тока, начинавшего протекать по участку КС через время  $t_b$  от начала его движения, полагался имеющим прямоугольный вид (постоянное значение силы тока  $J$  в течение промежутка времени воздействия  $\tau_c$  при мгновенном его нарастании и последующем спаде). Длительность токового импульса  $\tau_c$  варьировалась, ее безразмерное значение  $\bar{\tau}_c = \tau_c \dot{\epsilon}_{z0}$  изменялось при проведении расчетов в диапазоне от 0.75 до 3.0 (для КЗ диаметром 50 мм это соответствует длительностям воздействия от 2.5 до  $10 \mu\text{s}$ ). С учетом того, что рассматриваемые в расчетах участки КС имели скорость около 5 км/с, указанному изменению продолжительности ЭДВ соответствовала ширина межэлектродного промежутка от четверти до одного диаметра заряда (характерная ширина межэлектродного промежутка при проведении экспериментов составляет около полудиаметра КЗ). Радиус и осевая скорость деформирования участка КС на момент начала пропускания по нему электрического тока были равны  $R_b = R_0 / \sqrt{n_b} \approx 0.34 R_0$ ,  $\dot{\epsilon}_{zb} = \dot{\epsilon}_{z0} / n_b \approx 0.12 \dot{\epsilon}_{z0}$ .



**Рис. 3.** Изменение плотности тока  $j$  на оси и на поверхности, температуры  $T$  на оси и на поверхности, давления  $p_a$  на оси и радиальной скорости поверхности  $v_s$  при токовом воздействии различной интенсивности на средний участок КС заряда диаметром 50 mm.  $J$ , kA:  $a$  — 350,  $b$  — 400,  $c$  — 450.

## Результаты численного моделирования

На рис. 3 на примере средних элементов КС заряда диаметром 50 mm типичная картина токового воздействия иллюстрируется временными зависимостями плотности тока  $j$  и температуры  $T$  на оси ( $r = 0$ ) и на поверхности ( $r = R$ ) элементов, а также изменением давления  $p_a$  на оси и радиальной скорости поверхности  $v_s$ . Началу ЭДВ соответствует время  $t_b = 25 \mu\text{s}$ , продолжительность ЭДВ  $\tau_c = 5 \mu\text{s}$ . Из характера изменения значений  $p_a$  и  $v_s$  видно, что растяжение КС в естественных условиях (до начала ЭДВ) сопровождается колебательным процессом. Как было показано в [17], радиальные колебания КС при свободном деформировании обусловлены свойствами сжимаемости и инерционности

материала. В форме колебательного процесса происходит согласование осевого и радиального движений материала. Так как с течением времени осевая скорость деформирования  $\dot{\epsilon}_z$  монотонно уменьшается, радиальное движение материала КС должно постоянно „подстраиваться“ под изменяющиеся условия растяжения струи. По мере удлинения КС период колебаний уменьшается, что связано с уменьшением поперечных размеров струи. При этом из-за диссипации энергии на пластических деформациях одновременно происходит уменьшение и амплитуды колебаний. Среднее значение скорости поверхности КС (относительно которого происходят колебания) перед началом ЭДВ отрицательно — движение материала направлено к оси струи. Среднее давление на оси струи в этот момент также имеет небольшое

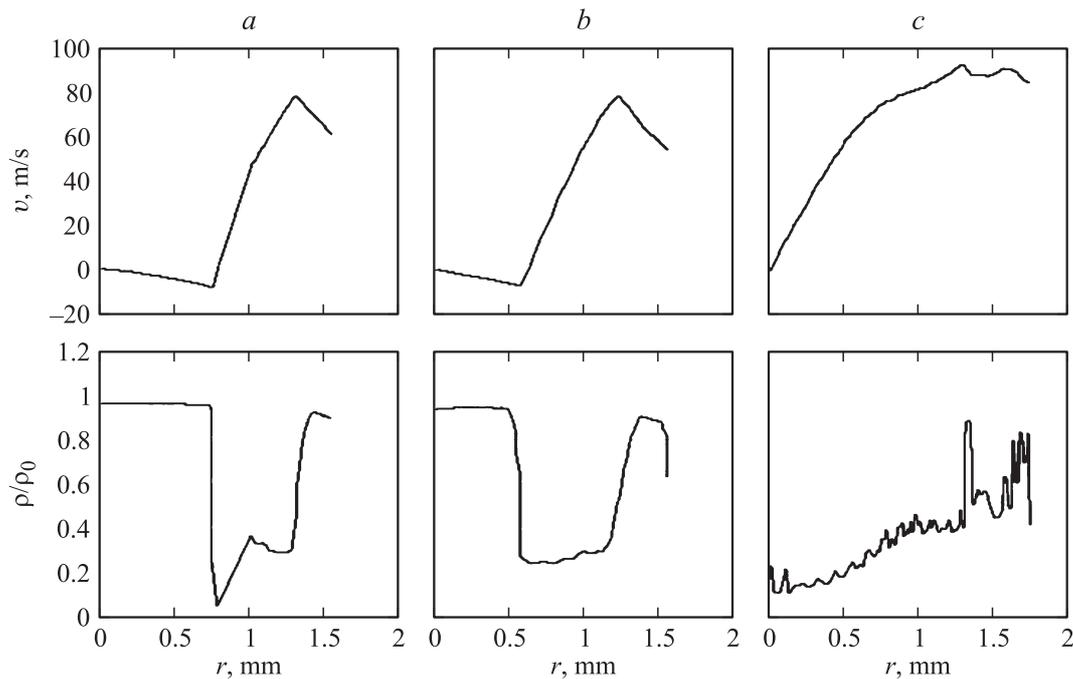
отрицательное значение — действие прочностных сил в струе приводит к реализации напряженного состояния всестороннего растяжения. Температура как на оси, так и на поверхности КС перед входом в область ЭДВ составляет около  $600^{\circ}\text{C}$  (при задаваемой начальной температуре  $400^{\circ}\text{C}$ ). Нагрев КС на  $200^{\circ}\text{C}$  обусловлен выделением тепла в результате пластического деформирования.

Начало протекания тока по КС сопровождается ярко выраженным скин-эффектом — токи концентрируются в тонком поверхностном слое (рис. 3). Температура этого слоя за счет выделения джоулева тепла начинает резко повышаться. С течением времени область сечения, охваченная током, перемещается вглубь к оси КС. Этому процессу способствует значительное увеличение удельного сопротивления поверхностных слоев материала вследствие их сильного разогрева. К моменту окончания ЭДВ плотность тока на оси уже начинает превышать плотность тока в поверхностном слое, причем с увеличением полного тока  $J$ , протекающего по КС, это превышение носит более выраженный характер. Сразу после прекращения токового воздействия (полный ток  $J = 0$ ) в соответствии с законом электромагнитной индукции в центральной части сечения КС еще некоторое время продолжают циркулировать токи того же направления, что и задаваемый полный ток  $J$ , а в поверхностном слое индуцируются токи противоположного направления. Возникающие на границе сечения КС индукционные токи приводят к еще одному скачку температуры этой области в момент прекращения ЭДВ (такому же резкому, как и в начале токового воздействия). Темп затухания токов, индуцирующихся в элементе КС после его выхода из области ЭДВ, зависит от удельного сопротивления материала (а следовательно, от степени его нагрева). С повышением температуры затухание индукционных токов происходит быстрее. Так, при ЭДВ с полным током  $J = 350\text{ кА}$  ток на оси элемента КС продолжает еще протекать в течение почти  $5\text{ мкс}$  после окончания ЭДВ (т.е. столько же, сколько длится в данном случае токовое воздействие). При этом температура нагрева центральной части сечения КС составляет примерно  $800^{\circ}\text{C}$ . При увеличении силы тока до  $J = 450\text{ кА}$  температура нагрева материала на оси сечения достигает уже  $2400^{\circ}\text{C}$ , и время затухания тока уменьшается в 10 раз. Интересно отметить, что максимум плотности тока на оси симметрии при значениях полного тока  $J = 350$  и  $400\text{ кА}$  достигается уже после того, как элемент КС вышел из области воздействия. Время циркуляции индукционных токов в поверхностном слое после окончания ЭДВ невелико в связи с более высокой температурой его джоулева разогрева.

При анализе изменений давления на оси элемента КС и радиальной скорости его поверхности в процессе осуществления ЭДВ следует обратить внимание на следующее (рис. 3). Динамическое нагружение КС электромагнитными силами, возникающими при протекании по струе тока, приводит к увеличению амплитуды ее радиальных колебаний, что отмечалось и в [9]. При

этом среднее значение давления на оси становится положительным — благодаря сжимающему действию электромагнитных сил реализуется напряженное состояние всестороннего сжатия. В процессе ЭДВ наблюдается увеличение давления в центральной части сечения, что связано с диффузией тока из поверхностных слоев вглубь материала. Среднее значение радиальной скорости поверхности КС в области ЭДВ продолжает оставаться отрицательным. Однако в процессе усилившихся колебаний начинают возникать фазы, когда радиальная скорость приобретает положительное значение (что соответствует направленному от оси движению материала). С увеличением силы тока, пропускаемого по КС, происходит интенсификация колебаний, и продолжительность фаз „положительного“ движения поверхности КС возрастает. Сразу после прекращения ЭДВ при всех рассмотренных на рис. 3 значениях полного тока  $J$  наблюдается скачкообразное увеличение радиальной скорости поверхностного слоя струи — он начинает расширяться со скоростью от 50 до 90 м/с, которая в дальнейшем практически не изменяется. Давление же на оси КС эволюционирует при этом к нулевому значению, но если при  $J = 450\text{ кА}$  это значение достигается практически сразу же после „выключения“ тока, то при меньших токах спад давления в центральной части сечения до нуля происходит постепенно на фоне продолжающихся радиальных колебаний.

Для анализа состояния рассмотренного на рис. 3 среднего участка КС 50-миллиметрового заряда после осуществления ЭДВ на рис. 4 приведены радиальные распределения по сечению этого участка плотности материала и его радиальной скорости спустя  $5\text{ мкс}$  с момента обнуления полного тока (как и на рис. 3, продолжительность ЭДВ  $\tau_c = 5\text{ мкс}$ ). Как видно из данных распределений, после ЭДВ с токами  $J = 350$  и  $400\text{ кА}$  от КС отделяется ее поверхностный слой определенной толщины, который имеет положительную радиальную скорость и удаляется от оси струи. Плотность материала в этом слое близка к ее исходному значению. В центральной части сечения КС остается область, в которой сохраняется сходящееся к оси движение материала (с отрицательной радиальной скоростью). Плотность материала в этой области также близка к значению  $\rho_0$  (небольшое снижение плотности обусловлено тепловым расширением материала). В образовавшемся промежутке между сохранившейся сплошной центральной областью КС (которую в дальнейшем будем называть керном) и сорванным поверхностным слоем (оболочкой) струи происходит резкое разуплотнение материала, которое можно трактовать как его разрушение. Радиальная скорость движения материала в области разрушения с увеличением радиальной координаты монотонно возрастает по закону, близкому к линейному. Отметим также, что распределение радиальной скорости в сорванной со струи оболочке (монотонно убывающее с ростом координаты  $r$ ) свидетельствует о сохранении ее „монологичности“ в процессе радиального расширения. При увеличении силы тока  $J$  от 350 до 400 кА происходят



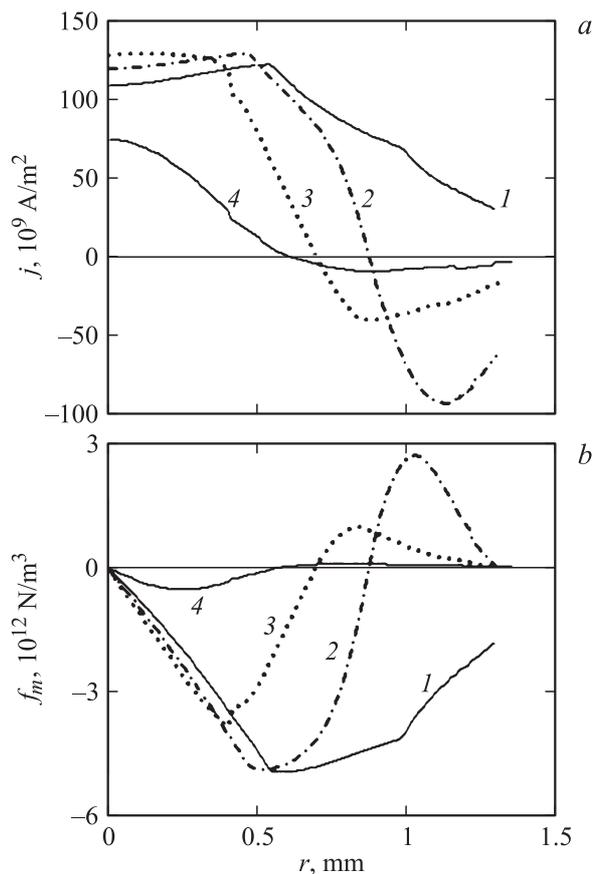
**Рис. 4.** Распределения радиальной скорости и плотности материала по радиусу среднего участка КС заряда диаметром 50 mm после окончания токового воздействия различной интенсивности.  $J$ , kA:  $a$  — 350,  $b$  — 400,  $c$  — 450.

уменьшение размеров центрального ядра и увеличение толщины отделившейся от него оболочки КС, расширяющейся в радиальном направлении.

При дальнейшем повышении силы тока, пропускаемого по КС, до  $J = 450$  kA описанная выше картина разрушения струи после окончания ЭДВ изменяется (рис. 4). Потеря сплошности и разуплотнение материала КС происходит уже по всему сечению, и радиальная скорость всех частиц струи положительна. Очевидно, данное состояние КС можно трактовать как ее разрушение по всему объему (объемное разрушение) с радиальным расширением облака диспергированных частиц. Важно отметить, что полное объемное разрушение КС достигается при параметрах токового импульса, не приводящих еще к интенсивному испарению материала. Как видно из рис. 3, при ЭДВ с током  $J = 450$  kA, приведшем к полному диспергированию КС, максимальная температура ее нагрева чуть выше  $2400^\circ\text{C}$  (при температуре кипения меди  $2500^\circ\text{C}$ ). Укажем еще раз, что возможность испарения материала в используемой модели во внимание не принималась.

Проведенный анализ разрушения и радиального рассеивания КС при окончании токового воздействия позволяет предположить, что важную роль в этом процессе играет, как уже отмечалось выше, электромагнитный фактор, связанный с запасенной КС магнитной энергией (6) за время протекания по ней тока. На рис. 5 для рассматривавшегося выше среднего участка КС заряда диаметром 50 mm проиллюстрированы радиальные распределения плотности тока  $j$  и объемной плотности электромагнитных сил  $f_m = jB$  сразу после окончания ЭДВ (при  $J = 400$  kA и  $\tau_c = 5 \mu\text{s}$ ). Как видно из

представленных зависимостей, непосредственно перед окончанием токового воздействия током охвачено все сечение КС. При этом плотность тока в центральной части несколько выше, чем на периферии. На КС в этот момент по всему сечению действуют отрицательные по значению электромагнитные силы (направленные к оси струи). После „отсечки“ тока в области у границы сечения индуцируются токи противоположного направления и возникают положительные по величине электромагнитные силы, стремящиеся отбросить поверхностный слой материала от оси струи. На возможность реализации данного эффекта обращалось также внимание в [8]. Как представляется, во многом именно с действием электромагнитных сил, возникающих в момент прекращения ЭДВ, связаны описанные выше особенности разрушения КС (рис. 4), по крайней мере, при относительно умеренных токах, не приводящих к полному объемному разрушению материала. Срыв поверхностного слоя КС может быть обусловлен как раз действием этих сил. Максимум объемной плотности электромагнитных сил, стремящихся отбросить материал от оси, находится на некотором удалении от поверхности струи (непосредственно на поверхности эти силы отсутствуют, так как при нулевом полном токе магнитная индукция на границе сечения также равна нулю, рис. 5). Таким образом, срываемая с КС оболочка „толкается“ электромагнитными силами в основном со стороны ее внутренней поверхности, что, очевидно, и обеспечивает сохранение ее сплошности (отсутствие разуплотнения) в процессе радиального расширения (рис. 4). В центральной части сечения КС, напротив, после „отсечки“ тока сохраняется действие сжимающих

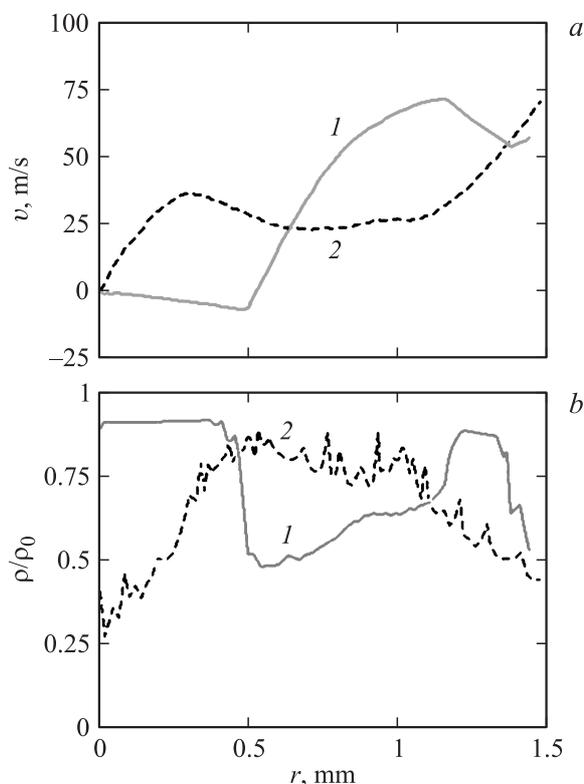


**Рис. 5.** Радиальные распределения плотности тока и объемной плотности электромагнитных сил на различные моменты времени после окончания токового воздействия ( $J = 400$  кА,  $\tau_c = 5 \mu\text{s}$ ) на средний участок КС заряда диаметром 50 мм: 1 — в момент окончания; 2 — через 0.25, 3 — через 0.5, 4 — через 1.25  $\mu\text{s}$ .

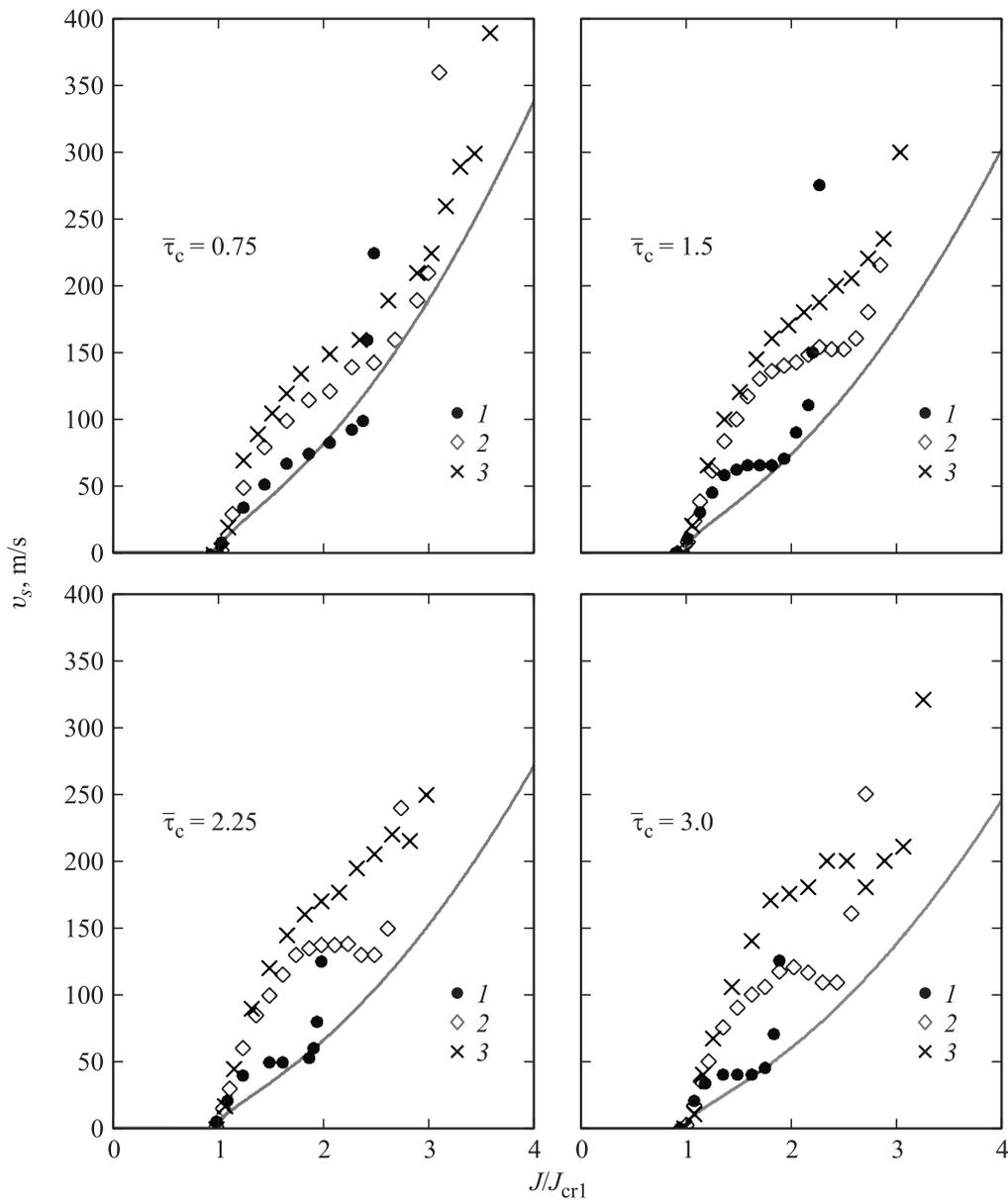
электромагнитных сил с постепенным их ослаблением. Это, в свою очередь, должно способствовать сохранению сплошности центральной области КС, устраняя динамичность ее разгрузки в момент прекращения ЭДВ. Безусловно, образование ядра в процессе срыва наружного слоя материала КС связано и с недостаточным термическим разупрочнением приосевой области струи при выбранном режиме токового воздействия вследствие скин-эффекта (температура нагрева материала ниже температуры плавления, что в соответствии с используемым в модели критерием разрушения позволяет ему выдерживать любые растягивающие напряжения). Однако участия электромагнитных сил в эффекте сохранения неразрушенного ядра исключать также нельзя. Об этом свидетельствуют результаты двух проведенных для сравнения расчетов, в одном из которых действие на струю при протекании по ней тока объемных электромагнитных сил  $f_m = jB$  было заменено приложенным к поверхности КС магнитным давлением  $p_m = \mu_0 J^2 / (8\pi^2 R^2)$  (электромагнитные силы в данном расчете из уравнения движения были исключены). В расчетах было смоделировано токовое воздействие на среднюю часть КС 50-

миллиметрового заряда при  $J = 425$  кА и  $\tau_c = 5 \mu\text{s}$ . На рис. 6 приведены полученные радиальные распределения плотности материала и его радиальной скорости на момент времени 5  $\mu\text{s}$  от окончания ЭДВ. При выбранной интенсивности ЭДВ материал КС по всему сечению переходит в расплавленное состояние, т.е. лишается способности сопротивляться растяжению. Тем не менее при реализации силового действия тока через объемные электромагнитные силы (как это и происходит в действительности) в центральной части сечения КС сохраняется неразрушенный ядро со сходящимся к оси движением материала. Переход же от распределенных объемных электромагнитных сил к магнитному давлению (мгновенно снимаемому в момент прекращения тока) имеет следствием полное разрушение элемента КС с разуплотнением и радиальным разлетом его материала по всему объему. Таким образом, налицо влияние электромагнитных процессов, происходящих в КС после окончания токового воздействия, на характер ее разрушения и радиального рассеивания.

Результаты, схожие в качественном отношении с описанными выше, были получены при различных длительностях токового воздействия как для КС рассматривавшегося КЗ диаметром 50 мм, так и при численном моделировании пропускания тока по средним участкам КС, формируемых КЗ диаметром 100 и 150 мм



**Рис. 6.** Распределения радиальной скорости и плотности материала по радиусу среднего участка КС заряда диаметром 50 мм после окончания токового воздействия ( $J = 425$  кА,  $\tau_c = 5 \mu\text{s}$ ): 1 — при действии объемных электромагнитных сил, 2 — при действии магнитного давления на поверхности.

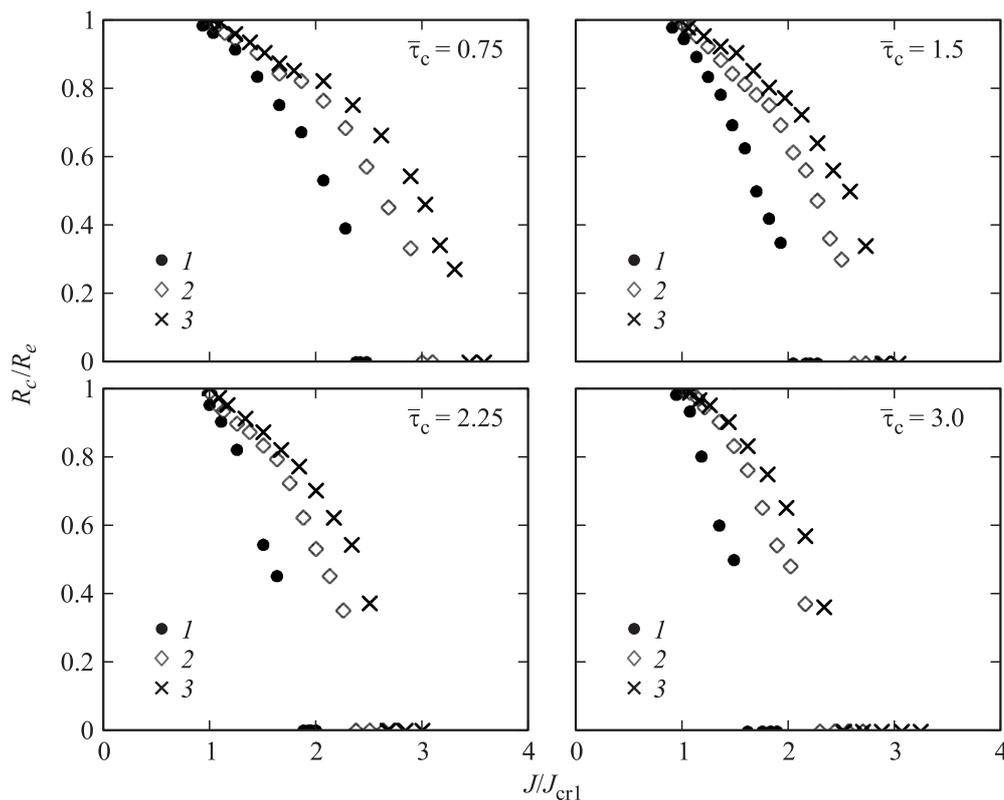


**Рис. 7.** Зависимость радиальной скорости разлета поверхностного слоя КС, формируемых зарядами различного диаметра, от силы тока и длительности его протекания: сплошная линия — опорная аналитическая зависимость; диаметр заряда, мм: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 150.

(геометрически подобными 50-миллиметровому заряду). К числу основных параметров, использовавшихся для характеристики последствий ЭДВ на КС, относились скорость радиального разлета поверхностного слоя струи  $v_s$  после окончания воздействия и радиус керна  $R_c$  (радиус сохраняющей сплошность приосевой области струи). При различных длительностях токового воздействия определялась минимальная сила тока, при которой начинает проявляться радиальное рассеивание материала, т.е. определялось значение введенного выше первого критического тока  $J_{cr1}$ . При  $J = J_{cr1}$  радиальное рассеивание носит характер отделения от КС очень тонкого поверхностного слоя, удаляющегося от оси с небольшой скоростью (несколько метров в секунду).

С увеличением силы тока одновременно возрастают толщина и скорость радиального разлета срываемой с КС наружной оболочки. При превышении некоторого значения силы тока реализуется рассеивание материала КС по всему ее сечению (полное разрушение КС,  $R_c = 0$ ) — данное значение было поименовано вторым критическим током  $J_{cr2}$ .

Как оказалось, фиксируемая при численном моделировании величина первого критического тока во всем рассмотренном диапазоне длительностей воздействия ( $\bar{\tau}_c = \tau_c \dot{\epsilon}_{z0} = 0.75 \dots 3$ ) для КС, формируемых КЗ различного диаметра, удивительно точно согласуется со значением (10), вытекающим из представленной в [9] обобщенной зависимости (1) для радиальной скорости



**Рис. 8.** Зависимость радиуса остающейся неразрушенной центральной области КС, формируемых зарядами различного диаметра, от силы тока и длительности его протекания. Диаметр заряда, мм: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 150.

рассеивания КС в результате ЭДВ. На рис. 7 приведены полученные в данной работе зависимости радиальной скорости разлета  $v_s$  поверхностного слоя КС от силы тока, отнесенной к величине  $J_{cr1}$ , определяемой по формуле (10), при различных длительностях ЭДВ и диаметрах КЗ (масштаб силы тока  $J_{cr1}$  для КС каждого заряда свой). Для сравнения здесь же приводится кривая, соответствующая упрощенному варианту (9) аналитической зависимости (1), обобщающей результаты численного моделирования [9] применительно к радиальной скорости рассеивания КС 50-миллиметрового заряда. На рис. 8 для различных длительностей ЭДВ и диаметров КЗ иллюстрируется влияние на радиус ядра  $R_c$  (отнесенный к определяемому соотношением  $R_e = R_0/\sqrt{1 + \dot{\epsilon}_{z0}(t_b + \tau_c)}$  радиусу КС на момент окончания токового воздействия) относительной силы тока  $J/J_{cr1}$ , вычисляемой с использованием для  $J_{cr1}$  значения (10).

Полученные для КЗ различного диаметра зависимости радиальной скорости разлета поверхностного слоя КС от силы тока (рис. 7) имеют характерный вид — после стадии первоначального достаточно резкого роста с повышением силы тока наблюдается стадия замедления роста, которая может сопровождаться даже небольшим снижением значения  $v_s$ . В последующем снова происходит резкое увеличение радиальной скорости материала с темпом, заметно превышающим наблюдавшийся на предшествующих стадиях. Из сравнения данных числен-

ных расчетов по значениям  $v_s$  на рис. 7 и  $R_c/R_e$  на рис. 8 видно, что „провалу“ в темпе возрастания зависимостей скорости рассеивания соответствует значение второго критического тока  $J_{cr2}$ , при котором радиус неразрушенной центральной области КС обращается в нуль ( $R_c = 0$ ). При токах, приближающихся к  $J_{cr2}$ , наблюдается резкое уменьшение радиуса ядра  $R_c$  и соответственно увеличение массы рассеиваемого материала КС. Это, по-видимому, и приводит к некоторому снижению темпа роста скорости рассеивания.

## Заключение

Опорная аналитическая зависимость (1) для определения радиальной скорости рассеивания материала КС при токах  $J \leq J_{cr2}$  вполне удовлетворительно согласуется с полученными в настоящей работе результатами численного моделирования ЭДВ на КС 50-миллиметрового заряда (именно для КЗ данного диаметра проводились численные расчеты [9], послужившие основой для ее получения). Особенно хорошее соответствие наблюдается в области, примыкающей ко второму критическому току, соответствующему переходу к диспергированию материала по всему сечению КС. Для КЗ большего диаметра (100 и 150 мм) проявляется масштабный эффект — радиальная скорость разлета поверхностного слоя КС при ЭДВ заметно превышает значение, предсказываемое

соотношением (1), причем чем больше поперечный размер КС, тем значительнее это превышение. Одновременно с повышением скорости радиального разлета при переходе к КЗ большего диаметра происходит уменьшение толщины разлетающегося слоя материала КС (т.е. возрастание величины  $R_c/R_e$ , рис. 8). Очевидно, причиной зафиксированного масштабного эффекта в характере разрушения КС при ЭДВ является усиление проявления скин-эффекта для более „толстых“ КС.

После превышения второго критического тока значения радиальной скорости рассеивания материала для КС всех рассмотренных КЗ (в том числе и для 50-миллиметрового) уходят резко вверх от кривой, соответствующей зависимости (1). Увеличение продолжительности ЭДВ  $\tau_c$  приводит к уменьшению величины как второго, так и первого критических токов. При этом для первого критического тока данное снижение хорошо отслеживается зависимостью (10) (за счет уменьшения с ростом  $\tau_c$  входящих в нее значений осевой скорости деформирования  $\dot{\epsilon}_{ze}$  и радиуса КС  $R_e$  на момент окончания ЭДВ).

Следует отметить, что представленные расчетные результаты по рассеиванию металлических КС при мощном ЭДВ нуждаются в дальнейшем уточнении вследствие упрощенности использовавшейся для их получения модели процесса. Необходима разработка более совершенных моделей, учитывающих прежде всего влияние фактора МГД-неустойчивости КС, на фоне развития которой, как свидетельствуют рентгенографические исследования [1,2,8], и реализуется эффект рассеивания материала струи.

## Список литературы

- [1] *Матросов А.Д., Швецов А.Г.* // Прикладная механика и техническая физика. 1996. Т. 37. № 4. С. 9–14.
- [2] *Швецов А.Г., Матросов А.Д.* // Труды VII Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственными экспериментам. Саров: ВНИИЭФ, 1997. С. 979–986.
- [3] *Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В.* Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990. 288 с.
- [4] *Бабкин А.В., Кружков В.А., Ладов С.В.* и др. // Труды VII Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственными экспериментам. Саров: ВНИИЭФ, 1997. С. 992–997.
- [5] *Федоров С.В., Бабкин А.В., Ладов С.В.* // Оборонная техника. 1998. № 1-2. С. 49–56.
- [6] *Pollock C.E.* // Megagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications / Ed. M. Cowan, R.B. Spielman. N Y: Nova Sci. Publ., 1994. P. 309–316.
- [7] *Бабкин А.В., Кружков В.А., Луговой Э.В., Федоров С.В.* // Оборонная техника. 1993. № 9. С. 36–39.
- [8] *Appelgren P., Westerling L., Skoglund M.* et al. // Proc. of the 24th Intern. Symp. on Ballistics. New Orleans, USA, 2008. V. 2. P. 935–943.
- [9] *Бабкин А.В., Кольчев М.В., Ладов С.В., Федоров С.В.* // Оборонная техника. 1995. № 4. С. 47–54.
- [10] *Фомин В.М., Гулидов А.И., Сапожников Г.А.* и др. Высокоскоростное взаимодействие тел. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 600 с.
- [11] *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 392 с. (*Knoepfel H.* Pulsed High Magnetic Fields. North Holland, Amsterdam–London, 1970.)
- [12] *Ильюшин А.А.* Механика сплошной среды. М.: Изд-во МГУ, 1990. 310 с.
- [13] *Johnson G.R., Cook W.H.* // Proc. of the 7th Intern. Symp. on Ballistics. Hague, Netherlands, 1983. P. 541–547.
- [14] *Уилкинс М.Л.* // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212–263. (*Wilkins M.L.* // Methods in Computational Physics. N Y: Academic Press, 1964. P. 211–263.)
- [15] *Маринин В.М., Бабкин А.В., Колпаков В.И.* // Оборонная техника. 1995. № 4. С. 34–39.
- [16] *Бабкин А.В., Ладов С.В., Маринин В.М., Федоров С.В.* // Прикладная механика и техническая физика. 1997. Т. 38. № 2. С. 3–9.
- [17] *Бабкин А.В., Ладов С.В., Маринин В.М., Федоров С.В.* // Прикладная механика и техническая физика. 1997. Т. 38. № 2. С. 10–18.