УДК 532.52; 533.95

## ТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗУПРОЧНЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ, ФОРМИРУЕМЫХ ПРИ СХЛОПЫВАНИИ КУМУЛЯТИВНОЙ ОБЛИЦОВКИ В СЛУЧАЕ НАЛИЧИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

## С. В. Федоров

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

Проанализирована возможность увеличения предельного удлинения и пробивного действия металлических кумулятивных струй при наличии в кумулятивной облицовке аксиального магнитного поля за счет нагрева и термического разупрочнения материала струи в результате резкого увеличения индукции магнитного поля в области струеобразования при схлопывании облицовки. Проведено численное моделирование этого процесса в рамках квазидвумерной задачи об инерционном растяжении проводящего жесткопластического стержня при наличии в нем продольного магнитного поля.

Ключевые слова: взрыв, кумулятивная струя, кумулятивная облицовка, магнитное поле, индукционный нагрев, термическое разупрочнение, предельное удлинение.

DOI: 10.15372/PMTF20160312

Введение. При взрыве кумулятивного заряда (КЗ), представляющего собой осесимметричный заряд взрывчатого вещества с выемкой, покрытой тонкой металлической облицовкой, формируются высокоскоростные кумулятивные струи (КС), обладающие высокой пробивной способностью [1]. Согласно данным экспериментов создание аксиального магнитного поля в металлической облицовке КЗ непосредственно перед его подрывом может оказывать существенное влияние на функционирование заряда. В опытах с КЗ диаметром  $d_0 = 50$  мм, имеющими медную коническую облицовку с начальной индукцией поля  $B_{l0}$  порядка 0,1 Тл, наблюдалось значительное снижение пробивного действия заряда [2, 3]. При начальной индукции поля, превышающей 0,6 Тл, пробитие отсутствовало.

Результаты теоретического анализа данного эффекта [4, 5] позволяют предположить, что он обусловлен резким увеличением индукции магнитного поля в области образования КС при схлопывании "намагниченной" облицовки. Увеличение индукции поля в области струеобразования вызвано большими деформациями при удлинении частиц материала облицовки в направлении линий магнитной индукции. В магнитной гидродинамике известен эффект "вмороженности" магнитного поля в проводящий материала [6]. Данный эффект возникает при очень быстром деформировании этого материала. Генерирование магнитного поля в материале формирующейся КС сопровождается воздействием на струю

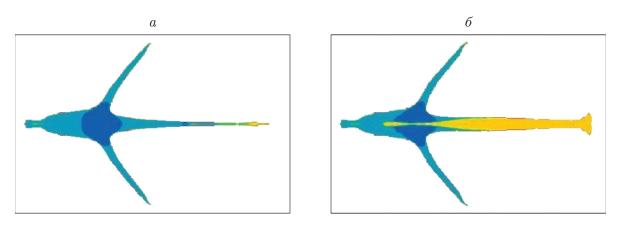


Рис. 1. Формирование КС:

a — в отсутствие магнитного поля в кумулятивной облицовке;  $\delta$  — при наличии в облицовке магнитного поля с начальной индукцией  $B_{l0}=0.5~{\rm Tr}$ 

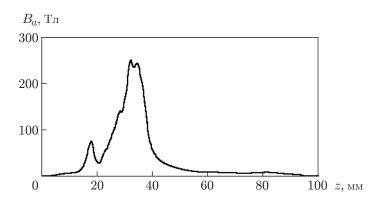


Рис. 2. Распределение индукции магнитного поля в КС

мощных растягивающих электромагнитных сил, что приводит к ее разрушению и диспергированию в радиальном направлении с потерей пробивной способности. Данный сценарий поведения КС, образующейся при схлопывании "намагниченной" облицовки, согласуется с результатами рентгенографических исследований [7, 8].

На рис. 1, 2 представлены результаты численного моделирования воздействия магнитного поля, создаваемого в конической кумулятивной облицовке, на формирование КС. Решена двумерная осесимметричная задача магнитной гидродинамики в предположении идеальной проводимости материала облицовки [9]. Результаты расчетов показывают, что наличие магнитного поля в облицовке не оказывает существенного влияния на кинематические параметры формирующейся КС. Однако увеличение индукции магнитного поля в области струеобразования при схлопывании "намагниченной" кумулятивной облицовки приводит к существенному изменению структуры КС: происходит рассеивание КС в радиальном направлении, при этом значительно уменьшается средняя плотность ее диспергированного материала, что приводит к уменьшению пробивной способности струи. Из анализа результатов численного моделирования следует, что в процессе схлопывания облицовки индукция магнитного поля в области струеобразования должна увеличиваться, причем для хвостовых участков КС она должна быть больше, чем для головных, поскольку волокна материала в области струеобразования непрерывно удлиняются в осевом направлении, т. е. вдоль линий магнитной индукции созданного поля. Представленные на рис. 1 конфигурации течений соответствуют моменту формирования средних участков КС со скоростью, приближенно равной 4,5 км/с. Из анализа распределения магнитной индукции  $B_a$  на оси симметрии в этот момент в случае взрывного обжатия облицовки с начальной индукцией поля  $B_{l0}=0.5$  Тл (см. рис. 2) следует, что ее максимальное значение составляет приблизительно 250 Тл. Это значение соответствует увеличению начальной индукции в 500 раз. Выше отмечалось, что при проведении численного моделирования материал облицовки считался идеально проводящим, т. е. диффузией магнитного поля, приводящей к уменьшению максимального значения  $B_a$ , пренебрегалось. С учетом данного обстоятельства максимальное значение  $B_a$  в области струеобразования при формировании средних участков КС из "намагниченной" облицовки составляет порядка  $10^2$  начального значения.

Постановка задачи. В настоящей работе анализируется возможность повышения пробивного действия КЗ при наличии в его облицовке аксиального магнитного поля за счет дополнительного нагрева материала КС вихревыми индукционными токами, возникновение которых обусловлено увеличением индукции магнитного поля. Нагрев КС приводит к уменьшению предела текучести ее материала и соответственно к замедлению развития пластической неустойчивости струи, вследствие чего в процессе растяжения она разрушается на отдельные элементы [10, 11]. В результате может увеличиться эффективная длина КС, определяющая ее пробивное действие. Для увеличения эффективной длины КС необходимо предотвратить разрушение струи вследствие воздействия на нее электромагнитных сил, что может быть достигнуто за счет уменьшения начальной индукции создаваемого в кумулятивной облицовке магнитного поля до значений порядка 0,01 Тл. Таким образом, требуется исследовать температурные поля, возникающие в формирующейся из "намагниченной" облицовки КС вследствие выделения джоулева тепла, и механические напряжения в материале КС при воздействии дополнительных электромагнитных сил.

В процессе увеличения индукции магнитного поля в материале КС при схлопывании "намагниченной" кумулятивной облицовки можно выделить две стадии: стадию "накачки" поля в облицовке в области струеобразования и стадию увеличения его индукции в сформировавшемся участке КС, удлиняющемся с высокой скоростью в осевом направлении, вызывая "растяжение" линий индукции поля, "захваченного" в области струеобразования. В случае если в момент формирования участка КС в ее материале сгенерировано очень сильное магнитное поле, его дальнейшее усиление вследствие растяжения КС завершится разрушением струи. При этом разлет материала разрушенной КС в радиальном направлении приводит к резкому уменьшению индукции поля в струе (см. рис. 2). Из сказанного выше следует, что при оценке возможности термического разупрочнения КС индукционными токами без ее разрушения за счет действия электромагнитных сил в первую очередь необходимо рассматривать стадию генерации магнитного поля в сформировавшемся участке КС.

Расчетная модель. Исследование процесса генерации магнитного поля в материале КС проводилось на основе численного моделирования в рамках одномерной задачи магнитной гидродинамики об инерционном растяжении цилиндрического жесткопластического проводящего стержня при наличии продольного магнитного поля (рис. 3). Начальные радиус  $R_0$  и скорость осевого деформирования  $\dot{\varepsilon}_{z0}$  стержня соответствуют параметрам элементов КС в момент их формирования при схлопывании облицовки. В процессе равномерного деформирования эти параметры стержня изменяются по законам  $\dot{\varepsilon}_z = \dot{\varepsilon}_{z0}/n$ ,  $R = R_0/\sqrt{n}$  ( $n = 1 + \dot{\varepsilon}_{z0}t$  — коэффициент удлинения стержня, характеризующий отношение его текущей длины к начальной; t — время) [12]. Вследствие растяжения частицы стержня имеют направленную к его оси радиальную скорость  $v_r$ , распределение которой по радиусу стержня r в любой момент времени является линейным:  $v_r = -\dot{\varepsilon}_z r/2$ . (Это следует из условия несжимаемости материала стержня.)

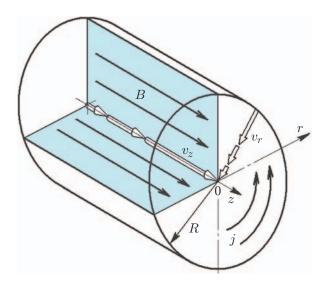


Рис. 3. Схема задачи о деформировании участка КС при наличии продольного магнитного поля

Предполагалось, что в начальный момент времени в материале стержня имеется магнитное поле, линии индукции которого ориентированы вдоль его оси, а магнитная индукция изменяется вдоль радиуса стержня по параболическому закону  $B(r) = B_{a0}(1-r^2/R_0^2)$ . Согласно этому закону B=0 на поверхности стержня  $(r=R_0)$  и  $B=B_{a0}$  на его оси (r=0). Возникающие при этом в материале стержня электрическое поле с напряженностью E и индукционные токи с плотностью E являются азимутальными (см. рис. 3). Эволюция электрического и магнитного полей в стержне в процессе его удлинения описывается системой уравнений, выражающих закон электромагнитной индукции, закон полного тока и закон Ома в дифференциальной форме [6]:

$$\frac{dB}{dt} = \dot{\varepsilon}_z B - \frac{1}{r} \frac{\partial (Er)}{\partial r}, \qquad j = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial r}, \qquad E = \eta j.$$

Здесь  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная постоянная;  $\eta$  — удельное сопротивление материала стержня. Заметим, что первое слагаемое в правой части закона электромагнитной индукции соответствует генерации магнитного поля в растягивающемся стержне, а второе — диффузионному рассеянию поля. При определении температуры T материала стержня предполагалось, что ее увеличение обусловлено лишь выделением джоулева тепла (нагревом вследствие диссипации механической энергии при пластическом деформировании материала пренебрегалось):

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} = j^2 \eta.$$

Здесь  $\rho$  — плотность материала стержня;  $c_v$  — удельная теплоемкость. При нагреве материала до температуры плавления  $T_s$  учитывалось, что дальнейшее повышение температуры возможно лишь после того, как в материале дополнительно выделится количество теплоты, равное его удельной теплоте плавления  $\lambda$  в расчете на единицу массы. Учитывались также различие теплоемкостей материала стержня в твердом и жидком (расплавленном) состояниях и увеличение его удельного сопротивления с ростом температуры [13]. Зависимость предела текучести  $\sigma_Y$  материала от его температуры принималась в виде  $\sigma_Y = \sigma_{Y0}(T-T_0)/(T_s-T_0)$  [14], где  $T_0$  — начальная температура стержня;  $\sigma_{Y0}$  — значение предела текучести при начальной температуре. При описании прочностных свойств

материала стержня в результате его джоулева нагрева использовался коэффициент термического разупрочнения, определяемый по формуле  $k_T = \sigma_Y/\sigma_{Y0} = (T - T_0)/(T_s - T_0)$ .

Напряженное состояние в материале проводящего стержня при наличии в нем магнитного поля может быть определено с помощью уравнения движения материала в радиальном направлении

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

где  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$  — радиальная и тангенциальная компоненты тензора напряжений соответственно. Интегрируя данное уравнение по радиальной координате от некоторого ее текущего значения r до значения r=R, получаем распределение радиальных напряжений в стержне [15]

$$\sigma_r(r) = -\frac{3}{8} \rho \dot{\varepsilon}_z^2 (R^2 - r^2) - \frac{B^2(R) - B^2(r)}{2\mu_0}.$$

Особенности растяжения КС с "вмороженным" магнитным полем. Рассмотрим деформирование среднего участка КС, создаваемой КЗ диаметром  $d_0=100$  мм с медной конической облицовкой. Принимались следующие начальные геометрические и кинематические параметры КС, рассчитываемые с использованием методики [16]: скорость  $v_z=5$  км/с, начальный радиус  $R_0=6$  мм, начальная скорость осевого деформирования  $\dot{\varepsilon}_{z0}=1,3\cdot 10^5$  с $^{-1}$ . Теплофизические и электрофизические характеристики материала КС (меди) задавались на основе данных [13], начальная температура участка КС принималась постоянной по его сечению и составляла  $T_0=500$  °C. На рис. 4 приведены распределения магнитной индукции B, плотности индукционных токов j, температуры T, коэффициента термического разупрочнения  $k_T$  и радиального напряжения  $\sigma_r$  по радиусу КС в различные моменты времени (при различных значениях коэффициента удлинения n участка КС).

Из рис. 4 следует, что сначала скорость генерации магнитного поля в элементе КС, обусловленной его растяжением, превышает скорость диффузионного рассеяния поля, поэтому магнитная индукция поля в материале струи увеличивается [15]. При проведении расчета предполагалось, что в начальный момент времени магнитное поле, сгенерированное в области струеобразования, распределено в радиальном направлении по параболическому закону с индукцией на оси  $B_{a0} = 10 \text{ Тл.}$  При удлинении элемента KC, соответствующем значению n=5, индукция поля на оси элемента KC увеличивается почти в три раза, при этом распределение магнитной индукции в радиальном направлении является близким к параболическому. По мере растяжения участка KC его радиус R и скорость осевого деформирования  $\dot{\varepsilon}_z$  уменьшаются, в результате диффузия поля преобладает над его генерацией. Элемент КС постепенно размагничивается, при этом магнитная индукция монотонно стремится к нулю [15]. Из рис. 4 следует, что индукционные токи циркулируют в поверхностных слоях материала КС (на оси струи в силу граничного условия, обусловленного цилиндрической геометрией задачи, плотность индукционных токов равна нулю), соответственно в поверхностных слоях локализуется и джоулев нагрев материала КС. При заданной индукции начального магнитного поля  $(B_{a0} = 10 \text{ T}_{\text{Л}})$  максимальное увеличение температуры материала КС не превышает 80 °C. При этом термическое разупрочнение поверхностных слоев участка КС характеризуется незначительным уменьшением коэффициента  $k_T$  от начального значения  $k_T = 1$  до значения  $k_T = 0.85$ . Результаты анализа эволюции распределения радиальных напряжений по радиусу участка КС показывают, что они возникают вследствие влияния двух факторов. В результате движения материала КС в направлении оси симметрии происходит ее удлинение и появляются сжимающие радиальные напряжения. Объемные электромагнитные силы, возникающие в результате взаимодействия магнитного поля с индукционными токами и направленные от оси струи,

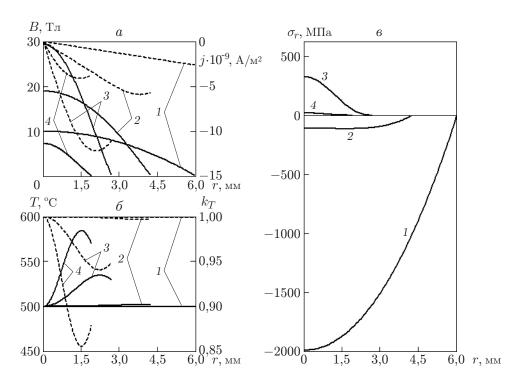


Рис. 4. Распределения параметров КС по ее радиусу в различные моменты деформирования среднего участка КС, создаваемой зарядом диаметром  $d_0=100$  мм, при наличии "вмороженного" магнитного поля: a — сплошные линии — индукция магнитного поля, штриховые — плотность индукционного тока,  $\delta$  — сплошные линии — температура, штриховые — коэффициент термического разупрочнения,  $\delta$  — радиальное напряжение; 1 — n=1, 2 — n=2, 3 — n=5, 4 — n=10

наоборот, обусловливают появление растягивающих радиальных напряжений. На начальных стадиях деформирования КС преобладает влияние первого из указанных факторов (сжимающие радиальные напряжения на оси струи достигают 2 ГПа). В процессе удлинения КС влияние данного фактора ослабевает (вследствие уменьшения радиуса струи и скорости ее деформирования), а влияние второго, наоборот, усиливается (за счет "накачки" магнитного поля в струе). В результате сжимающие радиальные напряжения превращаются в растягивающие и их максимальное значение на оси КС составляет приблизительно 300 МПа. По-видимому, именно на этой стадии при достаточной величине растягивающих напряжений происходит разрушение КС, сопровождающееся разлетом ее материала в радиальном направлении. В дальнейшем при уменьшении индукции магнитного поля в струе вследствие его диффузии радиальные напряжения в материале КС постепенно исчезают.

Проведены расчеты зависимости температуры струи от начальной индукции поля в ней в момент ее формирования. Подобные расчеты проведены для средних участков КС, формируемых геометрически подобными КЗ диаметром  $d_0 = 50$ , 100, 150 мм с медными коническими облицовками, что позволило исследовать влияние масштабного фактора на параметры КС (для геометрически подобных КЗ отношение начальных радиусов элементов КС принималось равным коэффициенту геометрического подобия, а отношение их начальных скоростей деформирования полагалось обратным данному коэффициенту). Так как индукционный нагрев КС является существенно неравномерным по ее сечению (см. рис. 4), для получения обобщенной характеристики уменьшения прочности материала струи проводилось осреднение коэффициента термического разупрочнения  $k_T$  по сечению

элемента КС:

$$k_T^m = \frac{2}{R^2} \int\limits_0^R k_T r \, dr.$$

На рис. 5 для средних участков КС, создаваемых геометрически подобными КЗ, приводятся зависимости магнитной индукции  $B_a$  и радиального напряжения  $\sigma_{ra}$  на оси струи, а также осредненного коэффициента термического разупрочнения  $k_T^m$  от коэффициента удлинения n при различных начальных значениях индукции поля в струе. Видно, что при генерации магнитного поля в удлиняющейся КС проявляется влияние масштабного фактора. Так, для K3 диаметром  $d_0 = 50$  мм максимальное значение индукции магнитного поля на оси среднего участка струи превышает начальное значение индукции  $B_{a0}$  приблизительно в 2,2 раза, для K3 диаметром  $d_0 = 100$  мм — в 3 раза, для K3 диаметром  $d_0 = 150 \text{ мм}$  — более чем в 3,5 раза. Следовательно, с увеличением диаметра КЗ термическое разупрочнение материала КС индукционными токами происходит более эффективно. При начальной индукции магнитного поля  $B_{a0}=15~{
m Tr}$  к моменту полного размагничивания КС осредненный коэффициент термического разупрочнения  $k_T^m$  уменьшается до значения, равного 0,86 при  $d_0=50$  мм, 0,74 при  $d_0=100$  мм и 0,62 при  $d_0=150$  мм. Следует отметить, что с увеличением магнитной индукции  $B_{a0}$  коэффициент  $k_T^m$  уменьшается. Например, для КЗ диаметром  $d_0=100$  мм  $k_T^m=0.97$  при  $B_{a0}=5$  Тл,  $k_T^m=0.88$ при  $B_{a0}=10~{
m T}$ л и  $k_T^m=0.74~{
m п}$ ри  $B_{a0}=15~{
m T}$ л. При этом максимальные растягивающие радиальные напряжения на оси струи увеличиваются с 50 МПа при  $B_{a0}=5$  Тл до 800 МПа при  $B_{a0} = 15$  Тл (см. рис. 5).

От величины предельного удлинения КС зависит ее пробивное действие. Предельное удлинение КС характеризуется коэффициентом предельного удлинения  $n_{\rm lim}$ , равным отношению длины участка КС в момент его разрушения к начальной длине участка в момент его формирования [10–12]. С учетом результатов работы [10] между коэффициентом предельного удлинения  $n_{\rm lim}$  и осредненным коэффициентом термического разупрочнения  $k_T^m$  в первом приближении можно принять соотношение пропорциональности в виде

$$n_{\rm lim} \sim (k_T^m)^{-1/3}$$
.

Согласно этому соотношению, для того чтобы увеличить предельную длину КС (а следовательно, и пропорциональную ей глубину проникания КС в преграду) на 20 %, необходимо обеспечить разупрочнение материала КС приблизительно на 40 % ( $k_T^m \approx 0.6$ ). Такое термическое разупрочнение среднего участка КС, формируемой КЗ диаметром  $d_0 = 150$  мм, происходит при начальной индукции поля на оси струи  $B_{a0} = 15$  Тл (см. рис. 5). Однако в этом случае максимальные растягивающие радиальные напряжения на оси КС достигают 1.2 ГПа, что может привести к разрушению струи.

Повышение эффективности электромагнитного воздействия на KC. Рассмотрим вариант индукционного нагрева KC с помощью магнитного поля, позволяющий уменьшить вероятность разрушения струи вследствие воздействия электромагнитных сил (рис. 6).

Аксиальное магнитное поле создается до подрыва K3 не только в его облицовке, но и в области перед K3. Для создания магнитного поля в пространстве перед K3 используется соленоид длиной  $h_m$ , установленный соосно с K3 и удаленный от его основания на расстояние  $f_m$ . Моделирование электромагнитных и термических процессов в деформирующейся KC с "вмороженным" магнитным полем при дополнительном воздействии магнитного поля соленоида в области перед K3 проводилось на основе принятой выше расчетной модели (см. рис. 3), в которой изменено граничное условие для индукции магнитного поля на поверхности растягивающегося стержня (при r = R). Выше индукция

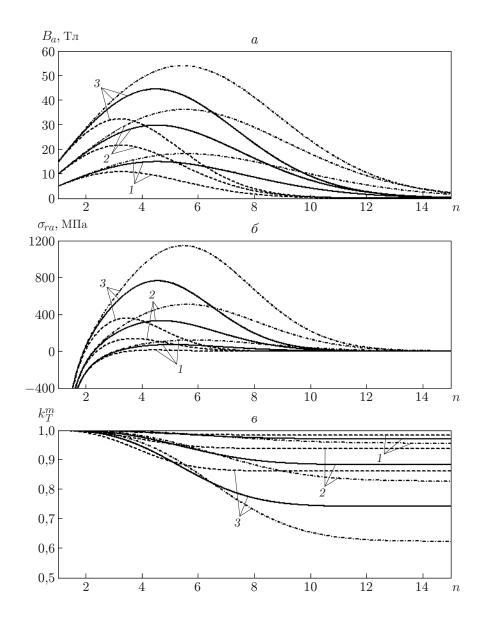


Рис. 5. Зависимости магнитной индукции (a), радиального напряжения  $(\delta)$  и осредненного коэффициента термического разупрочнения  $(\mathfrak{s})$  от коэффициента удлинения nпри деформировании средних участков КС с "вмороженным" магнитным полем с различной начальной индукцией для геометрически подобных КЗ:  $1-B_{a0}=5$  Тл,  $2-B_{a0}=10$  Тл,  $3-B_{a0}=15$  Тл; штриховые линии —  $d_0=50$  мм, сплошные —  $d_0=100$  мм, штрихпунктирные —  $d_0=150$  мм

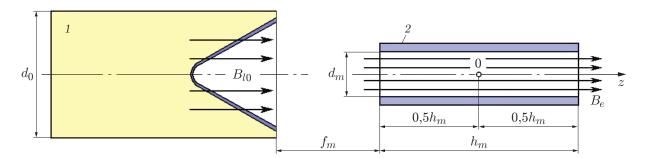


Рис. 6. Схема индукционного нагрева КС путем создания магнитного поля в облицовке КЗ и пространстве перед ним:

магнитного поля на поверхности стержня полагалась нулевой. При использовании схемы электромагнитного воздействия на КС, представленной на рис. 6, индукция магнитного поля зависит от скорости участка струи  $v_z$ , длины соленоида  $h_m$  и расстояния между соленоидом и основанием заряда  $f_m$ . Закон изменения индукции магнитного поля  $B_e$  на поверхности стержня задавался в следующем виде [13]:

$$B_e(z) = B_c \frac{\sqrt{h_m^2 + d_m^2}}{2h_m} \left( \frac{z + 0.5h_m}{\sqrt{0.25d_m^2 + (z + 0.5h_m)^2}} - \frac{z - 0.5h_m}{\sqrt{0.25d_m^2 + (z - 0.5h_m)^2}} \right).$$

Здесь z — координата вдоль оси соленоида, отсчитываемая от его центра (см. рис. 6);  $B_c$  — индукция магнитного поля в центре соленоида;  $d_m$  — диаметр соленоида. Подставляя в данное соотношение вместо z закон движения различных участков КС  $z(t) = z_0 + v_z t$  ( $z_0$  — начальная координата участка КС относительно центра соленоида), получаем временную зависимость индукции магнитного поля  $B_e(t)$  на поверхности стержня.

Расчеты для схемы электромагнитного воздействия на КС, представленной на рис. 6, проведены для среднего участка КС, формируемой КЗ диаметром  $d_0 = 100$  мм. Длина соленоида, создающего магнитное поле в пространстве перед КЗ, совпадала с диаметром  ${
m K3}\;(h_m=100\;{
m mm}).$  Диаметр соленоида составлял  $d_m=20\;{
m mm}$  и являлся минимально допустимым с учетом результатов экспериментов [17], в которых КС проходила через узкие каналы. Расстояние от основания K3 до соленоида  $f_m$  варьировалось в диапазоне  $50 \div 250$  мм. Рассмотрены три варианта электромагнитного воздействия на КС. В первом варианте предполагалось, что магнитное поле создается только соленоидом в пространстве перед КЗ, а в кумулятивной облицовке поле отсутствует. Во втором варианте магнитное поле задавалось и в кумулятивной облицовке, и в пространстве перед КЗ, причем направление поля, создаваемого соленоидом перед КЗ, совпадало с направлением поля в облицовке. Наконец, третий вариант отличался от второго тем, что направление поля в соленоиде перед КЗ было противоположно направлению поля в облицовке. Во всех случаях абсолютное значение магнитной индукции в центре соленоида задавалось равным  $B_c = 30 \text{ Tл.}$  При наличии магнитного поля в кумулятивной облицовке предполагалось, что в процессе ее схлопывания "накачка" поля в области струеобразования приводит к формированию среднего участка КС с "вмороженным" магнитным полем, индукция которого на оси струи составляет  $B_{a0} = 10$  Тл.

На рис. 7 приведена зависимость осредненного коэффициента термического разупрочнения  $KC k_T^m$  в момент полного затухания в ней индукционных токов после выхода KC из соленоида от расстояния  $f_m$  между соленоидом и основанием K3 для трех указанных выше вариантов электромагнитного воздействия. Видно, что термическое разупрочнение KC происходит наиболее эффективно при создании в кумулятивной облицовке и пространстве

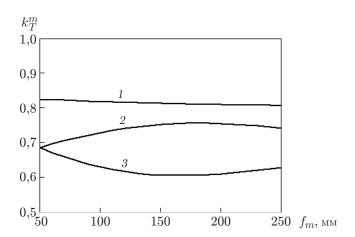


Рис. 7. Зависимость коэффициента термического разупрочнения КС от расстояния между соленоидом и основанием КЗ для различных вариантов электромагнитного воздействия:

1 — в случае отсутствия магнитного поля в облицовке, 2 — в случае одинаково направленных магнитных полей в облицовке и пространстве перед K3, 3 — в случае противоположно направленных магнитных полей в облицовке и пространстве перед K3

перед КЗ противоположно направленных магнитных полей, причем в этом случае существует оптимальное расстояние между соленоидом и основанием КЗ ( $f_m \approx 150$  мм), на котором значение  $k_T^m$  становится минимальным. При создании в облицовке и пространстве перед КЗ одинаково направленных магнитных полей на кривой зависимости коэффициента  $k_T^m$  от расстояния  $f_m$  имеется максимум. Следует отметить, что при малом расстоянии между соленоидом и основанием КЗ, равном половине диаметра КЗ, для обоих вариантов направления магнитных полей в облицовке и пространстве перед КЗ достигается одинаковая степень термического разупрочнения струи. Наконец, при создании магнитного поля только в пространстве перед КЗ коэффициент  $k_T^m$  незначительно уменьшается с увеличением расстояния между соленоидом и КЗ.

Исследуем особенности деформирования среднего участка КС, создаваемой КЗ диаметром 100 мм, при реализации трех рассматриваемых вариантов электромагнитного воздействия на струю (см. рис. 6). На рис. 8 приведены зависимости магнитной индукции B на оси (r=0) и поверхности (r=R) струи, а также радиального напряжения  $\sigma_{ra}$  на оси струи и осредненного коэффициента термического разупрочнения КС  $k_T^m$  от коэффициента удлинения участка КС n (расчеты проведены для расстояния между соленоидом и основанием КЗ  $f_m = 150$  мм).

При движении участка КС в магнитном поле соленоида, помещенного перед КЗ, на кривых зависимости плотности индукционных токов в струе от времени имеется два максимума, один из которых соответствует моменту ее входа в полость соленоида, а второй — моменту выхода из нее (моментам резкого изменения индукции магнитного поля  $B_e$ , воздействующего на КС). Нагрев и термическое разупрочнение материала КС также имеют двухстадийный характер: четко выраженные скачки коэффициента термического разупрочнения наблюдаются на начальном и конечном этапах воздействия магнитного поля соленоида (см. рис. 8). Наличие в материале КС магнитного поля, возникающего в области струеобразования при схлопывании "намагниченной" кумулятивной облицовки, позволяет существенно уменьшить коэффициент термического разупрочнения КС при последующем воздействии магнитного поля соленоида. Если в отсутствие поля в КС значение коэффициента  $k_T^m$  после выхода участка струи из соленоида уменьшается до 0,81, то при его

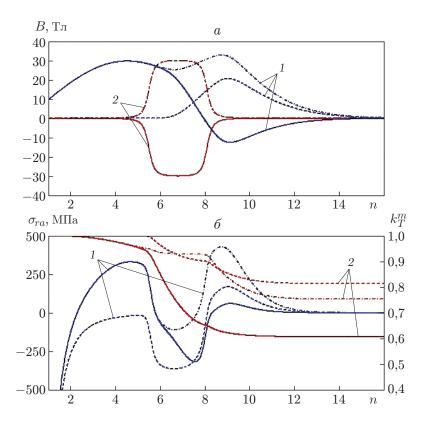


Рис. 8. Зависимости параметров среднего участка КС заряда диаметром  $d_0 = 100$  мм от коэффициента удлинения n для различных вариантов электромагнитного воздействия:

a— магнитная индукция (1—  $r=0,\,2$ — r=R), b— 1— радиальное напряжение, 2— осредненный коэффициент термического разупрочнения; штриховые линии — в случае отсутствия магнитного поля в облицовке, штрихпунктирные — в случае одинаково направленных магнитных полей в облицовке и пространстве перед K3, сплошные — в случае противоположно направленных магнитных полей в облицовке и пространстве перед K3

наличии коэффициент термического разупрочнения КС равен  $k_T^m=0.75$  в случае одинаково направленных поля соленоида и поля в КС и  $k_T^m=0.6$  в случае противоположно направленных полей. Следует отметить, что в отсутствие дополнительного воздействия магнитного поля соленоида коэффициент термического разупрочнения среднего участка КС заряда диаметром 100 мм при начальной индукции "вмороженного" поля на его оси  $B_{a0}=10$  Тл равен  $k_T^m=0.88$  (см. рис. 5).

В случае противоположно направленных полей в КС и в пространстве перед КЗ обеспечивается существенная неоднородность распределения магнитной индукции по радиусу струи в момент ее входа в полость соленоида. Это приводит к увеличению плотности индукционных токов, протекающих в КС на данной стадии, чем и объясняется более высокая эффективность термического разупрочнения материала струи по сравнению со случаем одинаково направленных поля в КС и поля соленоида.

При противоположно направленных магнитных полях в кумулятивной облицовке и пространстве перед КЗ вероятность разрушения КС меньше. В этом случае максимальные растягивающие радиальные напряжения на оси струи такие же, как и при растяжении КС с "вмороженным" магнитным полем (в отсутствие соленоида перед КЗ). Время действия растягивающих напряжений уменьшается, поскольку при входе в полость соленоида КС

сжимается его магнитным полем (см. рис. 8). Уменьшение радиальных растягивающих напряжений при входе КС в полость соленоида наблюдается и в случае одинаково направленных магнитных полей в струе и соленоиде. Однако данный вариант электромагнитного воздействия на КС приводит к мощному дополнительному "всплеску" растягивающих напряжений в струе в момент ее выхода из полости соленоида, что обусловлено наличием в материале КС в этот момент более сильного магнитного поля (см. рис. 8).

Заключение. Из результатов проведенного численного моделирования следует, что при воздействии индукционных токов, возникающих вследствие наличия в кумулятивной облицовке аксиального магнитного поля, возможно термическое разупрочнение материала КС, увеличение ее предельного удлинения и, следовательно, пробивной способности. Индукция создаваемого в облицовке поля не должна превышать значения, при котором разрушается КС. Указанное значение магнитной индукции составляет не более 0,1 Тл. При этом предельное удлинение КС может на 20 % превышать предельное удлинение КС в отсутствие магнитного поля. Коэффициент термического разупрочнения КС можно уменьшить, если для электромагнитного воздействия на струю дополнительно использовать соленоид, расположенный перед КЗ и создающий магнитное поле, направление которого противоположно направлению поля в кумулятивной облицовке. Индукция магнитного поля, создаваемого соленоидом в пространстве перед КЗ, должна быть порядка 10 Тл.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. **Лаврентьев М. А.** Кумулятивный заряд и принципы его работы // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12, вып. 4. С. 41–56.
- 2. **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.
- 3. **Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. и др.** О возможностях управления кумулятивным эффектом взрыва с помощью электромагнитных воздействий // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 126–145.
- 4. **Федоров С. В.** Эффекты усиления магнитного поля в металлах при их высокоскоростном деформировании // Тр. Междунар. конф. "7-е Харитоновские тематические научные чтения", Саров, 14–18 марта 2005 г. Саров: Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 2005. С. 490–496.
- 5. **Федоров С. В.** Об усилении магнитного поля в высокоскоростных струйных течениях металлов // Прикл. физика. 2004. № 4. С. 33–39.
- 6. **Ландау Л. Д.** Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1982.
- 7. Shvetsov G. A., Matrosov A. D., Fedorov S. V., et al. Effect of external magnetic fields on shaped-charge operation // Intern. J. Impact Engng. 2011. V. 38, N 6. P. 521–526.
- 8. **Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. и др.** О возможности снижения пробивного действия кумулятивных зарядов в магнитном поле // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 3. С. 112–120.
- 9. **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.
- 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.

- 11. **Бабкин А. В., Бондаренко П. А., Федоров С. В. и др.** Пределы увеличения глубины пробития кумулятивного заряда при импульсном тепловом воздействии на его облицовку // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 6. С. 124–132.
- 12. 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.
- 13. **Кнопфель Г.** Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
- 14. **Johnson G. R., Cook W. H.** A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures // Proc. of the 7th Intern. symp. on ballistics, Hague (Netherlands), 1983. P. 541–547.
- 15. **Федоров С. В.** Усиление магнитного поля в металлических кумулятивных струях при их инерционном удлинении // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 1. С. 120–128.
- 16. Маринин В. М., Бабкин А. В., Колпаков В. И. Методика расчета параметров функционирования кумулятивного заряда // Оборон. техника. 1995. № 4. С. 34–39.
- 17. **Федоров С. В., Бабкин А. В., Головачев А. В., Ладов С. В.** Влияние канала малого диаметра на пробивное действие кумулятивной струи // Оборон. техника. 2001. № 1/2. С. 52–58.

Поступила в редакцию 3/X 2014 г.