

УДК 532.52, 537.84
DOI: 10.15372/PMTF202315447

ДЖОУЛЕВ НАГРЕВ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ, ФОРМИРУЕМОЙ ПРИ СХЛОПЫВАНИИ КОНИЧЕСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ОБЛИЦОВКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. В. Станкевич, Г. А. Швецов

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия
E-mails: stankevichsv@mail.ru, shvetsov@hydro.nsc.ru

Представлены результаты численного моделирования кумуляции магнитного поля и джоулева нагрева кумулятивных струй, возникающих при взрывном обжатии металлического конуса с предварительно созданным в нем магнитным полем. Задача рассматривалась в осесимметричной двумерной нестационарной постановке. Учитывалась конечная электропроводность материала конуса, а также рассматривались различные способы создания начального магнитного поля (один или два соленоида). Установлено, что в процессе сжатия конуса магнитная индукция поля может увеличиваться в несколько сотен раз. При относительно небольшой начальной индукции магнитного поля на оси конуса ($0,09 \div 0,17$ Тл) увеличение температуры в области вблизи оси кумулятивной струи вследствие нагрева вихревыми токами составляет $200 \div 300$ °С. Такой нагрев может сопровождаться термическим разупрочнением материала кумулятивной струи, увеличением ее предельного удлинения и, следовательно, пробивной способности.

Ключевые слова: взрыв, кумулятивная облицовка, магнитное поле, индукционный нагрев, предельное удлинение

Введение. Кумулятивный эффект, реализующийся при взрыве осесимметричного заряда взрывчатого вещества (ВВ) с выемкой, покрытой тонкой металлической облицовкой, приводит к формированию высокоскоростных кумулятивных струй (КС), обладающих значительной пробивной способностью.

В ряде работ [1–9] рассматривались электромагнитные воздействия, позволяющие на различных стадиях функционирования кумулятивных зарядов (КЗ) управлять процессом кумуляции, в частности увеличивать или уменьшать пробивную способность КС.

Одним из способов изменения свойств формирующейся КС является создание внешними источниками в начальный момент времени в кумулятивной облицовке (КО) аксиального магнитного поля, направленного преимущественно вдоль оси симметрии КО [8]. В этом случае при сжатии КО (конуса) с предварительно созданным в ней магнитным полем возникает магнитная кумуляция, что приводит к росту индукции сжимаемого облицовкой магнитного поля. Увеличение индукции поля в области образования КС происходит за счет сжатия начального магнитного потока в конусе, а также вследствие больших растягивающих деформаций, возникающих в этой области при растяжении материала облицовки в направлении линий магнитной индукции [3, 4, 8].

В работах [1, 3, 5] на основе теоретического анализа и эксперимента проводились исследования влияния магнитного поля, создаваемого в облицовке КЗ, на его пробивное действие. Согласно данным, приведенным в работах [1, 3, 5], создание аксиального магнитного поля в металлической облицовке КЗ непосредственно перед его подрывом может оказывать существенное влияние на формирование КС. При величине начальной индукции поля в КО $1 \div 2$ Тл пробивное действие КЗ отсутствовало. В то же время на основе теоретического анализа и проведенного численного моделирования [9] показано, что при относительно небольших начальных значениях индукции поля $0,01 \div 0,03$ Тл возможно увеличение пробивного действия КЗ за счет нагрева КС вихревыми токами, возникающими при усилении магнитного поля в области струеобразования. Нагрев КС приводит к уменьшению предела текучести ее материала и, соответственно, к замедлению развития ее пластической неустойчивости, вследствие чего увеличивается предельное (до распада на отдельные фрагменты) удлинение струи. Начальный нагрев КО на $200 \div 300$ °С может приводить к увеличению глубины пробития на 20–30 % [10].

Моделирование процессов генерации магнитного поля проводилось в работах [1, 5] на основе численного решения двумерной задачи о соударении под углом плоских струй несжимаемой жидкости. В работе [9] проведено численное моделирование сжатия конической КО на основе решения двумерной осесимметричной задачи магнитной гидродинамики. Существенным ограничением используемых в указанных работах моделей является предположение об идеальной (бесконечной) электропроводимости материала облицовки. Это приводит к завышенной оценке увеличения индукции магнитного поля в области образования КС и, соответственно, к завышенной оценке ее нагрева.

В данной работе проведено численное моделирование процессов генерации магнитного поля и нагрева образующейся КС при осесимметричном сжатии конической КО с учетом конечной электропроводности материала облицовки. Такой подход позволяет более точно и физически обоснованно описывать нагрев КС при сжатии КО.

1. Методика расчетов. Расчеты проводились в два этапа. На первом этапе выполнялся расчет движения частиц схлопывающейся КО и формирования КС. На втором этапе проводился расчет кумуляции магнитного поля и нагрева КО вихревыми токами на основе решения нестационарных уравнений Максвелла в двумерной постановке.

1.1. Расчет движения кумулятивной облицовки. Для расчета движения КО использовались следующие предположения:

1. Скорость движения внутренней границы элемента облицовки после прохождения фронта детонации остается постоянной и определяется начальным отношением линейной массы ВВ, окружающего этот элемент, к линейной массе самого элемента.

2. Распределение линейной массы ВВ по длине КО обеспечивает распределение скоростей внутренних точек элементов КО, при котором угол ее схлопывания остается постоянным.

3. В области формирования КС кинематика движения ее элементов определяется по формулам гидродинамической теории кумуляции для несжимаемой жидкости [11]. Влияние магнитного давления на кинематику движения элементов КО не учитывается.

4. Область кумуляции имеет постоянную форму, однако размер этой области изменяется в процессе схлопывания КО на каждом шаге по времени в соответствии с изменением толщины сжимаемого продуктами детонации конуса.

С учетом принятых предположений рассчитывалось движение частиц схлопывающейся КО. Для области кумуляции (рис. 1) в соответствии с гидродинамической теорией движения потоков идеальной несжимаемой жидкости [12] на основе законов сохранения массы, импульса и энергии запишем систему уравнений

$$M = M_S + M_J, \quad M_S u_S + M u \cos \alpha = M_J u_J, \quad M u^2 = M_S u_S^2 + M_J u_J^2, \quad (1)$$

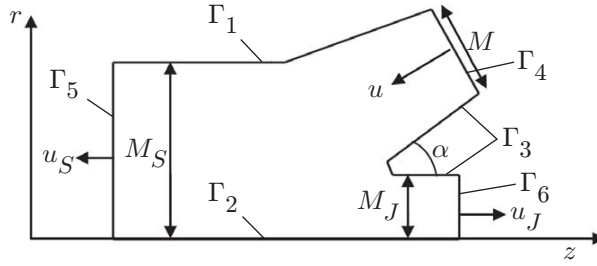


Рис. 1. Область кумуляции

где u , M — скорость и масса входящей в область кумуляции жидкости (масса жидкости, протекающей через поперечное сечение в единицу времени); u_J , M_J — скорость и масса струи, движущейся в положительном направлении оси z ; u_S , M_S — скорость и масса струи, движущейся в отрицательном направлении оси z ; α — угол схлопывания. Из законов сохранения массы импульса и энергии (1) следует

$$u = u_S = u_J. \quad (2)$$

С учетом (2) находим

$$M_J = M \sin^2(\alpha/2), \quad M_S = M \cos^2(\alpha/2).$$

В области кумуляции (см. рис. 1) рассчитывались траектории движения частиц на основе решения статического уравнения гидродинамической теории для несжимаемой жидкости.

Полагая, что $\mathbf{v} = \nabla \times \mathbf{F}$ и завихренность потока отсутствует ($\nabla \times \mathbf{v} = 0$), в рассматриваемом случае с учетом $\mathbf{v} = [v_r(r, z), 0, v_z(r, z)]$ и $\mathbf{F} = [0, F_\theta(r, z), 0]$ для функции потока $\Phi = rF_\theta$ получаем уравнение

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Тогда для компонент скорости имеем

$$v_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad v_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r}. \quad (4)$$

Вдоль границ, через которые втекают и вытекают потоки (см. рис. 1), касательные составляющие скоростей равны нулю, и на этих границах должны выполняться условия $\mathbf{n} \cdot \nabla \Phi = 0$ (\mathbf{n} — единичный вектор внешней нормали к соответствующим границам). В соответствии с (4) линии тока определяются условием постоянного значения функции потока Φ . Действительно, из условия $d\Phi = 0$ следует

$$d\Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial r} dr + \frac{\partial \Phi}{\partial z} dz = r(v_z dr - v_r dz) = r[\mathbf{v} \times d\mathbf{l}] = 0, \quad d\mathbf{l} = [dr, 0, dz],$$

что свидетельствует об отсутствии нормальных компонент скорости к линиям $\Phi = \text{const}$. На границах Γ_1 , Γ_2 и Γ_3 принимаются условия непротекания, следовательно, вдоль этих границ $\Phi = \text{const}$. Учитывая, что $M = Su$, $M_J = S_J u$, $M_S = S_S u$, где S , S_J , S_S — площади входного и выходных сечений области (см. рис. 1), на этих границах соответственно получаем

$$\Phi|_{\Gamma_1} = M, \quad \Phi|_{\Gamma_2} = M_J, \quad \Phi|_{\Gamma_3} = 0. \quad (5)$$

На границах Γ_4 , Γ_5 и Γ_6 , через которые втекают и вытекают потоки, используем условие

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{n}} = 0.$$

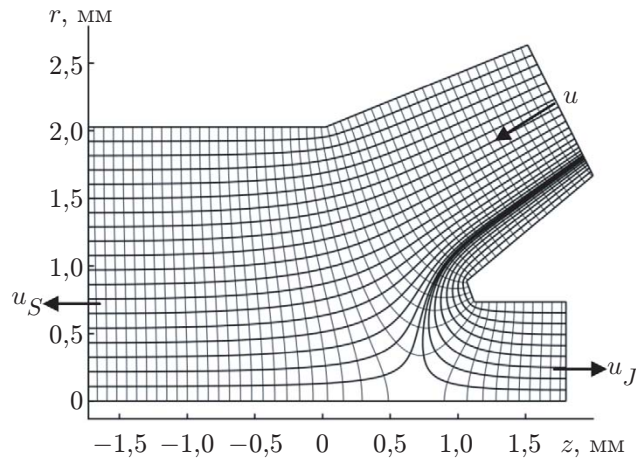


Рис. 2. Расчетные линии тока элементов КО в области кумуляции и линии, вдоль которых скорость тока постоянна

При принятых граничных условиях расчетные линии тока элементов КО и линии, вдоль которых скорость тока постоянна, полученные в результате численного решения уравнения (3) с граничными условиями (5), представлены на рис. 2. Выбор постоянных значений функции потока, для которых вычислялись линии тока, определялся требованием, чтобы в области КС достигалось эквидистантное распределение линий тока (см. рис. 2).

В процессе сжатия КО ее толщина изменяется, соответственно, для определения линий тока, вдоль которых должно происходить дальнейшее движение точек КО, находящихся в области кумуляции, необходимо увеличить размер области кумуляции, так чтобы все точки внутри утолщающейся КО попадали на линии тока этой области. В используемой программе такое изменение размеров области кумуляции осуществлялось для каждого поперечного слоя КО. Дальнейшее движение частиц КО в области кумуляции определялось в соответствии с временем прихода частиц в эту область и расчетными зависимостями распределений скоростей и координат частиц вдоль линий тока от времени. Использование данной методики позволило сохранить объем элементов конечно-элементной сетки, движущейся вместе со средой.

Результаты расчетов конфигураций КО в различные моменты времени представлены на рис. 3.

1.2. Расчет индукции магнитного поля и плотности тока в кумулятивной струе. Пренебрегая токами смещения и считая магнитную проницаемость среды равной магнитной проницаемости вакуума μ_0 , для функции потока ψ , определяемой выражением

$$\psi(r, z, t) = \int_0^r B_z(r, z, t) r dr,$$

из уравнений Максвелла получаем уравнение

$$\frac{\mu_0 \sigma}{r} \frac{d\psi}{dt} = \nabla \left(\frac{1}{r} \nabla \psi \right), \quad (6)$$

где σ — электропроводность.

Для компонент вектора магнитной индукции и плотности тока в проводниках имеем

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{d\psi}{dz}, \quad B_z = \frac{1}{r} \frac{d\psi}{dr}, \quad j_\theta = \frac{1}{\mu_0} \nabla \left(\frac{1}{r} \nabla \psi \right). \quad (7)$$

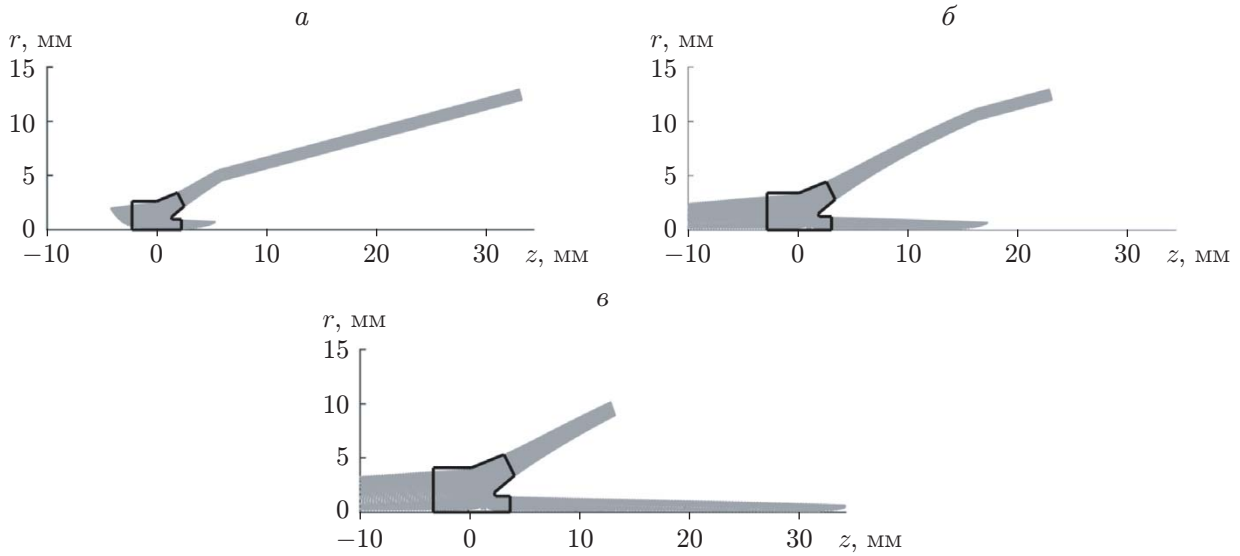


Рис. 3. Расчетные конфигурации КО в различные моменты времени:

a — $t = 2$ мкс, *б* — $t = 4,8$ мкс, *в* — $t = 8,9$ мкс; выделенные области — области кумуляции

В (6), (7) $\nabla = \mathbf{i}_r \partial/\partial r + \mathbf{i}_z \partial/\partial z$; $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_z$ — единичные векторы, направленные вдоль координатных осей r, z . В окружающем непроводящем пространстве ($\sigma = 0, j_\theta = 0$) уравнение (6) преобразуется к виду

$$\nabla \left(\frac{1}{r} \nabla \psi \right) = 0. \quad (8)$$

На границах между проводниками и окружающим непроводящим пространством должны выполняться условия непрерывности функции потока ψ и ее производных. На оси z , а также на бесконечно удаленной границе области, окружающей проводники, $\psi(0, z, t) = \psi(\infty, \infty, t) = 0$.

Для аппроксимации уравнения (6) использовался метод конечных элементов. При использовании этого метода необходимо вычислять нормальные производные от функции потока на границах проводящей области или тангенциальные компоненты магнитной индукции. Используя фундаментальное решение

$$f = \frac{\sqrt{(r+R)^2 + (Z-z)^2}}{2\pi} \left(\left(1 - \frac{m}{2} \right) K(m) - E(m) \right), \quad m = \frac{4rR}{(r+R)^2 + (Z-z)^2}$$

уравнения

$$\nabla \left(\frac{1}{r} \nabla f \right) = -\delta(R-r, Z-z), \quad (9)$$

где δ — дельта-функция, для разности уравнения (8), умноженного на f , и уравнения (9), умноженного на ψ , после интегрирования по объему Ω непроводящей области вне проводников с использованием формулы Грина получаем

$$c\psi(Z, R) + \oint_{\partial\Omega} f \frac{1}{r} \frac{\partial\psi}{\partial\mathbf{n}} d\mathbf{l} - \oint_{\partial\Omega} \psi \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial\mathbf{n}} d\mathbf{l} = 0 \quad (10)$$

где коэффициент c равен отношению внешнего угла в точке на поверхности проводника (Z, R) к полному углу, равному 2π ; $\partial\Omega$ — граница между КО и окружающим ее непроводящим пространством.

Используя принятую в методе конечных элементов аппроксимацию функции потока на границе $\partial\Omega$ и численную аппроксимацию интегралов в (10), для всех точек Z, R , принадлежащих границам проводников, получаем матричное уравнение, решение которого позволяет найти матрицу, связывающую нормальные производные функции потока со значениями функции потока на границах. Добавляя граничные условия к слабой форме конечно-элементной аппроксимации уравнения (6), получаем систему уравнений для определения функции ψ . Такая процедура использовалась на каждом шаге по времени с учетом изменения положения расчетных точек и границ сжимающейся КО.

В качестве начального условия использовалось рассчитанное распределение функции потока в КО, создаваемое внешними источниками. Заметим, что инициирование детонационной волны приводит к разрушению соленоида и исчезновению магнитного поля снаружи облицовки, однако возникающие в этот момент в КО вихревые токи обеспечивают сохранение в ней начального распределения магнитного потока.

При определении температуры T материала стержня предполагалось, что ее рост обусловлен лишь выделением джоулева тепла:

$$\rho c \frac{dT}{dt} = \frac{j_{\theta}^2}{\sigma(T)}.$$

Также предполагалось, что коническая облицовка изготовлена из меди с плотностью $\rho = 8960 \text{ кг/м}^3$ и удельной теплоемкостью $c = 430 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$. Зависимость электропроводности σ от температуры задавалась в виде

$$\sigma(T) = \frac{\sigma_0}{1 + \beta T},$$

где $\sigma_0 = 6 \cdot 10^7 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$ — электропроводность меди при температуре $0 \text{ }^{\circ}\text{C}$; $\beta = 5,1 \times 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ [13].

2. Результаты расчетов. Ниже представлены результаты расчетов, проведенных для конической облицовки толщиной 1 мм и длиной 40 мм с радиусом основания конуса 13 мм и углом при вершине конуса 30° . В силу особенностей модели, используемой при расчете кинематики сжатия КО, предполагалось наличие отверстия радиусом 1 мм в вершине конуса. Скорость волны детонации равна 7,800 м/с, при этом расчетная скорость внутренней поверхности КО после прохождения волны детонации изменялась с 3,5 до 1,0 км/с, скорость области кумуляции — с 4,5 до 1,5 км/с, скорость КС в системе отсчета, связанной с областью кумуляции, — с 3,4 до 1,2 км/с. Толщина головной части КС приблизительно равна 0,9 мм, хвостовой — 2 мм.

Заметим, что далее на всех рисунках, где представлены распределения температуры, показано только приращение температуры КС вследствие джоулева нагрева вихревыми токами. Распределения максимального приращения температуры в КС приводятся для момента времени $t = 14,3 \text{ мкс}$, соответствующего конечной стадии ее формирования (полное сжатие КО).

Для оценки влияния электропроводности проведены расчеты нагрева КС вихревыми токами при схлопывании медной КО с начальным полем, создаваемым соленоидом длиной 40 мм и радиусом 15 мм, окружающим КО (рис. 4), для начальных значений электропроводности, соответствующих начальным значениям температуры облицовки $T_0 = 20, 300, 500 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

На рис. 5 показаны распределения максимального приращения температуры вдоль оси КС и зависимости максимальной индукции магнитного поля от времени при различных начальных значениях температуры КО. Максимальная начальная магнитная индукция поля на оси ($r = 0$) КО, равная 0,1 Тл, достигается при линейной плотности тока в соленоиде, равной 0,95 кА/см.

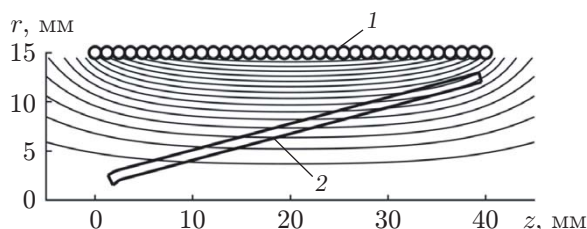


Рис. 4. Линии постоянного магнитного потока в соленоиде ($r = 15$ мм) (1), внутри которого находится коническая медная облицовка (2), в начальный момент времени

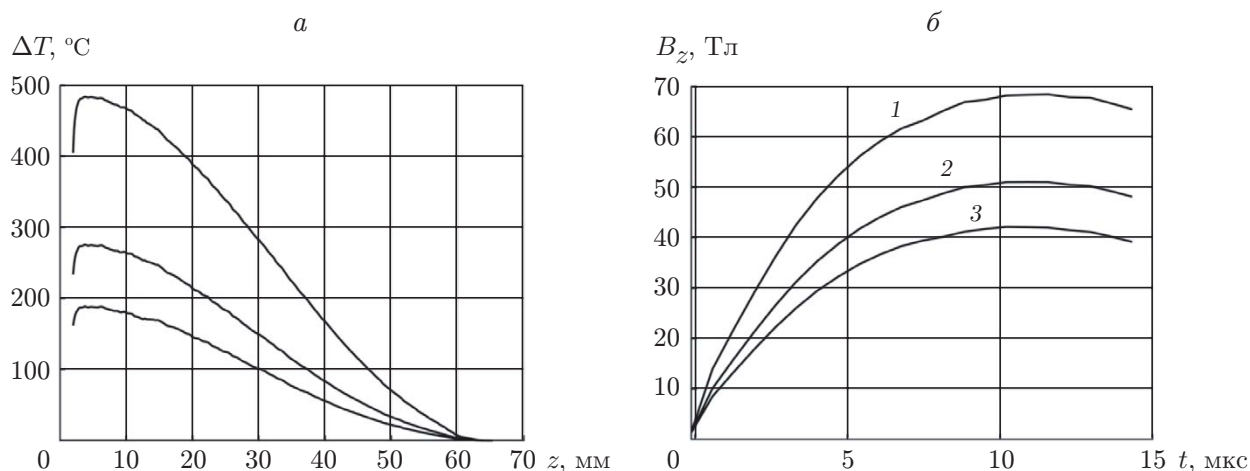


Рис. 5. Распределение максимального приращения температуры в КС (а) и зависимость максимальной магнитной индукции от времени (б) при различных начальных значениях температуры КО (один соленоид (см. рис. 4)):
1 — $T_0 = 20$ °C, 2 — $T_0 = 300$ °C, 3 — $T_0 = 500$ °C

На рис. 5,б видно, что электропроводность материала КО существенно влияет на максимально достижимое поле при ее сжатии. Максимальное увеличение индукции магнитного поля в 690, 510 и 420 раз (кривые 1, 2, 3) достигается в области кумуляции на оси симметрии ($r = 0$), при этом ток протекает в узкой области вблизи оси симметрии. Радиус сечения области концентрации тока определяется процессом диффузии поля из области сжатия КО и зависит от электропроводности, которая определяется температурой материала КО, поступающего в область кумуляции. Для значений температуры КО $T_0 = 20, 300, 500$ °C максимальное увеличение температуры КС вследствие джоулева нагрева составило $\Delta T = 490, 280, 180$ °C (см. рис. 5,а). Расчеты, проведенные при меньших начальных значениях температуры КО и, соответственно, большей электропроводности, дают бóльшие значения индукции магнитного поля и температуры КС вследствие меньших потерь магнитного потока при сжатии КО. Таким образом, учет конечной электропроводности материала КО приводит к уменьшению максимальных значений индукции магнитного поля в процессе сжатия и, как следствие, к уменьшению джоулева нагрева КС.

Для получения корректных результатов расчетов необходимо выбрать физически обоснованное распределение начальной температуры элементов КО, достигших области кумуляции. Согласно [12] результирующее температурное состояние КС определяется следующими основными факторами: ударно-волновым нагружением материала при взаимодействии с детонационной волной, последующим пластическим деформированием обли-

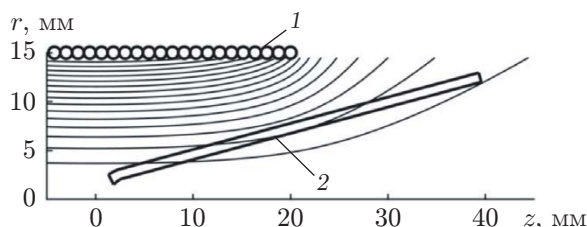


Рис. 6. Распределение магнитного потока, создаваемого соленоидом (1), смещенным относительно основания КО (2) на расстояние, равное 20 мм

цовки при схлопывании, пластическим деформированием растягивающейся КС. В экспериментальных работах [14, 15] проводилось измерение результирующей температуры КС. В работе [14] термопарным методом измерялась температура струи, истекающей из полусферической выемки. При скорости движения струи, равной 2,4 км/с, средняя по сечению температура оказалась равной $(600 \pm 60)^\circ\text{C}$. В работе [15] с использованием аналогичной методики измерялась температура КС из медной конической облицовки. Полученный результат соответствует температуре, равной $(800 \pm 80)^\circ\text{C}$. Для расчетов кумуляции магнитного поля необходимо знать температуру нагрева элементов КО непосредственно в области кумуляции, где изменение температуры определяется ударно-волновым нагружением материала и пластическим деформированием облицовки. Расчетные оценки, представленные в [12], показывают, что изменение температуры в результате растяжения струи может составлять $150 \div 250^\circ\text{C}$ и, следовательно, в области кумуляции температура КО равна $450 \div 500^\circ\text{C}$. На основе этих данных в представленных далее расчетах предполагалось, что распределение температуры в области кумуляции имеет вид

$$T_0(r) = 300 e^{-r/R_m} + 200,$$

где второе слагаемое учитывает среднюю температуру нагрева КО в результате ударно-волнового нагружения, а первое — температуру нагрева в результате пластических деформаций облицовки. Характерный радиус R_m этой области принимался приближенно равным максимальному радиусу КС (2 мм).

Максимальная температура нагрева КС вихревыми токами и максимальная индукция магнитного поля достигаются в хвостовой части КС на конечной стадии ее формирования (см. рис. 5), что является следствием распределения созданного в начальный момент времени магнитного потока, имеющего максимум в основании КО. Сместить область максимального нагрева в центральную часть сформированной КС можно за счет уменьшения магнитного потока в основании КО путем смещения соленоида по направлению к вершине КО (рис. 6).

Результаты расчетов распределений температуры вдоль оси КС и зависимости максимальной магнитной индукции поля (в КС) от времени, полученные для начального распределения магнитного потока соленоидом, смещенным относительно основания конуса по направлению к его вершине на расстояния, равные 10 и 20 мм, представлены на рис. 7. Максимальная начальная индукция магнитного поля на оси КО равна 0,1 Тл.

Смещение соленоида относительно основания конуса приводит к смещению области максимального нагрева КС в направлении ее головной части. Однако нагрев КС остается неоднородным по ее длине. Кроме того, уменьшение начального магнитного потока в основании КО приводит к уменьшению максимальной магнитной индукции и, соответственно, температуры нагрева КС. Для получения максимальной температуры джоулевого нагрева КС на $\Delta T \approx 250^\circ\text{C}$ необходимо в 1,5 раза увеличить начальный магнитный поток, создаваемый соленоидом, смещенным на расстояние, равное 20 мм, что может достигаться при увеличении линейной плотности тока в нем до 1,4 кА/см.

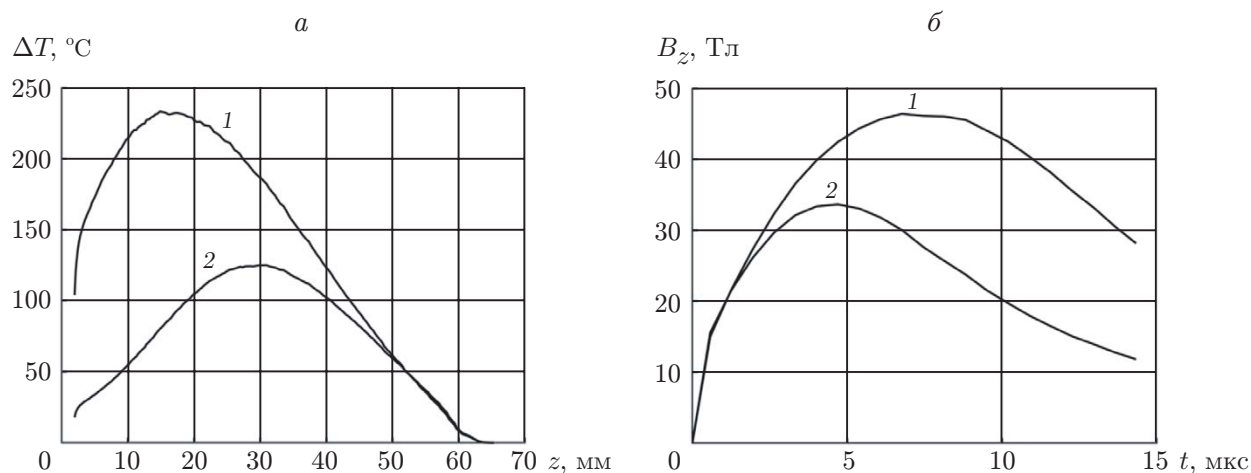


Рис. 7. Распределение максимального приращения температуры в КС (а) и зависимость максимальной индукции магнитного поля в КС от времени (б) (смещенный соленоид (см. рис. 6)):

1 — смещение соленоида на 10 мм, 2 — смещение соленоида на 20 мм

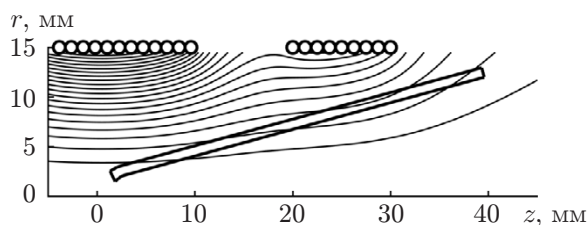


Рис. 8. Распределение магнитного потока, создаваемого двумя соленоидами, в начальный момент времени

Более равномерного нагрева вдоль оси КС можно достичь, используя два соленоида, расположенных таким образом, как показано на рис. 8. Результаты расчетов распределения температуры вдоль струи и зависимости максимальной индукции магнитного поля от времени представлены на рис. 9. В расчетах полагалось, что длина первого соленоида равна 20 мм, второго — 10 мм. Сила тока в первом соленоиде, расположенном вблизи вершины КО, составляет 4,8 кА, во втором — 1 кА. Максимальная начальная индукция магнитного поля на оси КО равна 0,17 Тл. Результаты расчетов распределения максимального увеличения температуры по длине КС в момент полного сжатия КО представлены на рис. 9,а. На рис. 9,б показана зависимость максимальной индукции магнитного поля от времени. Из рис. 9,а следует, что в этом случае реализуется практически равномерный нагрев КС по ее длине.

3. Обсуждение результатов. В результате проведенных расчетов установлено, что учет конечной электропроводности материала КО приводит к менее существенному (в 2–3 раза) увеличению индукции магнитного поля и нагреву материала струи вихревыми токами почти на порядок по сравнению с нагревом, рассчитанным в работе [9], в которой электропроводность полагалась бесконечно большой.

Полученное в расчетах [9] меньшее значение максимальной магнитной индукции обусловлено потерями магнитного потока в процессе кумуляции КО вследствие диффузионных процессов, приводящих к оттоку магнитной энергии из области максимального сжатия ($r = 0$).

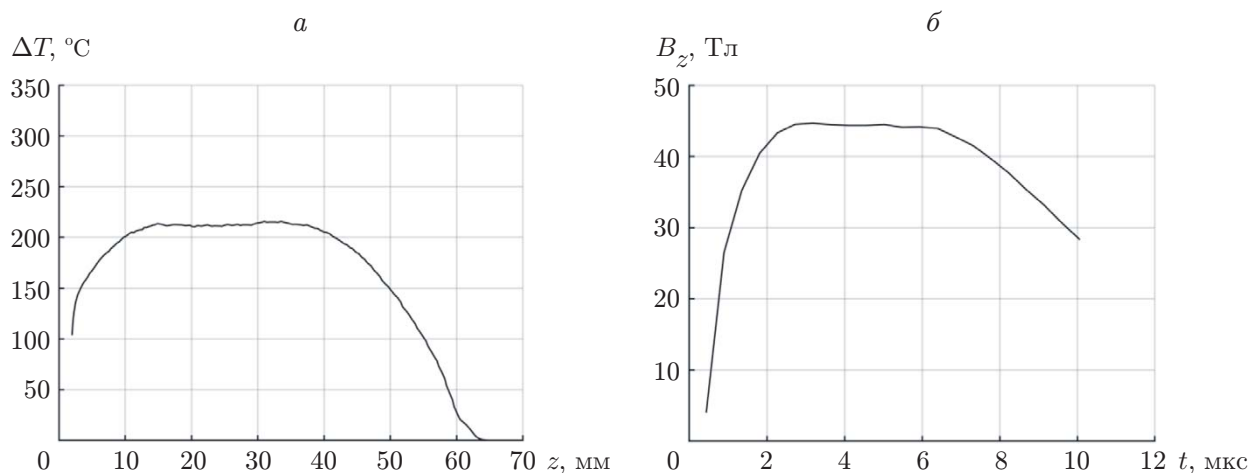


Рис. 9. Распределение максимального приращения температуры вдоль КС (а) и зависимость максимальной индукции магнитного поля в КС от времени (б) (два соленоида (см. рис. 8))

Расчеты показали, что при относительно небольшой начальной индукции магнитного поля ($0,10 \div 0,17$ Тл), создаваемого внешними источниками на оси КО, максимальная индукция магнитного поля в области кумуляции с учетом потерь потока может увеличиться в 300–400 раз. При этом в результате нагрева КС вихревыми токами ее температура может увеличиться на $200 \div 300$ $^{\circ}\text{C}$. Нагрев оказывается неравномерным по сечению и длине струи. Радиус области нагрева КС достаточно мал ($0,5 \div 0,6$ мм) и составляет 50 % радиуса сформированной КС в головной части и 25 % в хвостовой части.

Используя различные способы создания начального магнитного потока, можно управлять распределением температуры КС по ее длине. Управляемый нагрев струи может приводить к термическому разупрочнению материала струи, увеличению ее предельного удлинения и улучшению ее пробивной способности. На основе результатов работы [10] можно предполагать, что дополнительный нагрев КО приводит к значительному увеличению глубины пробития.

Заключение. Проведенное численное моделирование нестационарного процесса кумуляции магнитного потока при взрывном схлопывании осесимметричной медной КО с учетом ее конечной электропроводности позволило сделать следующие выводы:

- предварительное создание магнитного поля в КО приводит к значительному (более чем в 300 раз) его усилению в процессе кумуляции;
- при относительно небольшой начальной индукции магнитного поля на оси КО ($0,10 \div 0,17$ Тл) увеличение температуры в области вблизи оси КС может составлять $200 \div 300$ $^{\circ}\text{C}$;
- нагрев является неравномерным по сечению и длине струи;
- используя различные способы создания начального магнитного потока в КО (с помощью одного или двух соленоидов), можно управлять распределением температуры вдоль КС.

Полученные результаты свидетельствуют о возможности контролируемого нагрева КС путем создания в КО начального магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров С. В., Бабкин А. Б., 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. Швецов Г. А., Матросов А. Д., Бабкин А. В. и др. Поведение металлических кумулятивных струй при пропускании по ним импульсного электрического тока // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 3. С. 19–25.
3. Федоров С. В., Бабкин А. Б., Ладов С. В. и др. О возможности управления кумулятивным эффектом взрыва с помощью электромагнитного воздействия // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 126–145.
4. Федоров С. В. Об усилении магнитного поля в высокоскоростных струйных течениях металлов // Прикл. физика. 2004. № 4. С. 33–39.
5. Федоров С. В., Бабкин А. Б., 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.
6. Dou J.-h., Jia X., Huang Z.-x., et al. Theoretical and numerical simulation study on jet formation and penetration of different liner structures driven by electromagnetic pressure // Defence Technol. 2021. V. 17, iss. 3. P. 846–858.
7. Ma B., Huang Z.-x., Guan Z.-w., et al. Investigate the effects of magnetic fields on the penetration ability of a shaped charge jet at different standoffs // Defence Technol. 2021. V. 17, iss. 5. P. 1722–1730.
8. Федоров С. В., Бабкин А. В., Маринин В. М. Экспериментальное исследование влияния магнитного поля удлиненного соленоида на растяжение металлических кумулятивных струй // Журн. техн. физики. 2020. Т. 90, вып. 4. С. 637–646.
9. Федоров С. В. Термическое разупрочнение металлических кумулятивных струй, формируемых при схлопывании кумулятивной облицовки в случае наличия магнитного поля // ПМТФ. 2016. Т. 57, № 3. С. 108–120.
10. 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.
11. Лаврентьев М. А. Кумулятивный заряд и принципы его работы // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12, вып. 4. С. 41–56.
12. Физика взрыва: В 2 т. Изд. 3-е, перераб. / Под ред. Л. П. Орленко. М.: Физматлит, 2002. Т. 2.
13. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
14. Пай В. В., Кузьмин Г. Е. Экспериментальное определение температуры металлической струи // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 3. С. 92–95.
15. Пай В. В., Титов В. М., Лукьянов Я. Л., Зубашевский К. М. Измерение температуры кумулятивной струи из конической облицовки // Физика горения и взрыва. 2020. Т. 56, № 3. С. 123–126.

*Поступила в редакцию 27/XII 2023 г.,
после доработки — 30/I 2024 г.
Принята к публикации 26/II 2024 г.*