

О ВОЗМОЖНОСТИ УПЛОТНЕНИЯ СФОРМИРОВАННЫХ ВЗРЫВОМ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ДВИЖЕНИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. В. Федоров

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

Накопление микроповреждений в результате интенсивного пластического деформирования приводит к снижению средней плотности высокоскоростных элементов, формирующихся при взрывном обжатии профилированных металлических облицовок. Для уплотнения таких элементов при испытаниях с их помощью стойкости противометеоритной защиты предлагается использовать воздействие на элементы магнитного поля, создаваемого на траектории движения перед взаимодействием с мишенью. На основе численного моделирования исследованы физические процессы в пористом проводящем упругопластическом цилиндре, помещенном в магнитное поле. С использованием данной модели определены параметры магнитно-импульсного воздействия, необходимые для уплотнения стальных и алюминиевых элементов.

Ключевые слова: взрывное метание, пористый материал, магнитное поле, магнитно-импульсное уплотнение.

ФОРМУЛИРОВКА ТЕХНИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ

В связи с интенсивным накоплением в околоземном пространстве космического мусора техногенного происхождения (главным образом металлических осколков различного размера) более высокие требования предъявляются к противометеоритной защите космических аппаратов [1]. Для моделирования метеоритного воздействия на защитные конструкции космических аппаратов на этапе их отработки и испытаний необходимо получение высокоскоростных компактных металлических элементов (с учетом состава космического мусора противоударная стойкость защитных экранов определяется в основном по отношению к стальным и алюминиевым ударникам). Такие элементы могут быть сформированы при взрыве осесимметричного заряда взрывчатого вещества (ВВ) с выемкой определенной формы на одном из торцов, накрытой тонкой металлической облицовкой [2]. Получение компактных элементов со скоростями движения $5 \div 6$ км/с возможно, например, при использованиикумулятивных зарядов с облицовкой комбинированной формы «полусфера — цилиндр» [3].

Однако в процессе интенсивного пластического деформирования в формирующемся элементе могут возникать и накапливаться многочисленные микроповреждения (микротрещины, микропоры и т. п.), следствием чего яв-

ляется уменьшение его средней плотности по сравнению с плотностью исходного материала облицовки. Так, согласно оценкам [3] плотность стальных компактных элементов, метаемых со скоростью 5,8 км/с зарядом ВВ со специально спрофилированной облицовкой, составляла в экспериментах $4,1 \div 6,1$ г/см³. Характер же повреждения мишени при высокоскоростном воздействии существенно зависит от плотности материала ударника [4]. Поэтому для создания условий моделирования, адекватных реальным условиям столкновения космического аппарата с «монолитным» металлическим осколком на орбите, возникает задача уплотнения сформированных взрывом пористых элементов (ПЭ) на этапе их движения до взаимодействия с мишенью.

На первый взгляд, трудности, возникающие при решении сформулированной задачи, могут показаться непреодолимыми: необходимо воздействовать на элемент, движущийся со скоростью в несколько километров в секунду, причем воздействие не должно привести к разрушению элемента, уменьшению его скорости или изменению траектории движения, но в то же время должно быть достаточным для его «поджатия». Возможный путь решения этой задачи, дающий основания рассчитывать на успех, может быть связан с предложенным в [5] использованием электромагнитного воздействия на движущийся ПЭ.

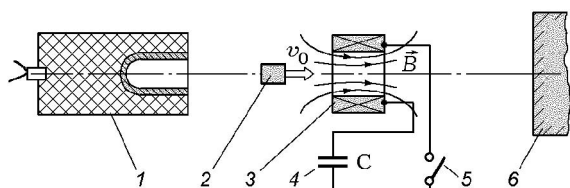


Рис. 1. Схема магнитно-импульсного уплотнения сформированного взрывом металлического элемента:

1 — кумулятивный заряд, 2 — высокоскоростной элемент, 3 — соленоид, 4 — конденсаторная батарея, 5 — коммутатор, 6 — мишень

ФИЗИЧЕСКАЯ ИДЕЯ

Физическая идея «электромагнитного» уплотнения движущегося ПЭ заключается в следующем (рис. 1). На пути движения полностью сформированного элемента перед его взаимодействием с мишенью с помощью расположенного соосно с кумулятивным зарядом соленоида создается продольное магнитное поле. При входе ПЭ в полость соленоида в его материале (при наличии у него электропроводности) индуцируются вихревые электрические токи [6]. Взаимодействие этих токов с магнитным полем приводит к появлению в материале ПЭ объемных электромагнитных сил, стремящихся сжать элемент. На этой стадии при достаточной интенсивности сжимающих электромагнитных сил может произойти уплотнение материала элемента.

По мере движения элемента в магнитном поле вследствие конечной электропроводности его материала происходит постепенное затухание индукционных токов с диффузией поля в глубь элемента, что ведет к ослаблению сжимающего силового действия поля на элемент. При выходе элемента из области с созданным магнитным полем начинается обратная диффузия проникшего в элемент поля с уменьшением его интенсивности, что также сопровождается циркуляцией в материале элемента индукционных токов и действием электромагнитных сил, изменяющихся на этом этапе со сжимающих на растягивающие.

При выборе параметров рассмотренного электромагнитного воздействия на ПЭ важно обеспечить условия, при которых темп изменения внешнего поля при движении элемента через область воздействия будет существенно выше темпа диффузии поля в материал элемента. Темп изменения поля, воздействующе-

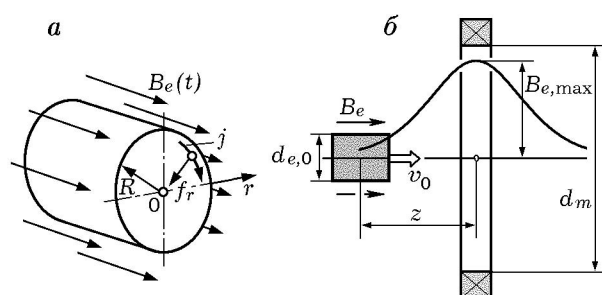


Рис. 2. Расчетная схема воздействия магнитного поля на проводящий пористый цилиндр

го на элемент, зависит от скорости элемента и протяженности области на пути его движения с созданным магнитным полем (при условии, что магнитное поле постоянно во времени или изменяется незначительно за время пребывания в нем элемента). Таким образом, управление процессом «электромагнитного» уплотнения ПЭ может осуществляться путем соответствующего выбора интенсивности создаваемого на пути движения ПЭ магнитного поля и протяженности области с созданным полем (длины соленоида), определяющей продолжительность воздействия.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Исследование процессов в ПЭ при воздействии на него импульсного магнитного поля базировалось на физико-математической модели, сформулированной в [5] в рамках одномерной осесимметричной задачи механики и электродинамики сплошных сред. При этом учитывались джоулев нагрев ПЭ и его влияние на прочностные характеристики и электропроводность материала элемента. Как показывают оценки, при интенсивности воздействующего на ПЭ поля в несколько десятков тесла (необходимой, согласно выполненным в [5] расчетам, для достижения уплотнения) джоулев нагрев элемента циркулирующими в его материале индукционными токами может быть весьма существенным и должен приниматься во внимание.

В разработанной модели рассматривается цилиндрический стержень из проводящего пористого материала, помещенный в изменяющееся по определенному закону внешнее продольное (ориентированное вдоль оси стержня) магнитное поле $B_e(t)$ (рис. 2, а). Уравнение ради-

ального движения частиц стержня под действием электромагнитных сил с объемной плотностью $f_r = jB$ записывается в виде

$$\rho \frac{du}{dt} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} + jB, \quad (1)$$

где ρ — плотность пористого материала, u — скорость радиального движения, σ_r , σ_θ — радиальная и тангенциальная компоненты тензора напряжений, r — радиальная координата, B — индукция магнитного поля в материале стержня, $j = -(\partial B / \partial r) / \mu_0$ — плотность азимутальных индукционных токов ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная).

Изменение плотности пористого материала происходит в соответствии с уравнением неразрывности

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho(\dot{\epsilon}_r + \dot{\epsilon}_\theta), \quad (2)$$

где $\dot{\epsilon}_r$, $\dot{\epsilon}_\theta$ — радиальная и тангенциальная компоненты тензора скоростей деформации, связанные кинематическими соотношениями $\dot{\epsilon}_r = \partial u / \partial r$, $\dot{\epsilon}_\theta = u / r$ со скоростью радиального движения.

Эволюция магнитного поля в материале стержня описывается уравнением индукции [6]

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{B}{\rho} \right) = \frac{\eta}{\mu_0 \rho r} \frac{\partial B}{\partial r} + \frac{1}{\mu_0 \rho} \frac{\partial}{\partial r} \left(\eta \frac{\partial B}{\partial r} \right), \quad (3)$$

где η — удельное сопротивление пористого материала. С использованием (2) уравнение (3) приводится к виду

$$\frac{dB}{dt} = -(\dot{\epsilon}_r + \dot{\epsilon}_\theta)B + \frac{\eta}{\mu_0 r} \frac{\partial B}{\partial r} + \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial r} \left(\eta \frac{\partial B}{\partial r} \right),$$

более удобному для проведения численных расчетов.

Циркулирующие в стержне индукционные токи вызывают его джоулев нагрев [7] с повышением температуры T пористого материала согласно соотношению

$$\rho c_s \frac{dT}{dt} = j^2 \eta,$$

где c_s — удельная теплоемкость сплошного материала.

Для описания механического поведения материала стержня принимается модель сжимаемой упругопластической среды. Компоненты девиатора напряжений s_r , s_θ , s_z при деформировании такой среды могут быть рассчитаны в предположении ее упругого поведения с

последующей их корректировкой на основании условия текучести $s_r^2 + s_\theta^2 + s_z^2 \leq (2/3)\sigma_Y^2$ [8], где σ_Y — предел текучести пористого материала.

Наличие микропустот в материале стержня характеризуется коэффициентом поврежденности α , определяемым как $\alpha = \rho_s / \rho$, где ρ_s — плотность сплошного (неповрежденного) материала. В предположении сферической формы микропор их рост и сжатие в пористой среде с действующим в ней давлением p могут быть описаны кинетическим уравнением [9]

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{(\alpha_0 - 1)^{2/3}}{\beta} \alpha (\alpha - 1)^{1/3} \Delta p \operatorname{sign}(p)$$

при $\Delta p > 0$,

где

$$\Delta p = |p| - \frac{2}{3} \frac{\sigma_{Y,s}}{\alpha} \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 1} \right),$$

$\sigma_{Y,s}$ — предел текучести материала матрицы, α_0 — исходная поврежденность, β — константа материала. При $\Delta p \leq 0$ поврежденность материала не изменяется.

Предел текучести пористого материала определялся по формуле $\sigma_Y = \sigma_{Y,s} / \alpha$ [9]. В модели учитывалось термическое разупрочнение материала матрицы с линейным снижением его предела текучести $\sigma_{Y,s}$ от значения $\sigma_{Y,s,n}$ при нормальной температуре до нулевого значения при нагреве материала до температуры плавления [10]. Удельное сопротивление пористого материала η выражалось через удельное сопротивление материала матрицы η_s : $\eta = \alpha \eta_s$. Увеличение удельного сопротивления металла с ростом его температуры предполагалось происходящим по закону $\eta_s = \eta_{s,n}(1 + \gamma(T - T_n))$ [7], где $\eta_{s,n}$ — удельное сопротивление при нормальной температуре T_n , γ — температурный коэффициент сопротивления.

Давление p в пористой среде, с использованием которого определялись входящие в уравнение движения частиц стержня (1) компоненты тензора напряжений $\sigma_r = s_r - p$; $\sigma_\theta = s_\theta - p$, рассчитывалось по уравнению состояния для сплошного компонента, взятому в виде ударной адиабаты в форме Тэта [11]

$$p = A((\rho_s / \rho_{s,0})^n - 1) / \alpha,$$

где $\rho_{s,0}$ — плотность материала матрицы при нормальных условиях, A , n — эмпирические константы материала. Зависимостью давления

от внутренней энергии материала пренебрегли, так как ее изменение в рассматриваемых условиях нагружения стержня предполагалось относительно небольшим (исключающим фазовые превращения материала).

Граничные условия в рассматриваемой модели следующие. Полагалось, что на оси стержня ($r = 0$) отсутствуют радиальная скорость движения его частиц и азимутальные индукционные токи, т. е. $u(0, t) = 0$; $(\partial B / \partial r)|_{r=0} = 0$. Поверхность стержня ($r = R$, R — текущий радиус стержня, рис. 2, а) полагалась свободной от действия внешних поверхностных сил: $\sigma_r(R, t) = 0$. Магнитное поле на поверхности стержня задавалось изменяющимся по определенному закону $B(R, t) = B_e(t)$. В предположении малого искажения внешнего поля вихревыми токами [6], индуцирующимися в материале ПЭ, при заданном распределении продольной компоненты поля $B_e(z)$ вдоль направления полета и при постоянной скорости элемента v_0 (рис. 2, б) этот закон может быть представлен в виде

$$B_e(t) = B_e(z(t)) = B_e(z_0 + v_0 t), \quad (4)$$

где z_0 — координата элемента, характеризующая его положение перед создающей магнитное поле системой в начальный момент времени (полагаем, что в случае нестационарности созданного перед элементом поля темп его изменения достаточно мал, так что интенсивность поля не успевает существенно измениться за время пребывания в нем элемента). Отметим, что в рамках сформулированной модели фактически описывается эволюция параметров в отдельных поперечных сечениях ПЭ в системе отсчета, связанной с данным сечением. Поэтому в законе изменения магнитного поля на поверхности ПЭ (4) координату z элемента следует понимать как координату какого-либо его поперечного сечения (кривые изменения магнитного поля на границе различных сечений одни и те же, они лишь сдвинуты по времени).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для решения сформулированной задачи применялся численный конечно-разностный метод, базирующийся на методе Уилкинса [8]. Для иллюстрации принципиальной возможности магнитно-импульсного уплотнения высокоскоростного ПЭ рассмотрено движение элемента вдоль оси простейшей магнитной системы

(рис. 2, б) — токового витка (соленоида длиной, существенно меньшей его радиуса). В соответствии с распределением магнитного поля на оси токового витка [7] временная зависимость (4) поля, воздействующего на движущийся элемент, принимает следующий вид (при отсчете координаты z , характеризующей положение отдельных поперечных сечений элемента, от центра витка, рис. 2, б):

$$B_e(t) = B_{e,\max} \frac{(d_m/2)^3}{((d_m/2)^2 + (z_0 + v_0 t)^2)^{3/2}}, \quad (5)$$

где d_m — диаметр витка, $B_{e,\max}$ — индукция магнитного поля в центре витка (максимум интенсивности воздействующего поля). Начальная координата выделенного сечения элемента в (5) взята равной $z_0 = -2d_m$ (интенсивность поля в данной точке составляет менее 1,5 % интенсивности поля в центре витка). Согласно (5) при одной и той же интенсивности поля в центре витка увеличение диаметра витка приводит к расширению области с созданным магнитным полем и обеспечивает, соответственно, более плавный характер изменения поля, воздействующего на элемент.

Основное внимание в расчетах уделялось «компактированию» стальных ПЭ. По сравнению с формируемыми взрывом элементами из других металлов, также используемыми в испытаниях на противометеоритную стойкость (например, алюминиевыми или медными), стальные элементы, отличающиеся более высокими прочностью и удельным сопротивлением, уплотнить посредством магнитно-импульсного воздействия сложнее. Поэтому достижение положительного эффекта на алюминиевых или медных ПЭ еще не гарантирует успеха в отношении магнитно-импульсного «компактирования» стальных ПЭ. Между тем с учетом состава космического мусора (в котором наблюдается рост доли стальных фрагментов) испытания противометеоритной защиты космических аппаратов на стойкость к воздействию стальных высокоскоростных элементов приобретают все большую актуальность.

Исходные параметры стального элемента задавались близкими к полученным в экспериментах [3]: скорость $v_0 = 5$ км/с, начальный диаметр $d_{e,0} = 10$ мм, поврежденность материала в исходном состоянии предполагалась равномерно распределенной по радиусу ПЭ и характеризовалась относительной плотностью $\rho_0/\rho_{s,0} = 0,7$ (начальная плотность ПЭ $\rho_0 =$

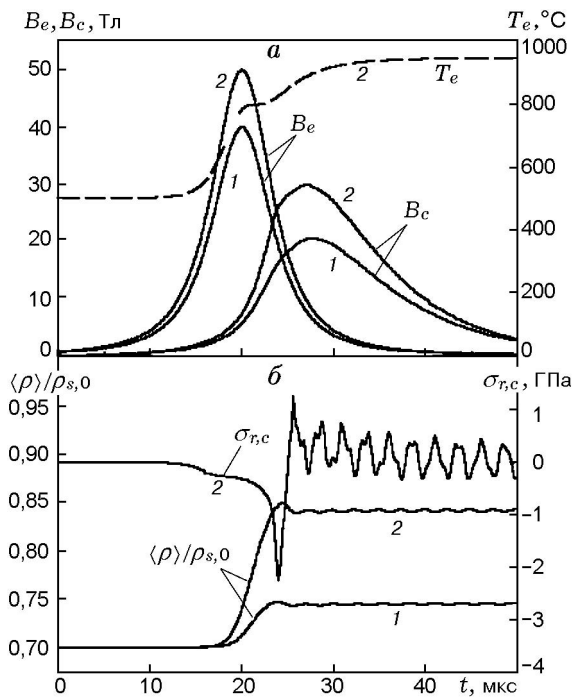


Рис. 3. Изменение параметров состояния стального пористого элемента в процессе магнитно-импульсного уплотнения при диаметре токового витка $d_m = 50$ мм:

$B_{e,max} = 40$ (1), 50 Тл (2)

$0,7\rho_{s,0} = 5,46$ г/см³, где $\rho_{s,0} = 7,8$ г/см³ — плотность стали). Предел текучести стальной матрицы при нормальной температуре взят равным $\sigma_{Y,s,n} = 500$ МПа. Так как при взрывном формировании высокоскоростных металлических элементов происходит существенный разогрев их материала в результате интенсивного пластического деформирования, то с учетом оценок [12] начальная температура материала ПЭ принималась равной $T_0 = 500$ °С (при равномерном ее распределении по радиусу элемента).

В расчетах предполагалось, что магнитное поле, воздействующее на движущийся ПЭ, создавалось токовым витком (рис. 2, б) диаметром $d_m = 50$ мм (достаточным для свободного пролета элемента даже с учетом возможного отклонения его траектории от оси симметрии системы «кумулятивный заряд — соленоид»). Установлено, что при рассматриваемых параметрах стального ПЭ эффект магнитно-импульсного уплотнения элемента начинает проявляться при индукции поля в центре витка свыше 40 Тл. Рис. 3 иллюстрирует изменение с течением времени внешнего поля B_e ,

поля B_c на оси ПЭ, температуры нагрева T_e поверхности ПЭ, радиального напряжения $\sigma_{r,c}$ на оси ПЭ и относительной средней плотности $\langle \rho \rangle / \rho_{s,0}$ материала элемента при $B_{e,max} = 40$ и 50 Тл. Средняя плотность ПЭ определялась через его текущий диаметр d_e : $\langle \rho \rangle = \rho_0 d_{e,0}^2 / d_e^2$. Моменту пролета элемента (его выделенного сечения) через плоскость витка на рис. 3 соответствует время $t = 20$ мкс.

Из рис. 3 видно, что существенная диффузия внешнего поля в глубь ПЭ обусловлена высоким удельным сопротивлением материала нагретой стальной матрицы. Максимум интенсивности поля на оси ПЭ, достигаемый с задержкой чуть более 5 мкс относительно момента пересечения плоскости витка, составляет $50 \div 60$ % максимальной интенсивности внешнего поля. Увеличение средней плотности материала ПЭ происходит также в течение промежутка времени ≈ 5 мкс, соответствующего максимуму внешнего поля. После этого плотность практически не изменяется и составляет примерно $0,74\rho_{s,0}$ и $0,84\rho_{s,0}$ при $B_{e,max} = 40$ и 50 Тл соответственно.

На примере изменения радиальных напряжений на оси ПЭ при $B_{e,max} = 50$ Тл (см. рис. 3) видно, что сжимающие напряжения при движении ПЭ в магнитном поле сначала нарастают плавно. При достижении значения несколько сотен мегапаскалей (близкого к пределу текучести материала ПЭ) происходит сжатие микропор и плотность ПЭ возрастает. На заключительной стадии увеличения плотности ПЭ при $B_{e,max} = 50$ Тл наблюдается резкий рост сжимающих радиальных напряжений на оси, обусловленный полной ликвидацией пористости в приосевой области. Продолжающееся радиальное сходящееся движение материала приводит при этом к сжатию уже сплошных его слоев, жесткость которых существенно возрастает по сравнению с пористым материалом.

Формирующаяся в приосевой области волна сжатия при отражении от свободной поверхности элемента трансформируется в волну растяжения материала. В результате после выхода элемента из области воздействия в нем продолжают упругие колебания с чередованием фаз действия сжимающих и растягивающих напряжений. Период этих колебаний составляет $\approx 2,5$ мкс, что примерно соответствует удвоенному времени пробега упругой волны по радиусу сечения. В том случае, если интенсивность магнитно-импульсного воз-

действия не приводит к полной ликвидации пористости в глубине материала ПЭ, эффект резкого роста сжимающих напряжений не проявляется. Упругие колебания в ПЭ после окончания воздействия при этом также происходят, но с меньшей амплитудой.

Циркулирующие в материале ПЭ индукционные токи вызывают довольно существенный его разогрев (недостаточный, однако, для начала фазовых превращений). Температура поверхности ПЭ при $V_{e,max} = 50$ Тл за счет выделения джоулева тепла повышается более чем на 400°C (см. рис. 3). При этом на температурной кривой условно можно выделить две стадии нагрева, разделенные небольшим горизонтальным участком, приходящимся на время максимума внешнего поля. Этот горизонтальный участок (отсутствие нагрева) соответствует моменту смены направления протекания индукционных токов на поверхности элемента (с переходом их плотности через нулевое значение). До данного момента происходит диффузия поля в глубь ПЭ, после него поле диффундирует наружу.

На рис. 4 показана эволюция распределений по радиусу ПЭ индукции магнитного поля, радиального напряжения, температуры и относительной плотности материала при магнитно-импульсном уплотнении с максимумом поля $V_{e,max} = 50$ Тл. Как видно из распределений $\rho/\rho_{s,0}$, сначала несколько быстрее уплотняются слои материала, удаленные от оси элемента (кривая 2 на рис. 4, в). Деформируясь, они демпфируют нагрузку на внутренние слои, и радиальные напряжения в окрестности оси в этот момент немного ниже, чем на некотором удалении от нее (кривая 2 на рис. 4, б). Впоследствии в связи с быстрой диффузией магнитного поля в глубь материала (кривая 3 на рис. 4, а) сжатие локализуется в приосевой области, где в основном и происходит увеличение плотности ПЭ. При приближении величины $\rho/\rho_{s,0}$ вблизи оси к единичному значению (кривая 3 на рис. 4, в) наблюдается отмечавшийся выше эффект увеличения сжимающих напряжений (кривая 3 на рис. 4, б). Накопленная уже почти сплошным материалом центрального «ядра» потенциальная энергия объемного сжатия «отбрасывает» материал ПЭ от оси, и радиальные напряжения в нем становятся растягивающими (кривая 4 на рис. 4, б). В ходе возникающих после этого радиальных колебаний ПЭ распределение плотности его мате-

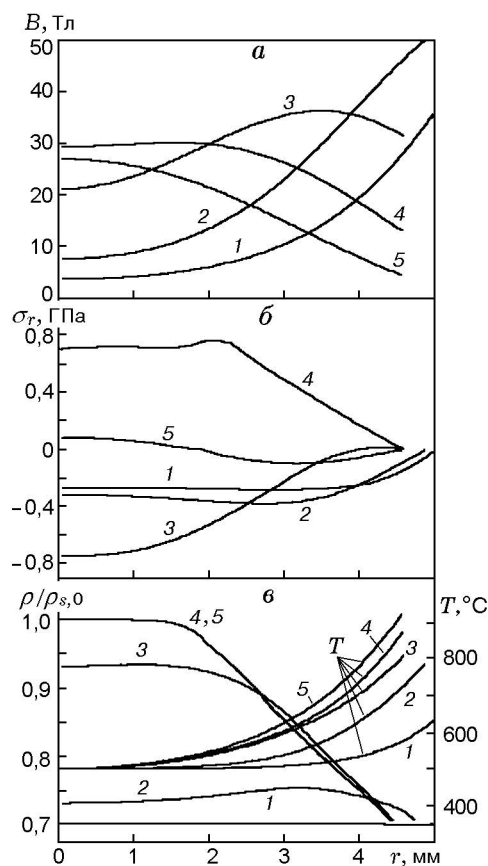


Рис. 4. Эволюция радиальных распределений параметров в стальном пористом элементе при магнитно-импульсном уплотнении: $t = 17,5$ (1), 20 (2), 23 (3), 26 (4), 30 мкс (5)

риала остается практически неизменным (кривые 4, 5 на рис. 4, в).

Следует отметить, что начальная стадия упругих колебаний ПЭ происходит в условиях небольшого преобладания растягивающих напряжений (это видно из характера изменения величины $\sigma_{r,c}$ в интервале времени $25 \div 35$ мкс на рис. 3). Данное обстоятельство связано с процессом обратной диффузии магнитного поля из материала ПЭ при его выходе из области воздействия. Однако величина электромагнитных усилий на данной стадии процесса невелика и достигнутый на предшествующих стадиях уровень уплотнения ПЭ сохраняется.

Эволюция радиального распределения температуры в элементе (см. рис. 4) указывает на то, что, несмотря на глубокую диффузию магнитного поля в глубь стальной матрицы, выделение джоулева тепла локализовано в основном в ее наружном слое. К моменту

окончания воздействия толщина наружного прогретого слоя составляет примерно половину радиуса элемента. Прирост температуры в этом слое изменяется от нескольких десятков градусов на его внутренней границе до нескольких сотен градусов на поверхности элемента. Индукционного нагрева центрального уплотнившегося «ядра» (где $\rho/\rho_{s,0} = 1$) практически не происходит.

В рамках рассматриваемой модели влияние повышения температуры пористого материала на эффективность его магнитно-импульсного уплотнения неоднозначно. С одной стороны, с ростом температуры происходит термическое разупрочнение материала матрицы, что облегчает схлопывание пор, с другой — сопровождающее нагрев повышение удельного сопротивления матрицы ускоряет диффузию магнитного поля в глубь материала с ослаблением его силового действия. Как показали расчеты, проведенные при различных начальных температурах стального ПЭ, влияние обоих эффектов примерно компенсируется и достигаемая степень уплотнения ПЭ практически не зависит от его начальной температуры (в диапазоне $0 \div 1000$ °С). Следует отметить, что в целом в сравнении с результатами работы [5], где джоулев нагрев ПЭ во внимание не принимался, расчеты с учетом термических эффектов приводят к несколько более низкой оценке интенсивности магнитного поля, при которой начинается уплотнение ПЭ (на $10 \div 15$ %).

Попытка достичь более высокой степени уплотнения (свыше $0,9\rho_{s,0}$) рассматриваемого ПЭ за счет увеличения интенсивности внешнего поля (при неизменном диаметре токового витка $d_m = 50$ мм) к успеху не привела. При $V_{e,max} = 57$ Тл обнаружено, что хотя на первоначальном этапе «магнитного обжатия» средняя плотность ПЭ и возрастает до значения $\approx 0,93\rho_{s,0}$, далее она быстро снижается до уровня $0,87\rho_{s,0}$ (рис. 5). В результате анализа установлено, что материал элемента на некоторой стадии воздействия начинает разрушаться вследствие резкого роста сжимающих напряжений в центральной части ПЭ, происходящего при полном закрытии микропор. При $V_{e,max} = 57$ Тл максимальное значение сжимающих радиальных напряжений на оси ПЭ достигает 10 ГПа (см. рис. 5). На следующей после такого мощного сжатия фазе растяжения материал ПЭ не выдерживает нагрузки и начинает терять сплошность вблизи свободной по-

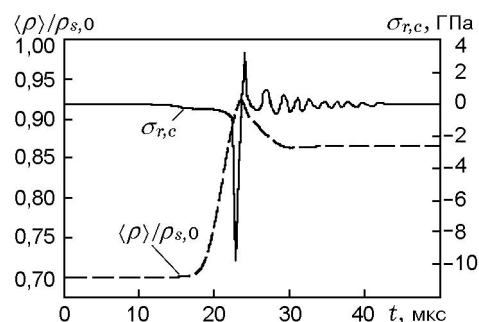


Рис. 5. Изменение относительной средней плотности и радиального напряжения на оси стального пористого элемента при его разрушении в процессе магнитно-импульсного воздействия

верхности (зарождение откола).

Повышение степени уплотнения ПЭ без его разрушения оказывается возможным, если одновременно с увеличением интенсивности магнитно-импульсного воздействия несколько «растянуть» его во времени. В рассматриваемом случае магнитной системы в форме токового витка продолжительность воздействия определяется диаметром витка. Увеличивая диаметр витка до $d_m = 80$ мм, при индукции магнитного поля в его центре $V_{e,max} = 60$ Тл удается достичь средней плотности стального ПЭ ($d_{e,0} = 10$ мм, $v_0 = 5$ км/с) после окончания воздействия на уровне $0,94\rho_{s,0}$. Более «плавный» характер «магнитного обжатия», несмотря на его возросшую интенсивность, снижает «выплеск» сжимающих напряжений в ПЭ в момент полного закрытия микропор и обеспечивает его сохранность. При этом в результате воздействия полностью уплотняется ($\rho/\rho_{s,0} = 1$) центральная часть элемента с радиальным размером ≈ 80 % радиуса ПЭ.

На рис. 6 приведена зависимость достигаемой средней плотности стальных ПЭ ($\rho_0 = 0,7\rho_{s,0}$, $v_0 = 5$ км/с) от диаметра токового витка при неизменном значении индукции поля в центре $V_{e,max} = 50$ Тл. Видно, что при заданной интенсивности воздействия существует его оптимальная продолжительность (определяемая размером витка), при которой обеспечивается достижение наибольшей плотности. Сначала с возрастанием диаметра витка возрастает и степень уплотнения. Это связано с тем, что закрытие микропор в прочном пористом материале происходит под действием приложенного давления не мгновенно. Нужно, чтобы сжимающие напряжения необходи-

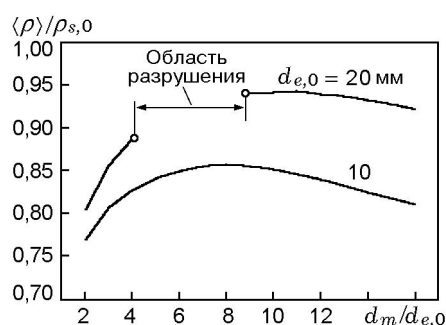


Рис. 6. Влияние диаметра токового витка на степень уплотнения стальных пористых элементов различного размера при $B_{e,\max} = 50$ Тл

мого уровня действовали некоторое время, а этот промежуток времени растет с увеличением продолжительности воздействия. Однако при этом одновременно ослабляется сжимающее действие магнитного поля за счет увеличения глубины его проникновения в материал ПЭ. Поэтому начиная с некоторого значения дальнейший рост размеров токового витка приводит к снижению степени уплотнения.

При магнитно-импульсном уплотнении ПЭ проявляется масштабный эффект (см. рис. 6). С увеличением диаметра ПЭ эффективность электромагнитного воздействия на него возрастает из-за замедления диффузии магнитного поля: время диффузии поля для цилиндрического проводника растет пропорционально квадрату его поперечного размера [7]. Отметим также, что повышение эффективности силового действия магнитного поля на ПЭ большего диаметра делает возможным его разрушение при меньших интенсивностях воздействия. Для ПЭ диаметром $d_{e,0} = 10$ мм при $B_{e,\max} = 50$ Тл разрушения не наблюдается ни при каких продолжительностях воздействия. В случае же $d_{e,0} = 20$ мм при данном значении $B_{e,\max}$ в диапазоне диаметров токового витка $4 < d_m / d_{e,0} < 9$ реализуются режимы с разрушением элемента (см. рис. 6).

Эффективность магнитно-импульсного уплотнения алюминиевых ПЭ существенно выше, чем стальных (вследствие более высокой электропроводности и меньшей прочности алюминия). Рис. 7 иллюстрирует изменение магнитного поля и относительной средней плотности материала при электромагнитном воздействии с параметрами $d_m = 50$ мм, $B_{e,\max} = 25$ Тл на алюми-

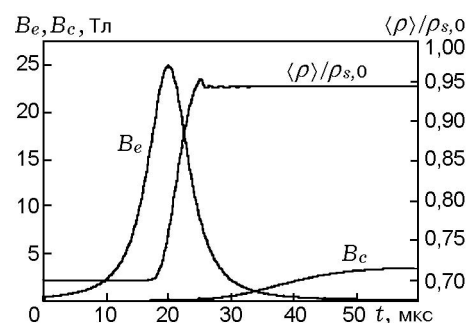


Рис. 7. Изменение магнитного поля и относительной средней плотности материала при магнитно-импульсном уплотнении алюминиевого пористого элемента

евый ПЭ ($\rho_0 = 0,7\rho_{s,0}$, $\rho_{s,0} = 2700$ кг/м³, $T_0 = 300$ °С, $\sigma_{Y,s,n} = 150$ МПа), имеющий те же начальные диаметр и скорость, что и рассматривавшийся базовый стальной ПЭ ($d_{e,0} = 10$ мм, $v_0 = 5$ км/с). Из сравнения рис. 7 и 3 видно, что проникновение магнитного поля в алюминиевый ПЭ при одной и той же продолжительности воздействия (диаметре токового витка) происходит в существенно меньшей степени, чем в стальной. Благоприятные для реализации магнитно-импульсного уплотнения свойства алюминиевого ПЭ позволяют повысить его среднюю плотность до уровня $0,94\rho_{s,0}$ при максимальной интенсивности воздействующего поля 25 Тл. При этом максимальное повышение температуры материала за счет джоулева нагрева (на поверхности элемента) лежит в пределах 200 °С.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты показали принципиальную возможность реализации магнитно-импульсного уплотнения сформированных взрывом металлических элементов (в том числе и стальных, обладающих относительно невысокой электропроводностью) на стадии их движения перед взаимодействием с мишенью. Необходимая интенсивность магнитного поля составляет $40 \div 60$ Тл для стальных элементов и $20 \div 30$ Тл для алюминиевых. Данный уровень соответствует достаточно сильным магнитным полям, но создание полей такой интенсивности в импульсном режиме (например, при разряде через соленоид, расположенный на пути движения элемента, конденсаторной батарее) технически вполне реализуемо —

важно только синхронизировать разряд батареи с пролетом элемента через полость соленоида.

Очевидно, в реальных условиях магнитная система, воздействующая на элемент, должна представлять собой не токовый виток (рассматривавшийся в расчетах лишь с целью выявления принципиальных физических закономерностей процесса), а удлиненный соленоид минимально возможного диаметра, необходимого для свободного пролета элемента. Выбор длины соленоида при этом определяется оптимальной продолжительностью воздействия. По сравнению с токовым витком достаточно большого диаметра, определяемого также необходимой длительностью воздействия, использование удлиненного соленоида позволяет уменьшить объем пространства с создаваемым магнитным полем и, соответственно, энергозатраты на его создание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Л. И., Савичев В. Ю., Тихонов Н. Н. Лазерно-реактивная защита космических аппаратов от малоразмерного мусора // Квант. электроника. 1998. Т. 25, № 4. С. 372–376.
2. Титов В. М. Возможные режимы гидродинамической кумуляции при схлопывании облицовки // Докл. АН СССР. 1979. Т. 247, № 5. С. 1082–1084.
3. Балеевский А. Г., Киселев Ю. Г., Могилев В. А. и др. Высокоскоростное метание компактных элементов // Сборник докл. науч. конф. Волжского регионального центра РАН «Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения». Саров: ВНИИЭФ, 2000. С. 244–248.
4. **Высокоскоростные** ударные явления / Под ред. В. Н. Николаевского. М.: Мир, 1973.
5. Федоров С. В. О возможности магнитноимпульсного уплотнения сформированных взрывом пористых металлических ударников на стадии их движения перед взаимодействием с мишенью // Труды междунар. конф. «V Харитоновские тематические научные чтения». Саров: ВНИИЭФ, 2003. С. 505–510.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
7. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
8. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212–263.
9. Johnson J. N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. 1981. V. 52, N 4. P. 2812–2825.
10. 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.
11. Физика взрыва / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
12. Васюков В. И., Дильдин Ю. М., Колмаков А. И., Ладов С. В. Оценка разогрева металла кольцевого элемента в результате пластической деформации // Труды МВТУ. 1981. № 358. С. 54–63.

*Поступила в редакцию 6/XI 2003 г.,
в окончательном варианте — 23/VI 2004 г.*