

УСИЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЯХ ПРИ ИХ ИНЕРЦИОННОМ УДЛИНЕНИИ

С. В. Федоров

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 105005 Москва
sm4@sm.bmstu.ru

Рассмотрено явление усиления магнитного поля в инерционно удлиняющихся металлических кумулятивных струях, формируемых при взрыве кумулятивного заряда с предварительно созданным в его облицовке аксиальным полем. Усиление связано с проявлением эффекта «вмороженности» магнитного поля в проводящую среду и происходит вследствие деформирования материала струи с удлинением его частиц вдоль линий магнитной индукции. В рамках модели цилиндрического равномерно удлиняющегося несжимаемого проводящего стержня установлен характер изменения поля в элементах струи в зависимости от магнитного числа Рейнольдса, определяемого электросопротивлением материала, начальными скоростью осевого деформирования и радиусом элемента. В высокоградиентных медных кумулятивных струях магнитное поле в процессе растяжения может усиливаться более чем в пять раз. Показано, что совместное проявление силовых и термических факторов, сопутствующих усилению поля в материале струи, способно привести к ее разрушению с радиальным рассеянием частиц материала.

Ключевые слова: кумулятивная струя, инерционное растяжение, магнитное поле, электромагнитная сила.

В экспериментах [1], в которых аксиальное магнитное поле создавалось в облицовке кумулятивного заряда (КЗ) непосредственно перед его подрывом, было обнаружено значительное снижение пробивного действия. Эксперименты проводились с зарядами диаметром 50 мм, угол раствора медной конической облицовки равнялся 50° . Более чем двукратное снижение глубины пробития стальной преграды наблюдалось при индукции начального поля в облицовке, составляющей десятые доли тесла. При несколько больших интенсивностях начального поля, созданного в облицовке, происходила полная ликвидация пробивного действия заряда.

Среди причин, рассмотренных в [1] для объяснения обнаруженного эффекта, наиболее вероятным выглядит предположение о проявлении факторов, связанных с резким усилением магнитного поля в области струеобразования. Однако механизм усиления поля при схлопывании кумулятивной облицовки представляется отличным от механизма, реализующегося в магнитокумулятивном генераторе [2]. В отличие от генератора, лайнер которого имеет цилиндрическую форму и в нем создаются условия для синхронного обжатия по всей длине, облицовка КЗ схлопывается поэлементно от вершины к основанию. Усиление сжимае-

мого магнитного поля в области вершины, где сечение полости облицовки невелико, должно быть слабым и не должно препятствовать схлопыванию этой части облицовки с формированием головных элементов кумулятивной струи (КС). Как показывают простые оценки, при индукции начального поля в полости облицовки десятые доли тесла (что уже приводило в экспериментах к существенному снижению пробития КЗ) обжатие облицовки до радиуса, соответствующего радиусу формирующейся КС, даже в пренебрежении диффузией магнитного потока может дать усиление интенсивности поля лишь до уровня десятков тесла. «Накачка» такого относительно слабого поля вряд ли будет заметно влиять на характер схлопывания облицовки и формирования КС.

«Расстройство» кумулятивного действия при предварительном создании в облицовке КЗ магнитного поля может быть связано с проявлением механизма усиления поля, реализующегося непосредственно в проводящей среде при определенном характере ее движения. В соответствии с эффектом «вмороженности» магнитного поля в вещество [3] к усилению поля приводит движение проводящей среды, сопровождающееся удлинением ее частиц в направлении линий магнитной индукции. При этом в

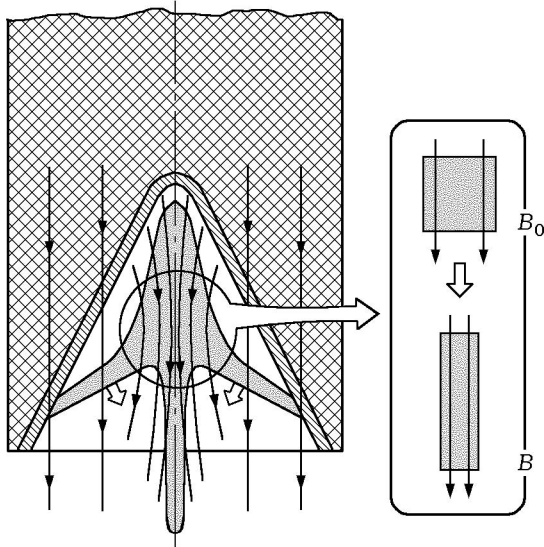


Рис. 1. Иллюстрация механизма усиления магнитного поля в области струеобразования при схлопывании облицовки кумулятивного заряда

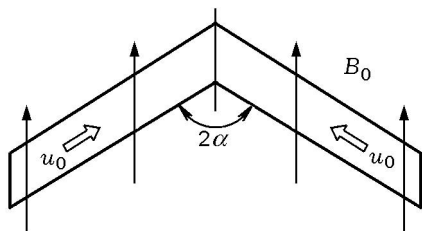


Рис. 2. Расчетная схема плоского струйного течения проводящего материала с «вмороженным» магнитным полем

пренебрежении сжимаемостью среды и диффузией поля, связанной с конечной электропроводностью материала, изменение магнитной индукции B в среде должно быть пропорционально изменению длины материальных волокон, ориентированных изначально вдоль линий индукции. Диффузионные процессы в среде, приводящие к сглаживанию неоднородностей поля при их появлении и ускоряющиеся со снижением электропроводности среды, будут, очевидно, ослаблять генерацию поля. Поэтому для достижения значительного усиления магнитного поля необходимо, чтобы темп его «накачки» в результате деформирования среды существенно превосходил темп диффузионного «рассасывания» поля.

В процессе формирования струи материал

облицовки, прекращая свое движение в радиальном направлении при соударении на оси заряда, испытывает огромные деформации растяжения в осевом направлении, т. е. в направлении линий магнитной индукции созданного в облицовке поля. Проявление эффекта «вмороженности» должно приводить в данном случае к генерации и усилению поля непосредственно в материале формирующейся струи (рис. 1).

Эффект усиления магнитного поля в деформирующейся с высокой скоростью проводящей среде рассматривался в [4] в рамках одномерной задачи магнитной гидродинамики о соударении плоских потоков несжимаемого проводящего материала, движущихся с одинаковыми скоростями навстречу друг другу вдоль одной прямой. Эволюция магнитного поля в области растекания потоков определяется магнитным числом Рейнольдса Re_m , характеризующим соотношение темпов генерации и диффузии поля. Его значение в характерных условиях струеобразования при схлопывании медных кумулятивных облицовок может достигать 10^3 [4], что свидетельствует о существенно более быстром темпе «накачки» магнитного поля в материале формирующейся КС по сравнению с темпом его диффузионного «рассасывания». В пренебрежении же диффузионными процессами ($Re_m \rightarrow \infty$) рост интенсивности магнитного поля $B_{c,0}$ в плоскости соударения потоков должен проходить с течением времени t экспоненциально [4]:

$$B_{c,0} = B_0 \exp \frac{u_0 t}{\delta},$$

где B_0 — индукция начального магнитного поля, созданного в материале, u_0 — скорость соударения потоков (определяется скоростью схлопывания облицовки), δ — толщина области растекания потоков (определяется начальным радиусом формирующейся КС). В соответствии с данным соотношением темп роста интенсивности магнитного поля в области струеобразования должен обеспечивать его усиление в сотни и тысячи раз за времени схлопывания облицовки. Следствием значительного усиления поля может быть проявление мощных механических и термических эффектов, способных привести к «магнитному взрыву» области струеобразования и невозможности дальнейшего формирования КС.

За счет «накачки» сильного магнитного поля в области формирования КС реализует-

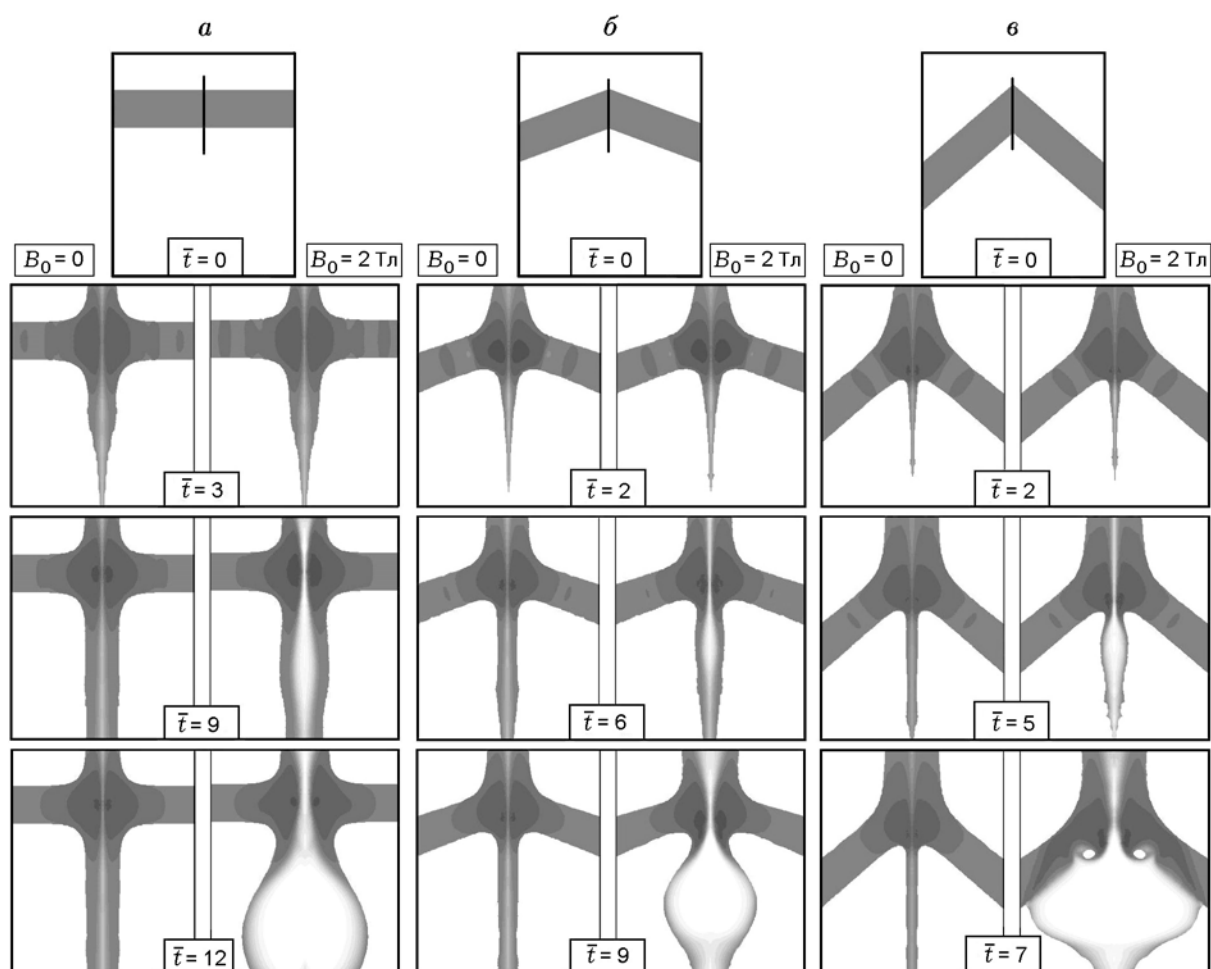


Рис. 3. Влияние магнитного поля на струйные течения сжимаемой идеально проводящей жидкости при различных углах соударения потоков:

$2\alpha = 180^\circ$ (а), 140° (б), 100° (в)

ся уникальное состояние ее материала (металла) — сверхбыстрое деформирование в условиях высокого давления при одновременном мощном джоулевым разогреве и действии мощных электромагнитных сил. Поведение материалов в таких экстремальных условиях недостаточно изучено и крайне интересно с фундаментальной точки зрения. Не меньший интерес представляет влияние факторов, обусловленных усилением магнитного поля до мегагауссного уровня, на процесс струеобразования при схлопывании кумулятивной облицовки, на поведение и параметры формирующейся КС. Кроме того, отдельным предметом исследований могут быть сопутствующие электромагнитные эффекты (в частности, в форме генерации коротковолнового электромагнитного излучения), предпосылки для проявления кото-

рых возникают при «магнитном взрыве» КС.

Эффекты, сопровождающие взрыв традиционного КЗ с предварительно созданным в его облицовке магнитным полем, интересны и с прикладной точки зрения. Существенное нарушение действия КЗ, наблюдавшееся при создании в его облицовке относительно слабых магнитных полей (с индукцией десятки доли тесла), может быть использовано для снижения глубины кумулятивного пробития различных преград посредством создания магнитного поля в области пространства перед преградой (при этом необходимый уровень интенсивности поля можно обеспечить, применяя даже постоянные магниты).

Влияние магнитного поля на процесс струеобразования исследовалось в рамках численного решения двумерной магнитогидроди-

намической задачи о соударении под углом плоских струй сжимаемой идеально проводящей жидкости при наличии в материале струй магнитного поля, ориентированного параллельно плоскости соударения [4] (рис. 2). Рис. 3 иллюстрирует струйные течения (поля плотностей материала), возникающие в отсутствие магнитного поля (левый кадр) и при интенсивности начального поля $B_0 = 2$ Тл (правый кадр) при различных углах 2α соударения струй (масштабом времени является отношение толщины соударяющихся струй к скорости соударения, равной во всех случаях $u_0 = 3,3$ км/с). Характеристики материала струй соответствуют меди. В отсутствие магнитного поля спустя некоторое время после начала взаимодействия устанавливается стационарное течение с формированием струи, движущейся вдоль плоскости соударения. Как видно из рис. 3, наличие магнитного поля приводит на определенной стадии процесса к разбрасыванию материала этой струи (появление областей с более светлой окраской в центральной части образующейся струи свидетельствует о разуплотнении материала). Вызвано это резким усилением интенсивности поля в контактной области, где материал соударяющихся струй, будучи вынужденным растекаться в поперечном направлении, претерпевает большие деформации удлинения вдоль линий магнитной индукции. Возникающие при «накачке» поля мощные электромагнитные силы разбрасывают материал от плоскости соударения. С уменьшением угла соударения струй наступление «кризиса» течения ускоряется.

Однако возможность проявления эффекта генерации магнитного поля в материале КС не ограничивается стадией струеобразования [5, 6]. Если в представленном на рис. 3 случае плоского струйного течения образующаяся струя была безградиентной по длине (двигалась с постоянной скоростью), то осесимметричные струи, формирующиеся при схлопывании высоких конических облицовок, характеризуются значительным перепадом скоростей от головной к хвостовой части и удлиняются в свободном полете. Процесс инерционного растяжения КС сопровождается дальнейшим усилением магнитного поля, компрессированного в ее материале в области струеобразования. Линии индукции этого поля ориентированы вдоль оси КС и в соответствии с эффектом «вмороженности» должны «растягиваться» вместе со

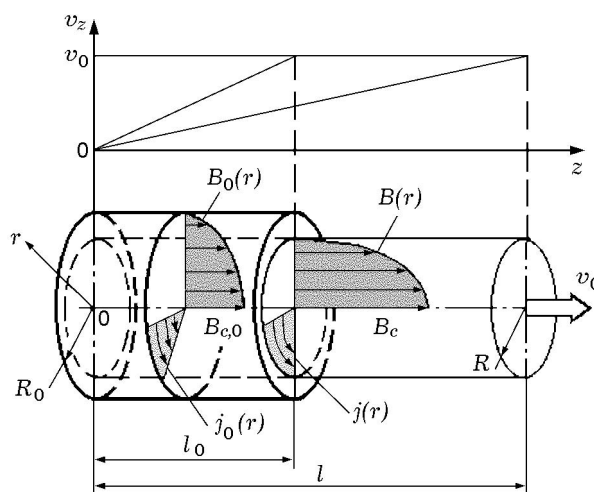


Рис. 4. Расчетная схема для определения эволюции магнитного поля в инерционно удлиняющихся элементах кумулятивной струи

струей.

Исследуем эволюцию магнитного поля в материале КС на стадии ее инерционного удлинения. Будем предполагать, что уровень «накачки» поля в области струеобразования недостаточен для нарушения процесса формирования струи. Рассмотрим сформировавшийся участок КС, заключенный между двумя фиксированными (лагранжевыми) поперечными сечениями с постоянным перепадом осевой скорости между ними (рис. 4). Используя модель равномерно удлиняющегося несжимаемого цилиндрического стержня [7], свяжем систему отсчета с одним из ограничивающих поперечных сечений участка струи (осевую скорость данного сечения полагаем нулевой). Скорость другого сечения постоянна и равна v_0 , распределение осевой скорости по длине участка линейно. При начальной длине участка l_0 начальная скорость осевой деформации стержня определяется как $\dot{\epsilon}_{z,0} = v_0/l_0$. Вводя коэффициент удлинения стержня $n = l/l_0$, определяемый отношением его текущей длины $l = l_0 + v_0 t$ к начальной длине l_0 , текущие радиус R и скорость осевой деформации $\dot{\epsilon}_z$ стержня представим в виде

$$R = \frac{R_0}{\sqrt{n}}, \quad \dot{\epsilon}_z = \frac{\dot{\epsilon}_{z,0}}{n}, \quad (1)$$

где R_0 — начальный радиус стержня.

Предположим, что в начальный момент времени в материале стержня существует аксиальное магнитное поле с индукцией $B_{c,0}$ на

оси стержня (при $r = 0$, рис. 4). Магнитное поле в окружающем стержень пространстве (и, соответственно, на его поверхности при $r = R$) полагаем отсутствующим в течение всего процесса растяжения.

В рамках принятых допущений приходим к одномерной задаче, которая фактически сводится к исследованию деформирования отдельных плоских поперечных сечений КС, в каждом из которых движение материала струи происходит лишь в радиальном направлении, единственная составляющая вектора магнитной индукции $B(r, t)$ направлена вдоль оси струи, а возникающие в ее материале вихревые индукционные токи с объемной плотностью $j(r, t)$ являются азимутальными (см. рис. 4).

Эволюция магнитного поля $B(r, t)$ в материале стержня в процессе его деформирования описывается уравнением [5]

$$\frac{dB}{dt} = \dot{\epsilon}_z B - \frac{1}{r} \frac{\partial(Er)}{\partial r}, \quad (2)$$

где E — напряженность азимутального электрического поля. Первое слагаемое в правой части (2) определяет процесс генерации магнитного поля в стержне, обусловленный его удлинением, а второе — диффузию поля.

Для решения сформулированной задачи примем дополнительно предположение о линейности распределения объемной плотности азимутальных индукционных токов по радиусу стержня во все моменты времени [5]:

$$j(r, t) = \varphi(t)r, \quad (3)$$

где $\varphi(t)$ — коэффициент, зависящий только от времени. Данное допущение обеспечивает выполнение граничного условия $j(0, t) = 0$ на оси стержня и, находясь в близком соответствии с результатами численных расчетов [8], позволяет получить аналитическое решение задачи.

При линейном распределении азимутальных токов по радиусу стержня радиальное распределение индукции магнитного поля в его материале имеет параболический характер:

$$B(r, t) = \mu_0 \int_r^R j(r, t) dr = \frac{\mu_0 \varphi(t)}{2} (R^2 - r^2),$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная (данное соотношение предполагает отсутствие внешнего поля). Индукция магнитного

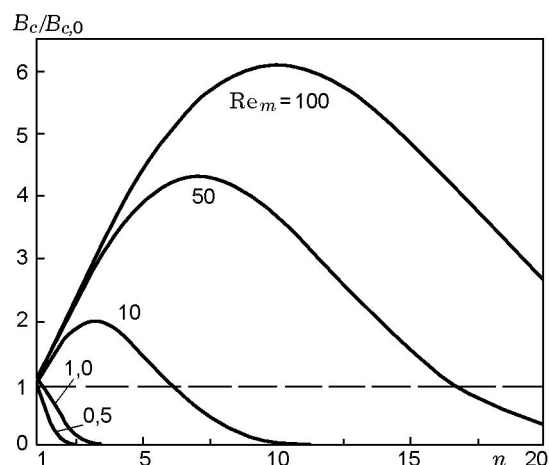


Рис. 5. Изменение индукции магнитного поля на оси удлиняющегося проводящего стержня

поля на оси стержня определяется по формуле

$$B_c(t) = B(0, t) = \frac{\mu_0 \varphi(t) R^2}{2}, \quad (4)$$

с учетом которой выражение для индукции поля в стержне можно переписать в виде

$$B(r, t) = B_c(t) \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right).$$

Для определения эволюции магнитной индукции B_c на оси стержня (которая в рамках принятых допущений определяет распределение поля по всему сечению стержня) воспользуемся уравнением (2), записывая его для частиц на оси стержня ($r = 0$) и представляя напряженность электрического поля в нем на основании закона Ома в дифференциальной форме:

$$E = \eta j(r, t) = \eta \varphi(t)r,$$

где η — удельное сопротивление материала стержня (предполагаемое постоянным в рассматриваемой модели). Выражая в последнем соотношении коэффициент $\varphi(t)$ на основании (4) через величину $B_c(t)$, из (2) получаем следующее уравнение, описывающее изменение магнитного поля на оси стержня:

$$\frac{dB_c}{dt} = B_c \left(\dot{\epsilon}_z - \frac{4\eta}{\mu_0 R^2} \right).$$

Переходя к описанию эволюции электромагнитных процессов в стержне в зависимости от его текущего коэффициента удлинения

$n = 1 + \dot{\varepsilon}_{z,0}t$, с учетом зависимостей (1) последнее уравнение перепишем в виде

$$\frac{dB_c}{dn} = B_c \left(\frac{1}{n} - \frac{n}{\text{Re}_m} \right), \quad (5)$$

где магнитное число Рейнольдса

$$\text{Re}_m = \frac{\mu_0 \dot{\varepsilon}_{z,0} R_0^2}{4\eta} \quad (6)$$

характеризует соотношение темпов генерации магнитного поля в деформирующемся стержне и его диффузии. Решение уравнения (5) с начальным условием $B_c = B_{c,0}$ при $n = 1$ имеет вид

$$B_c = B_{c,0} n \exp \left(- \frac{n^2 - 1}{2\text{Re}_m} \right). \quad (7)$$

Дифференцируя полученное решение по n :

$$\frac{dB_c}{dn} = B_{c,0} \left(1 - \frac{n^2}{\text{Re}_m} \right) \exp \left(- \frac{n^2 - 1}{2\text{Re}_m} \right),$$

можно установить, что поведение поля в растягивающемся проводящем стержне зависит от параметра Re_m (рис. 5). При $\text{Re}_m \leq 1$ скорость диффузионных процессов с самого начала высока (выше темпа генерации поля) и поле в стержне монотонно убывает. При $\text{Re}_m > 1$ на начальных стадиях растяжения, напротив, темп генерации поля превышает темп его диффузионного «рассасывания» и поэтому убыванию поля предшествует стадия нарастания его интенсивности. Максимум поля при $\text{Re}_m > 1$ достигается при коэффициенте удлинения стержня $n_m = \sqrt{\text{Re}_m}$ и составляет

$$B_{c,\max} = B_{c,0} \sqrt{\text{Re}_m} \exp \left(- \frac{\text{Re}_m - 1}{2\text{Re}_m} \right). \quad (8)$$

В случае идеальной проводимости материала стержня ($\eta = 0$, $\text{Re}_m \rightarrow \infty$) поле в нем в соответствии с (7) растет неограниченно, прямо пропорционально текущему коэффициенту удлинения: $B_c = B_{c,0}n$.

При оценке параметра Re_m (6) для реально формируемых КС начальные геометрические и кинематические характеристики струй определялись на основе методики [9]. Например, для элементов средней части медной КС, формировавшейся в экспериментах [1] с созданием магнитного поля в облицовке КЗ (диаметр заряда 50 мм), значение Re_m равнялось ≈ 50 . При таких значениях Re_m индукция поля в элементах КС при их растяжении согласно

(8) должна возрастать примерно в 4,5 раза по сравнению с ее величиной в момент формирования (при $n_m \approx 7$).

Как следует из (6), генерация магнитного поля в материале растягивающейся КС сопряжена с проявлением масштабного эффекта. С увеличением диаметра КЗ (и, соответственно, диаметра формирующейся КС) пропорционально его значению возрастает и магнитное число Рейнольдса. Таким образом, для КЗ больших диаметров при создании магнитного поля в облицовке последующая его «накачка» на стадии инерционного удлинения КС должна происходить более эффективно (более значимым с точки зрения влияния на поведение КС должно быть и проявление сопутствующих усилению поля эффектов).

За счет взаимодействия магнитного поля с индукционными токами при деформировании «намагниченной» КС в ее материале действуют дополнительные радиально направленные электромагнитные усилия, растягивающие струю. Оценим влияние этих усилий на напряженное состояние в КС и их способность влиять на характер ее поведения. Если материал рассматриваемого высокоградиентного стержня (см. рис. 4) считать несжимаемым жесткопластическим, то движение частиц стержня в радиальном направлении в каждом его поперечном сечении с учетом действия электромагнитных сил подчиняется уравнению [5]

$$\rho \frac{dv_r}{dt} = - \frac{\partial p}{\partial r} + jB, \quad (9)$$

где v_r — радиальная составляющая скорости частиц стержня, ρ — плотность материала стержня, p — давление в материале стержня. При этом радиальная (s_r), тангенциальная (s_θ) и осевая (s_z) компоненты девиатора тензора напряжений в стержне имеют постоянные значения: $s_r = s_\theta = -\sigma_Y/3$, $s_z = 2\sigma_Y/3$ (σ_Y — предел текучести материала стержня) [7]. В предположении, что поверхность стержня ($r = R$) свободна от действия радиальных напряжений ($\sigma_r(R) = s_r - p(R) = 0$), давление на границе сечения будет равно $p(R) = -\sigma_Y/3$. Распределение радиальной скорости частиц стержня по радиусу в силу несжимаемости материала является линейным: $v_r = -\dot{\varepsilon}_z r/2$. Интегрируя уравнение движения (9) по радиальной координате от некоторого ее текущего значения r до значения R с учетом зависимостей $v_r(r)$, $p(R)$ и

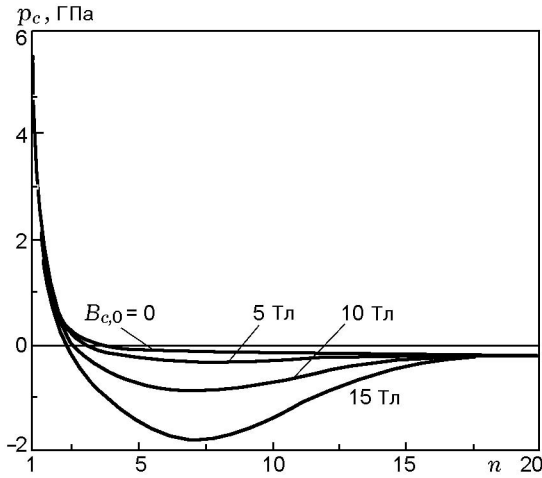


Рис. 6. Изменение давления на оси удлиняющегося проводящего стержня с магнитным полем

принятого распределения индукционных токов (3), находим давление в стержне

$$p(r) = \frac{3}{8} \rho \dot{\epsilon}_z^2 (R^2 - r^2) - \frac{\sigma_Y}{3} - \frac{B_c^2}{2\mu_0 R^4} (R^2 - r^2)^2.$$

Принимая во внимание формулы (1) и (7), проследим эволюцию давления $p_c = p(0)$ на оси стержня в зависимости от коэффициента удлинения n :

$$p_c = \frac{3}{8} \rho \frac{\dot{\epsilon}_{z,0}^2 R_0^2}{n^3} - \frac{\sigma_Y}{3} - \frac{B_{c,0}^2}{2\mu_0} n^2 \exp\left(-\frac{n^2 - 1}{\text{Re}_m}\right).$$

Рис. 6 иллюстрирует изменение давления на оси стержня по мере его растяжения при различных интенсивностях начального поля $B_{c,0}$ для условий экспериментов [1] ($\text{Re}_m = 50$, $\sigma_Y = 400$ МПа). Видно, что при интенсивности начального поля свыше 10 Тл в струе за счет действия электромагнитных усилий возникают значительные растягивающие напряжения, существенно превышающие предел текучести ее материала, т. е. усиливающееся магнитное поле способно «разорвать» струю с рассеянием частиц материала в радиальном направлении. Данный вывод коррелирует с результатами экспериментов [1], в которых на поверхности преграды при подрыве КЗ с «намагниченной» облицовкой наблюдались многочисленные мелкие кратеры и следы омеднения.

Следует отметить, что характерные значения параметра Re_m для реальных КС таковы, что максимум поля (8) (и, соответственно,

максимум растягивающих напряжений) достигается в них при $n_m \leq 10 \div 12$. В случае высокоградиентных КС из пластичных металлов, распадающихся на отдельные безградиентные элементы в соответствии с механизмом развития пластической неустойчивости в результате процесса шейкообразования [10], такие коэффициенты удлинения еще соответствуют стадии равномерного удлинения однородной целостной КС (так называемая инерционная стадия деформирования, предшествующая зарождению шеек). Таким образом, действие больших растягивающих напряжений в материале высокоградиентной «намагниченной» КС способно привести к разрушению струи на достаточно ранних стадиях ее эволюции, пока еще процесс развития пластической неустойчивости с перераспределением осевой скорости деформирования по длине струи не вмешался в процесс генерации магнитного поля.

Другим фактором, сопутствующим растяжению КС с магнитным полем, является выделение в струе джоулева тепла за счет циркуляции в ее материале индукционных токов. Оценим джоулев нагрев КС. Повышение температуры материала стержня T_J вследствие выделения джоулева тепла (см. рис. 4) будем определять по уравнению

$$\rho c \frac{dT_J}{dt} = j^2 \eta, \quad (10)$$

где c — удельная теплоемкость материала стержня.

В соответствии с (3) наиболее интенсивно будет нагреваться поверхностный слой стержня, где объемная плотность индукционных токов максимальна. Для поверхности стержня ($r = R$), где согласно (3) и (4) $j(R, t) = 2B_c(t)/\mu_0 R$, уравнение (10) после перехода от времени t к коэффициенту удлинения n и с учетом (7) преобразуется к виду

$$\frac{dT_J(R)}{dn} = \frac{B_{c,0}^2}{\mu_0 \rho c \text{Re}_m} \frac{n^3}{\exp\left(-\frac{n^2 - 1}{\text{Re}_m}\right)}.$$

Интегрирование данного соотношения приводит к следующему закону джоулева разогрева $T_J(R)$ поверхности стержня по мере его удлинения:

$$T_J(R) = T_{c,0} \left[1 + \text{Re}_m - (n^2 + \text{Re}_m) \times \exp\left(-\frac{n^2 - 1}{\text{Re}_m}\right) \right], \quad (11)$$

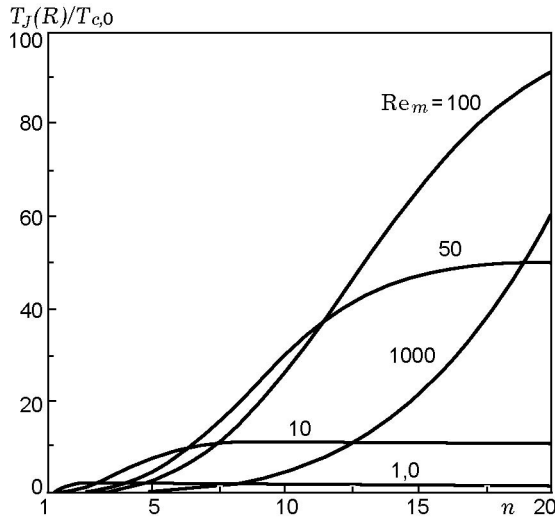


Рис. 7. Изменение температуры джоулева нагрева на поверхности удлиняющегося проводящего стержня с магнитным полем

где характеристическая температура

$$T_{c,0} = \frac{B_{c,0}^2}{2\mu_0\rho c} \quad (12)$$

определяется как температура нагрева материала при выделении в единице его объема теплоты, равной объемной плотности энергии магнитного поля с индукцией $B_{c,0}$ (для материала с теплофизическими характеристиками, соответствующими меди, значение $T_{c,0}$ изменяется от $\approx 0,1$ К при $B_{c,0} = 1$ Тл до 1000 К при $B_{c,0} = 100$ Тл). Распределение джоулева нагрева по радиусу стержня в соответствии с принятым распределением индукционных токов (3) и с учетом (10), очевидно, будет иметь во все моменты времени параболический вид $T_J(r) = T_J(R)r^2/R^2$ с уменьшением интенсивности нагрева по мере приближения к оси стержня ($r = 0$), где нагрев отсутствует. Легко установить, что при таком распределении осредненная по сечению стержня температура за счет джоулева нагрева составляет половину ее значения на поверхности.

Из анализа (11) вытекает, что предельная температура джоулева нагрева поверхности стержня при неограниченном его удлинении ($n \rightarrow \infty$) составляет $T_{J,lim}(R) = T_{c,0}(1 + Re_m)$ (при конечных значениях Re_m). При идеальной проводимости материала ($Re_m \rightarrow \infty$) джоулева нагрева стержня не происходит. В случае же малых значений магнитного числа Рейнольдса

($Re_m \rightarrow 0$) индукционные токи повышают температуру поверхности стержня только на величину $T_{c,0}$ (12), определяемую начальной объемной плотностью магнитной энергии на его оси.

На рис. 7 показано изменение температуры джоулева нагрева поверхности стержня $T_J(R)$, отнесенной к характеристической температуре $T_{c,0}$, в зависимости от степени удлинения стержня при различных значениях параметра Re_m . При $B_{c,0} = 10$ Тл характеристическая температура (12) для медного стержня составляет чуть более 10 К. Как видно из рис. 7, для такого значения $T_{c,0}$ и при рассматриваемом в качестве опорного значения $Re_m = 50$ температура приповерхностных слоев элементов КС к моменту их десятикратного удлинения возрастает на несколько сотен градусов за счет разогрева индукционными токами. При данном приросте (с учетом исходного естественного нагрева струи в результате интенсивного пластического деформирования) температура медной КС должна приблизиться к температуре плавления. Следствием столь значительного повышения температуры может быть термическое разупрочнение материала кумулятивной струи, что облегчает ее разрушение «распирающими» электромагнитными силами (см. рис. 6).

Для оценки возможного влияния «накачки» магнитного поля в материале удлиняющейся КС на характер ее поведения представляет интерес баланс различных видов энергии при деформировании высокоградиентного стержня с магнитным полем (см. рис. 4). Проводя энергетические оценки, сопоставим текущее значение магнитной энергии в стержне

$$\begin{aligned} W_m(n) &= 2\pi n l_0 \int_0^R \frac{B^2(r, n)}{2\mu_0} r dr = \\ &= \frac{\pi B_{c,0}^2 R_0^2 l_0}{6\mu_0} n^2 \exp\left(-\frac{n^2 - 1}{Re_m}\right) \end{aligned}$$

с начальным запасом его механической энергии, обеспечивающим процесс деформирования. В качестве «движущего» фактора процесса выступает кинетическая энергия радиального, сходящегося к оси симметрии движения материала стержня [7]. В начальный момент времени эта энергия равна

$$K_{r,0} = 2\pi l_0 \int_0^{R_0} \frac{\rho v_r^2(r)}{2} r dr = \frac{\pi \rho \varepsilon_{z,0}^2 R_0^4 l_0}{16}$$

и убывает по мере удлинения стержня. В отсутствие магнитного поля убыль кинетической энергии радиального движения идет на совершение работы пластического деформирования стержня и изменение кинетической энергии осевого движения его материала относительно центра масс стержня [10]. Для стержня с магнитным полем за счет этой убыли будет, очевидно, происходить еще и «накачка» поля. Определим, какую долю от величины $K_{r,0}$ составляет магнитная энергия W_m в стержне в процессе его удлинения:

$$\frac{W_m}{K_{r,0}} = \frac{8B_{c,0}^2}{3\mu_0\rho\dot{\epsilon}_{z,0}^2 R_0^2} n^2 \exp\left(-\frac{n^2 - 1}{\text{Re}_m}\right).$$

При значении комплекса $\rho\dot{\epsilon}_{z,0}^2 R_0^2$, характерном для высокоградиентных медных КС, и при $B_{c,0} = 10$ Тл магнитная энергия в элементах КС в момент их формирования не превышает нескольких процентов от кинетической энергии радиального движения материала струи. При удлинении элементов КС с параметром $\text{Re}_m = 50$ эта доля к моменту достижения максимума поля (см. рис. 5) составляет уже около 30 %, а при $\text{Re}_m = 100$ — свыше 50 %. Такие существенные затраты энергии на «накачку» поля лишают «энергетического обеспечения» процесс деформирования КС и могут привести к его преждевременному прекращению по сравнению с естественными условиями. Торможение радиального схождения материала струи способствует его последующему радиальному «разбросу» за счет накопленной магнитной энергии.

На основе проведенного исследования можно сделать следующие выводы. Если интенсивность магнитного поля вследствие его усиления в области струеобразования при схлопывании «намагниченной» облицовки КЗ еще не достигла уровня, препятствующего нормальному формированию КС, то процесс «накачки» поля в материале струи продолжается при ее инерционном удлинении. Совместное действие силовых и термических факторов, сопутствующих усилению поля в растягивающейся КС, создает предпосылки для разрушения струи в форме радиального рассеяния ее материала. Такой исход для высокоградиентных медных КС становится практически неизбежным при интенсивности начального

поля в материале струи (приобретенного в процессе струеобразования) свыше ≈ 10 Тл.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. О влиянии магнитного поля, создаваемого в облицовке кумулятивного заряда, на его пробивное действие // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 5. С. 145–146.
2. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
4. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. Проявление магнитокумулятивного эффекта при взрыве кумулятивного заряда с созданным в его облицовке аксиальным магнитным полем // Журн. техн. физики. 2003. Т. 73, вып. 8. С. 111–117.
5. Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. Особенности инерционного удлинения высокоградиентного проводящего стержня в продольном низкочастотном магнитном поле // Инж.-физ. журн. 2001. Т. 74, № 2. С. 79–86.
6. Демидков С. В., Федоров С. В., Романов Г. С. Влияние предварительно замороженного в кумулятивную воронку магнитного поля на процесс растяжения кумулятивных струй // Тр. Междунар. конф. «III Харитоновские тематические научные чтения». Саров: ВНИИЭФ, 2002. С. 273–277.
7. Бабкин А. В., Ладов С. В., Маринин В. М., Федоров С. В. Особенности инерционного растяжения кумулятивных струй в свободном полете // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 2. С. 3–9.
8. Бабкин А. В., Маринин В. М., Федоров С. В. Воздействие продольного низкочастотного магнитного поля на растягивающуюся кумулятивную струю // Оборонная техника. 1993. № 9. С. 40–46.
9. Маринин В. М., Бабкин А. В., Колпаков В. И. Методика расчета параметров функционирования кумулятивного заряда // Оборонная техника. 1995. № 4. С. 34–39.
10. Бабкин А. В., Ладов С. В., Маринин В. М., Федоров С. В. Закономерности растяжения и пластического разрушения металлических кумулятивных струй // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 4. С. 25–35.

Поступила в редакцию 6/XI 2003 г.,
в окончательном варианте — 2/VII 2004 г.