

## О ВОЗМОЖНОСТЯХ УПРАВЛЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫМ ЭФФЕКТОМ ВЗРЫВА С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

С. В. Фёдоров, А. В. Бабкин, С. В. Ладов,  
Г. А. Швецов\*, А. Д. Матросов\*

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 107005 Москва

\*Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева, 630090 Новосибирск

Рассмотрены электромагнитные воздействия, позволяющие на различных стадиях функционирования кумулятивных зарядов управлять кумулятивным эффектом взрыва. Снижение пробития достигается пропусканием мощного импульса электрического тока по кумулятивной струе, созданием аксиального магнитного поля в кумулятивной облицовке непосредственно перед подрывом заряда, а также созданием поперечного к направлению движения струи магнитного поля в материале проводящей преграды. На повышение пробивной способности кумулятивной струи за счет увеличения ее предельного удлинения ориентированы варианты воздействия на струю продольного низкочастотного и высокочастотного магнитных полей, а также «мягкое» токовое воздействие. Проанализированы результаты экспериментальных и теоретических исследований различных вариантов электромагнитных воздействий и рассмотрены проявляющиеся при их реализации физические эффекты.

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из интереснейших физических эффектов, реализующихся за счет создания условий, обеспечивающих кумуляцию энергии, является формирование высокоскоростных кумулятивных струй при взрыве осесимметричного заряда взрывчатого вещества (ВВ) с выемкой, облицованной тонкой металлической оболочкой. Благодаря большой скорости (до 10 км/с) такие кумулятивные струи обладают высокой пробивной способностью, определяемой (в соответствии с гидродинамической теорией проникания) их длиной и плотностью материала [1]. Изменяя форму и размеры заряда ВВ и кумулятивной облицовки, а также материал облицовки, можно реализовывать различные режимы кумуляции [2] и варьировать пробивное действие кумулятивных зарядов в широких пределах. Большое влияние на пробитие таким зарядом оказывает также точность его изготовления. Наибольшим пробивным действием обладают кумулятивные заряды, формирующие высокоградиентные кумулятивные струи из достаточно высокоплотных металлов, обладающих хорошей пластичностью. При рациональном выборе конструктивных параметров таких зарядов и прецизионной технологии их изготовления глубина пробития стальной преграды может составлять свыше десяти диа-

метров заряда, что, как представляется, близко к ее предельному значению, соответствующему «идеальному» кумулятивному заряду. Дальнейший рост пробивного действия заряда, по всей видимости, должен быть связан с поиском новых нетрадиционных путей управления процессами, происходящими при кумулятивном взрыве, и реализацией новых физических эффектов.

Одним из таких путей, позволяющих «вторгнуться» в физические механизмы процессов, определяющих эффективность функционирования кумулятивного заряда, с целью изменить характер их протекания в нужном направлении, представляется использование различных вариантов электромагнитных воздействий. В зависимости от решаемой задачи такие воздействия могут приводить как к увеличению, так и к снижению пробивного действия кумулятивного заряда. В настоящей статье рассматриваются электромагнитные воздействия, преследующие обе эти цели и осуществляемые на различных стадиях функционирования кумулятивного заряда (рис. 1).

К числу воздействий, направленных на снижение пробивного действия, относятся создание аксиального магнитного поля в облицовке кумулятивного заряда непосредственно перед его подрывом (воздействие 1, рис. 1),

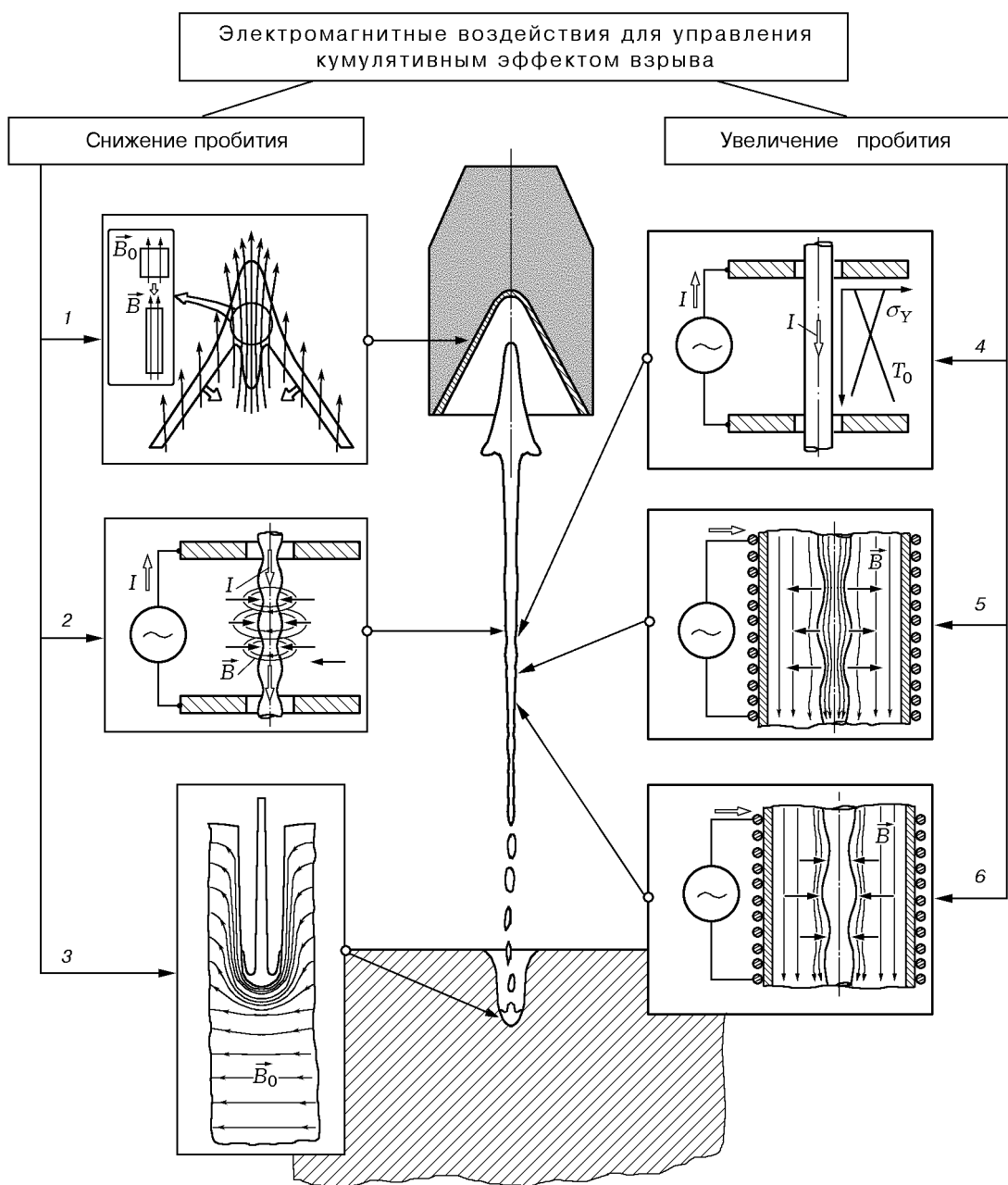


Рис. 1. Варианты электромагнитных воздействий для управления кумулятивным эффектом взрыва

пропускание мощного импульса электрического тока по кумулятивной струе (воздействие 2) и создание поперечного к направлению движения струи магнитного поля в материале проводящей преграды (воздействие 3). На повышение пробивной способности кумулятивного заряда направлены «мягкое» токовое воздействие на струю (воздействие 4), а также варианты создания продольного низкочастотно-

го (воздействие 5) и высокочастотного (воздействие 6) магнитных полей в области деформирования струи в полете до ее взаимодействия с преградой. Воздействия 2, 4, 5 и 6 на сформировавшуюся кумулятивную струю ориентированы на управление процессом ее деформирования и последующего разрушения. Воздействие 1 позволяет влиять на процесс схлопывания облицовки и формирования кумулятивной

струи, а воздействие  $Z$  — на механизм проникания струи в преграду.

### 1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ДЕФОРМИРУЮЩУЮСЯ В ПОЛЕТЕ КУМУЛЯТИВНУЮ СТРУЮ

В естественных условиях кумулятивные струи, характеризующиеся большим перепадом скорости движения от головной части к хвостовой, в полете сначала удлиняются, сохраняя сплошность, а затем распадаются на большое количество отдельных недеформирующихся элементов [3]. Причиной распада высокоградиентных кумулятивных струй из таких материалов, как медь, алюминий, ниобий, является пластическая неустойчивость, реализующаяся в появлении и развитии на струе многочисленных шеек [4–6]. При этом стадии шейкообразования предшествует так называемая инерционная стадия растяжения струи, во время которой элементы струи удлиняются равномерно, сохраняя близкую к цилиндрической форму [6, 7]. Эффективность пробивного действия кумулятивной струи определяется длиной образовавшихся после ее разрыва элементов. Целью электромагнитных воздействий на деформирующуюся струю является ускорение или, напротив, замедление ее распада на отдельные элементы, а также изменение характера разрушения.

Для прогнозирования влияния различных электромагнитных воздействий на развитие естественной пластической неустойчивости использовалась физико-математическая модель, в которой элементы кумулятивной струи рассматривались как участки осесимметричного несжимаемого жесткопластического стержня переменного радиуса [8]. В основе этой модели лежит гипотеза плоских сечений: предполагается, что частицы удлиняющегося стержня в каждом его поперечном сечении в любой момент времени имеют одинаковую осевую скорость. Принятое допущение позволяет описать процесс развития возмущений на поверхности кумулятивной струи, по существу, в рамках одномерной (квазидвумерной) нестационарной задачи. При этом уравнение осевого движения поперечных сечений стержня, выражающее закон сохранения импульса, имеет вид

$$\frac{1}{2} \rho_0 R^2 \frac{dv_z}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \int_0^R \sigma_z r dr + p_e R \frac{\partial R}{\partial z}, \quad (1)$$

где  $z$ ,  $r$  — осевая и радиальная координаты,  $t$  — время,  $\rho_0$  — плотность материала кумулятивной струи,  $R$  — радиус стержня в фиксированном сечении,  $v_z$  — осевая скорость данного сечения,  $\sigma_z$  — осевая компонента тензора напряжений,  $p_e$  — приложенное к поверхности стержня давление, с помощью которого учитывалось внешнее воздействие на струю.

Изменение радиуса поперечных сечений стержня в процессе его удлинения с использованием условия несжимаемости материала описывалось уравнением

$$\frac{dR}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{\partial v_z}{\partial z} R. \quad (2)$$

Входящие в уравнение движения (1) осевые напряжения  $\sigma_z = \sigma_z(r, z, t)$  определялись на основе физических соотношений несжимаемой жесткопластической среды с учетом радиального движения частиц стержня [7] и действующего на его поверхности внешнего давления.

Представленная здесь упрощенная модель достаточно хорошо описывает процесс растяжения элементов кумулятивной струи, давая для случая естественного (в отсутствие каких-либо воздействий) развития поверхностных возмущений на деформирующейся струе результаты, практически совпадающие с получаемыми на основе более сложных моделей [4–6].

#### 1.1. Пропускание мощного импульса электрического тока по кумулятивной струе

Действие мощного импульса электрического тока на кумулятивную струю (так называемое электродинамическое воздействие) исследовано наиболее полно [9–17]. В своем простейшем варианте устройство электродинамического воздействия представляет собой две металлические обкладки, разделенные слоем диэлектрика и соединенные с источником электрической энергии (как правило, конденсаторной батареей). Устройство располагается перед преградой. При пробитии его кумулятивной струей электрическая цепь замыкается, и находящиеся в межэлектродном пространстве участки струи подвергаются воздействию протекающего по ним импульсного электрического тока. Экспериментально установлено, что при достаточной интенсивности токовое воздействие на струю может существенно снизить ее пробивную способность [11, 12].

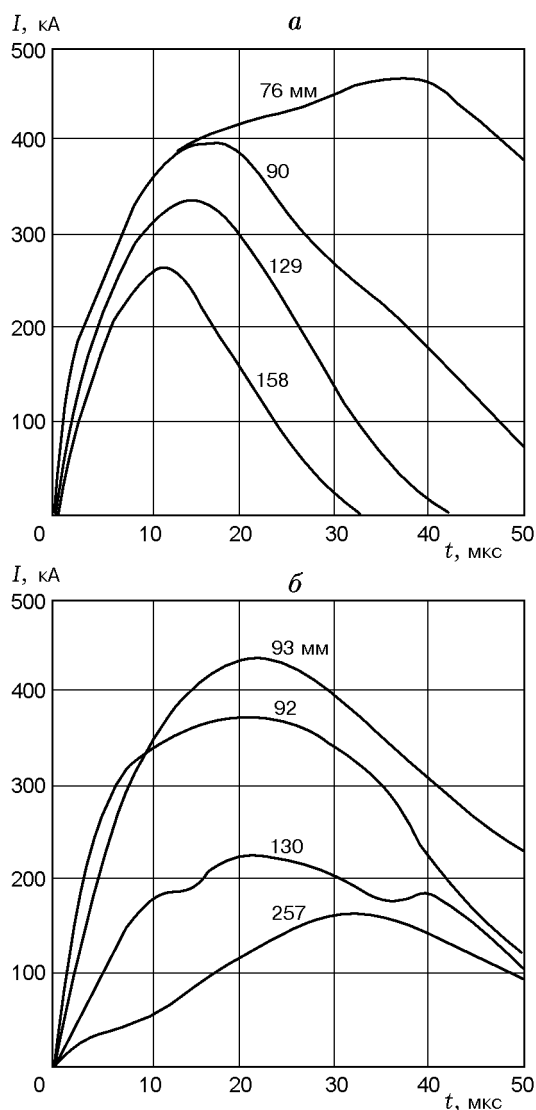


Рис. 2. Снижение пробития кумулятивного заряда диаметром 50 мм при пропускании по струе токовых импульсов различной формы: *a* — при действии на стальную преграду, *б* — при действии на алюминиевую преграду; цифры над кривыми — глубина пробития преграды

Представление о степени снижения пробития преграды кумулятивным зарядом при электродинамическом воздействии различной интенсивности дает рис. 2, где приведены кривые изменения разрядного тока, протекающего через кумулятивную струю, полученные в экспериментах с зарядом диаметром 50 мм при его действии на стальную (рис. 2, *a*) и алюминиевую (рис. 2, *б*) преграды (при размещении одного из электродов непосредственно на преграде). Для каждой кривой указана глубина пробития

преграды, соответствующая данному режиму электродинамического воздействия. В отсутствие воздействия глубина пробития стальной преграды составляла 210 мм, а алюминиевой преграды — 365 мм.

Наиболее вероятные физические причины снижения глубины пробития преграды кумулятивной струей при электродинамическом воздействии — это развитие магнитогиродинамической (МГД) неустойчивости перетяжечного типа и объемное разрушение материала струи. Оба этих механизма обусловлены действующими на струю при протекании по ней тока пондеромоторными нагрузками, эквивалентными приложенному к поверхности струи магнитному давлению

$$p_m = \frac{\mu_0}{2} \left( \frac{I}{2\pi R} \right)^2, \quad (3)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная постоянная,  $I$  — сила тока, протекающего по кумулятивной струе.

Объемное разрушение кумулятивной струи проявляется в виде радиального рассеивания материала струи при ее выходе из межэлектродного промежутка. Это влечет за собой последующее уменьшение средней плотности материала элементов струи и, как следствие, снижение ее пробивной способности. Предпосылки для объемного разрушения создаются при движении элементов кумулятивной струи в межэлектродном промежутке (существенный нагрев и термическое разупрочнение или даже расплавление материала при одновременном сжимающем действии электромагнитных сил), а реализуются при выходе элемента струи из межэлектродного промежутка (исчезновение сжимающего действия электромагнитных сил с последующей радиальной разгрузкой, реализацией напряженного состояния всестороннего растяжения и, как следствие, с дальнейшим диспергированием разупрочненного материала кумулятивной струи).

Механизм развития МГД-неустойчивости при протекании тока по кумулятивной струе обусловлен в соответствии с соотношением (3) возрастанием магнитного давления в областях возмущений на поверхности струи с уменьшившимся радиусом поперечного сечения. Это должно приводить к форсированному развитию первоначально малых возмущений, что влечет за собой ускорение (по сравнению с развитием естественной пластической неустойчивости) распада струи на отдельные безгради-

ентные элементы. В результате уменьшаются эффективная длина струи и глубина пробития.

Оба рассмотренных механизма согласуются с результатами экспериментальных исследований. Согласно данным рентгенографической съемки [12] первоначально сплошная кумулятивная струя выходит из межэлектродного промежутка в виде потока отдельных движущихся друг за другом элементов с размытыми очертаниями, поперечные размеры которых превосходят диаметр струи до входа в область воздействия.

При рассмотрении механизма объемного разрушения была использована модель равномерно удлиняющегося цилиндрического сжимаемого упругопластического стержня в предположении, что шейкообразование на элементах кумулятивной струи отсутствует [14]. При заданном законе изменения полного тока  $I(t)$ , протекающего по стержню, распределение плотности тока по сечению стержня определялось на основании законов электромагнитной индукции и полного тока. Термическое разупрочнение материала струи учитывалось линейным снижением его предела текучести  $\sigma_Y$  с ростом температуры, причем при нагреве до температуры плавления предполагалось, что  $\sigma_Y = 0$ .

Численные расчеты по данной модели показали, что вследствие совместного термического и механического действия тока на элементы кумулятивной струи при достаточной интенсивности воздействия действительно создаются условия для реализации объемного разрушения струи при ее выходе из межэлектродного промежутка. При этом, как оказалось, результаты численных расчетов скорости радиального разлета поверхностного слоя струи  $v_R$  хорошо описываются следующей формулой, полученной на основе простого энергетического подхода:

$$v_R = \frac{\dot{\epsilon}_{z,cum} R_{cum}}{2} \left[ \frac{16A}{\rho_0 \dot{\epsilon}_{z,cum}^2 R_{cum}^2} \times \left\{ \frac{1}{k-1} \left[ \left( \frac{\mu_0 I_{cum}^2}{8\pi^2 A R_{cum}^2} + 1 \right)^{(k-1)/k} - 1 \right] + \left( \frac{\mu_0 I_{cum}^2}{8\pi^2 A R_{cum}^2} + 1 \right)^{-1/k} - 1 \right\} - 1 \right]^{1/2},$$

где  $\dot{\epsilon}_{z,cum}$  и  $R_{cum}$  — соответственно осевая скорость деформирования и радиус элемента

кумулятивной струи к моменту выхода его из области электродинамического воздействия,  $I_{cum}$  — ток через элемент в этот же момент времени, постоянные  $A$  и  $k$  характеризуют сжимаемость материала кумулятивной струи в баротропном степенном уравнении в форме Тэта [18],  $\rho_0$  — плотность материала кумулятивной струи в невозмущенном состоянии. Приведенная формула получена в предположении, что потенциальная энергия  $E_c$  объемного сжатия материала кумулятивной струи магнитным давлением, которой обладает элемент струи к моменту выхода из межэлектродного промежутка, расходуется на «гашение» кинетической энергии  $E_{r,cum}$  радиального сходящегося к оси симметрии движения растягивающегося элемента и, напротив, на придание материалу струи радиального расходящегося от оси симметрии движения с кинетической энергией  $E_{r,div} = E_c - E_{r,cum}$ .

При определении пробивного действия элементов кумулятивной струи, претерпевших объемное разрушение, предполагалось, что после выхода из области электродинамического воздействия их средняя плотность непрерывно уменьшается с темпом, определяемым скоростью разлета поверхностного слоя  $v_R$ . Дальнейший расчет глубины пробития диспергированной струи проводился с использованием концепции критической скорости проникновения [18], значение которой возрастает с увеличением степени разуплотнения материала (вклад в пробитие полагался отсутствующим, если скорость элемента струи была ниже критической).

Расчетно-теоретическое исследование развития МГД-неустойчивости проводилось в рамках системы уравнений (1), (2) при внешнем давлении  $p_e$ , определяемом соотношением (3). При учете термического действия тока его плотность предполагалась распределенной равномерно по сечению стержня. Принималось, что разупрочнение материала стержня с ростом температуры по-прежнему происходит по линейному закону. Влияние электродинамического воздействия на развитие неустойчивости при растяжении кумулятивной струи рассматривалось на основе подхода, предложенного в [4] по отношению к естественным образом деформирующейся струе и заключающегося в исследовании эволюции изначально задаваемых малых поверхностных возмущений на струе.

Анализ правой части уравнения (1) позволяет оценить силу тока, при которой МГД-неустойчивость способна существенно влиять на развитие естественной пластической неустойчивости кумулятивной струи. В реальных условиях токовое воздействие на струю, как правило, осуществляется на достаточном поздних стадиях ее деформирования (окончание инерционной стадии и переход к «шеечной»). К этому моменту времени осевые напряжения  $\sigma_z$  в струе практически совпадают с пределом текучести  $\sigma_Y$  ее материала [7]. В начале электродинамического воздействия они снижаются на величину магнитного давления  $\sigma_z = \sigma_Y - p_m$ , с учетом чего уравнение (1) (в предположении малости возмущения поверхности и равномерности распределения осевой скорости деформирования по длине элемента кумулятивной струи) может быть переписано в виде

$$\frac{1}{2} \rho_0 R^2 \frac{dv_z}{dt} = \sigma_Y R \frac{\partial R}{\partial z} - \frac{\partial p_m}{\partial z} \frac{R^2}{2}, \quad (4)$$

где первое слагаемое в правой части определяет темп развития пластической неустойчивости, а второе — МГД-неустойчивости. Принимая во внимание (3), из условия равенства абсолютных значений этих слагаемых находим, что влияние токовой неустойчивости должно заметно проявляться при силе тока, превышающей его критическое значение

$$I_{cr} = 2\pi R \sqrt{2\sigma_Y/\mu_0}. \quad (5)$$

Нетрудно установить, что при критическом токе обеспечивается равенство магнитного давления пределу текучести материала кумулятивной струи [15].

Как показали численные расчеты, электродинамическое воздействие может не только ускорить развитие естественной пластической неустойчивости, приводя к более быстрому распаду кумулятивной струи на отдельные фрагменты, но и (при достаточной интенсивности) способно вызвать «дискообразование», когда в областях изначально малых сужений на струе начинается интенсивное сжатие материала в осевом направлении с резким возрастанием радиуса выпуклостей. При этом участок струи превращается в поток движущихся друг за другом тонких дисков с диаметром, заметно превышающим их толщину. На рис. 3 приведена  $z - t$ -диаграмма функционирования кумулятивного заряда при мощном токовом воздействии на кумулятивную струю, построенная на

основе расчетов, выполненных применительно к приведенным в [11] условиям экспериментов. Как видно из диаграммы, на головных элементах кумулятивной струи, успевающих пройти межэлектродный промежуток в начале токового разряда, действие тока в силу его малости практически не сказывается. Элементы же срединной и хвостовой частей струи, попадающие под максимум разрядной кривой тока, претерпевают значительные изменения своей формы. Характерно, что при данном относительно непродолжительном электродинамическом воздействии процесс «дискообразования» непосредственно в межэлектродном промежутке лишь обозначается и в силу инерционности материала реализуется уже после выхода элементов струи из области воздействия. Установленное в ходе численного моделирования поведение кумулятивных струй под действием токового импульса по крайней мере качественно неплохо согласуется с рентгенограммами струй [12], испытавших электродинамическое воздействие (рис. 3).

Для количественного описания результатов токового воздействия на кумулятивную струю, связанных с проявлением МГД-неустойчивости, были введены в рассмотрение коэффициент формы  $k_f$ , показывающий отклонение формы элемента струи от цилиндрической, коэффициент скоростного инвертирования  $k_v$ , характеризующий перераспределение осевой скорости по длине элемента струи, и коэффициент термического разупрочнения  $k_T$ , осредненно учитывающий снижение прочностных свойств материала струи [16]. Эти коэффициенты определяются соотношениями

$$k_f = \frac{R_u^2}{R_m^2}, \quad k_v = \frac{\dot{\epsilon}_{z,m}}{\dot{\epsilon}_{z,u}}, \quad k_T = \frac{\sigma_{Y,m}}{\sigma_{Y,0}},$$

где  $R_m$ ,  $\dot{\epsilon}_{z,m}$  и  $\sigma_{Y,m}$  — средние по массе элемента радиус, градиент осевой скорости и предел текучести соответственно;  $R_u$ ,  $\dot{\epsilon}_{z,u}$  — радиус и градиент осевой скорости при условии равномерного растяжения элемента с сохранением цилиндрической формы;  $\sigma_{Y,0}$  — начальное значение предела текучести.

При естественном деформировании введенные коэффициенты, уменьшаясь от начального единичного значения, к моменту распада кумулятивной струи на безградиентные элементы оказываются следующими:  $k_f = 0,5 \div 0,7$ ;  $k_v = 0$ ;  $k_T \approx 1$  (коэффициент  $k_T$  становится чуть меньше единицы за счет разупрочнения).

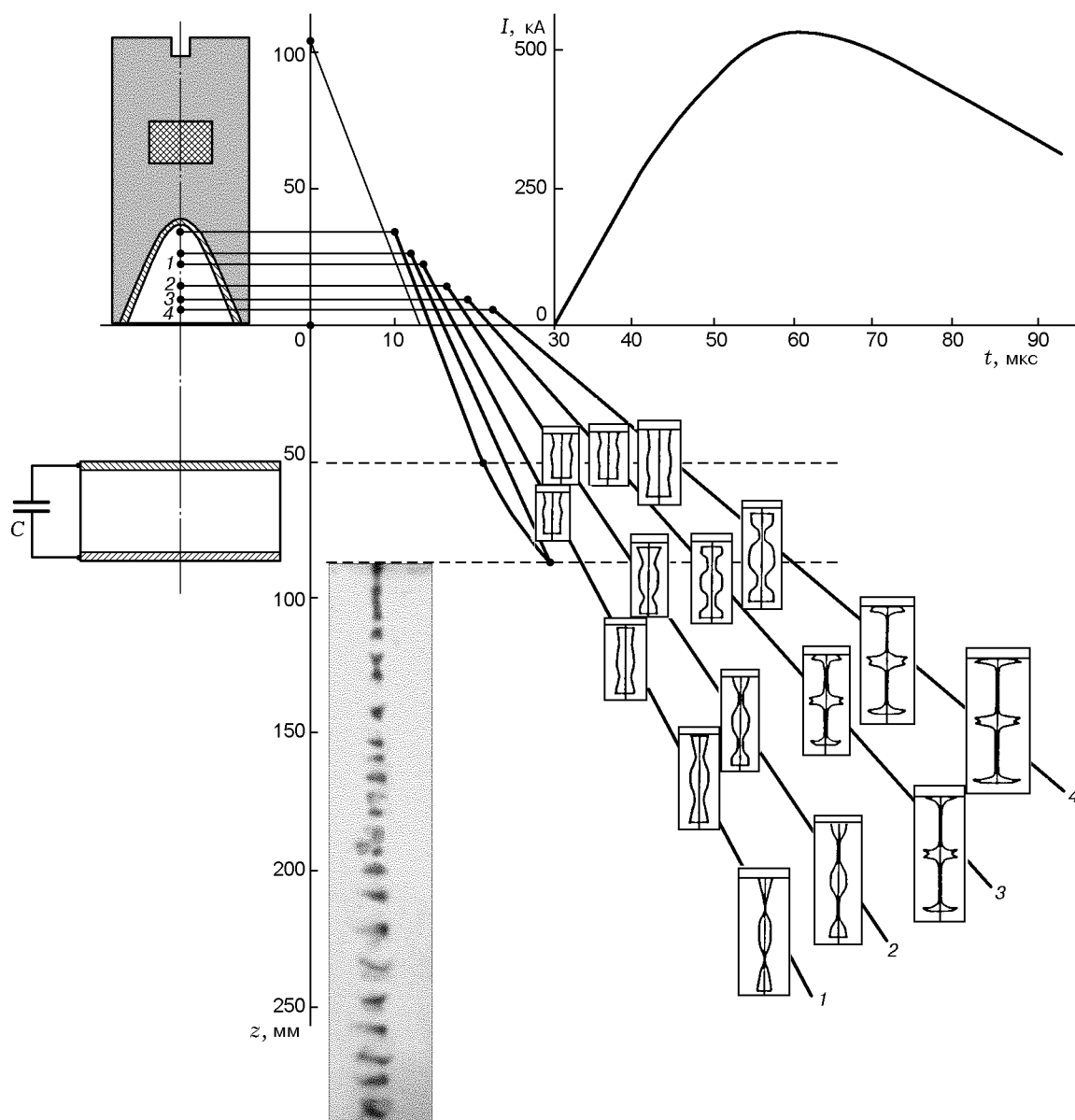


Рис. 3. Диаграмма функционирования кумулятивного заряда в условиях мощного токового воздействия на струю

прочнения, обусловленного выделением тепла в процессе диссипации энергии на пластических деформациях). При достаточно интенсивном электродинамическом воздействии с выраженным «дискообразованием» коэффициент формы резко уменьшается, принимая значения  $\lesssim 0,1$ , коэффициент скоростного инвертирования становится отрицательным (соответствует сжатию материала в областях формирующихся «дисков»), а коэффициент термического разупрочнения приближается к нулевому значению.

Рассмотренные интегральные показатели проявления МГД-неустойчивости при токовом воздействии на кумулятивную струю использовались для прогнозирования ее пробивного действия. При этом в качестве опорного выступал коэффициент формы  $k_f$ , изменение которого после выхода из области воздействия определяется коэффициентами  $k_v$  и  $k_T$ . Из сопоставления значений  $k_f$  при электродинамическом воздействии и естественном пластическом разрушении определялась эффективная длина испытываемого токового воздействия элемента струи,

после чего глубина проникания рассчитывалась в соответствии с гидродинамической теорией.

Как показали расчеты [17], факторы объемного разрушения и развития МГД-неустойчивости при электродинамическом воздействии становятся значимыми в примерно одинаковом диапазоне параметров токового импульса. В связи с этим был рассмотрен механизм их совместного проявления, предполагающий реализацию объемного разрушения элементов струи, деформированных развитием МГД-неустойчивости. При вычислении скорости радиального рассеивания  $v_R$  учитывалось изменение формы элемента (через коэффициент  $k_f$ ) и инвертирование скоростного распределения (через коэффициент  $k_v$ ), что приводило к интенсификации прогнозируемого объемного разрушения.

Результаты расчетов снижения глубины пробития преграды кумулятивной струей при реализации того или иного механизма ее разрушения были сопоставлены с экспериментальными данными действия 50-миллиметрового кумулятивного заряда в условиях электродинамического воздействия на стальные и алюминиевые преграды (см. рис. 2). Весьма близкое соответствие между расчетными и экспериментальными результатами для стальных преград было получено в случае совместного проявления механизмов объемного разрушения и развития МГД-неустойчивости в предположении протекания тока по струе только в межэлектродном промежутке. Результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных для алюминиевых преград свидетельствуют о реализации механизма развития МГД-неустойчивости при протекании тока по струе не только в межэлектродном промежутке, но и при ее движении в каверне внутри преграды.

## 1.2. Мягкое токовое воздействие на кумулятивную струю

Темп развития естественной пластической неустойчивости кумулятивной струи определяется прочностью (пределом текучести) материала струи и замедляется с ее уменьшением [6]. На начальной стадии электродинамического воздействия прочностные и электромагнитные усилия действуют в одном направлении и ведут к форсированной дестабилизации

процесса растяжения струи за счет ускоренного развития поверхностных возмущений. В дальнейшем, если действие мощных электромагнитных сил приводит к «дискообразованию» и на струе образуются области со сжатием материала в осевом направлении, прочностные усилия, напротив, препятствуют этому процессу.

Существенное влияние на характер развития неустойчивости при токовом воздействии на кумулятивную струю оказывает термическое разупрочнение ее материала. При этом, с одной стороны, замедляется развитие естественной пластической неустойчивости кумулятивной струи, а с другой — лишенная прочности струя оказывает меньшее сопротивление «дискообразованию». Подбирая режимы токового воздействия таким образом, чтобы максимально усилить проявление первого из отмеченных факторов при минимальном проявлении второго, можно продлить стадию растяжения струи до момента распада на отдельные элементы.

Как показали расчеты, проведенные в рамках системы уравнений (1), (2), при достаточно «мягких» режимах электродинамического воздействия действительно возникают условия для реализации термического разупрочнения струи без внесения в процесс ее деформирования существенных дестабилизирующих отклонений. Следствием этого может быть увеличение коэффициента предельного удлинения элементов струи и ее пробивной способности. Реализуются «мягкие» режимы воздействия при токах, не превышающих значение  $I_{cr}$ , определяемое в соответствии с (5). Рис. 4 иллюстрирует изменение с течением времени радиуса шейки  $R_n$  (отнесенного к радиусу  $R_u$  соответствующего равномерно удлиняющегося стержня) для срединных элементов медной кумулятивной струи, формируемой 50-миллиметровым кумулятивным зарядом, при естественном деформировании (кривая 1) и «мягком» токовом воздействии (кривая 2). Предполагалось, что воздействие осуществляется в самом начале «шеечной» стадии. Рассчитанные на этот момент времени характеристики среднего элемента струи [19] были следующими: радиус  $R_b = 1,3$  мм, осевая скорость деформирования  $\dot{\epsilon}_{z,b} = 4 \cdot 10^4$  с<sup>-1</sup>. Сила тока, протекавшего через рассматриваемый элемент в течение 7 мкс и остававшегося неизменным, составляла 175 кА (критический ток



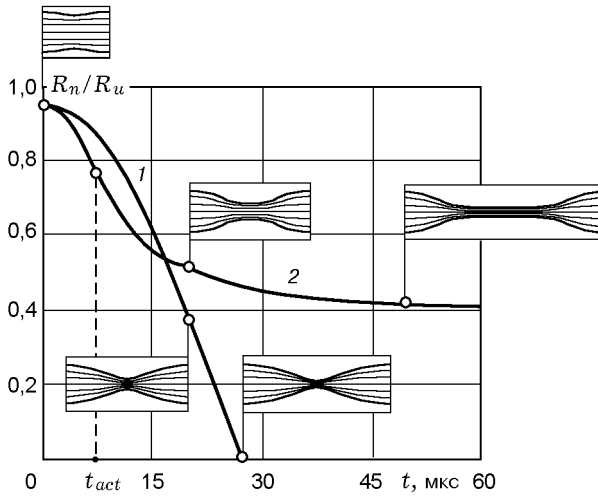


Рис. 4. Изменение радиуса шейки на этапе развития пластической неустойчивости при деформировании элемента кумулятивной струи:

1 — в естественных условиях, 2 — при «мягком» токовом воздействии

для данного элемента оценивается значением 230 кА). Из рис. 4 видно, что, несмотря на более быстрое развитие шейки во время протекания тока, после его прекращения частично разупрочненный импульсом тока элемент кумулятивной струи деформируется более устойчиво (коэффициент термического разупрочнения  $k_T$  при принятых параметрах воздействия в момент его окончания принимает значение  $\approx 0,4$ ).

При линейном снижении предела текучести материала кумулятивной струи по мере его нагрева степень термического разупрочнения в зависимости от достигнутой температуры  $T$  определяется соотношением

$$k_T = \frac{T_s - T}{T_s - T_b}, \quad (6)$$

где  $T_s$  — температура плавления материала струи,  $T_b$  — температура струи перед началом воздействия. Время протекания тока, необходимое для достижения заданной степени разупрочнения участка кумулятивной струи, в первом приближении можно оценить в предположении несжимаемости ее материала и равномерности деформирования этого участка [7]

$$\dot{\epsilon}_{z,u} = \frac{\dot{\epsilon}_{z,b}}{1 + \dot{\epsilon}_{z,b}t}; \quad R_u = \frac{R_b}{\sqrt{1 + \dot{\epsilon}_{z,b}t}} \quad (7)$$

а также постоянства распределения плотности тока  $j_z = I/\pi R_u^2$  по его сечению. Уравнение энергетического баланса для процесса джоулева разогрева удлиняющейся кумулятивной струи в этом случае представляется в виде

$$\rho_0 c \frac{dT}{dt} = \frac{I^2}{\pi^2 R_u^4} \eta, \quad (8)$$

где  $c$  — теплоемкость материала струи,  $\eta$  — его удельное сопротивление. Интегрируя уравнение (8) с учетом зависимости удельного сопротивления от температуры:  $\eta = \eta_0(1 + \gamma(T - T_0))$  (где  $\eta_0$  — удельное сопротивление при нормальной температуре  $T_0$ ,  $\gamma$  — температурный коэффициент сопротивления), получаем следующее выражение для времени токового воздействия, обеспечивающего повышение температуры участка кумулятивной струи от значения  $T_b$  до значения  $T$ :

$$t_{act} = \frac{1}{\dot{\epsilon}_{z,b}} \left[ \left( 1 + \frac{3\pi^2 \rho_0 c \dot{\epsilon}_{z,b} R_b^4}{\eta_0 \gamma I^2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \ln \frac{1 + \gamma(T - T_0)}{1 + \gamma(T_b - T_0)} \right)^{1/3} - 1 \right]. \quad (9)$$

Анализ соотношений (6), (9) показывает, что при прочих равных условиях эффективность токового подавления пластической неустойчивости кумулятивной струи должна возрастать с увеличением электросопротивления и снижением температуры плавления материала струи. Оба этих фактора, практически не влияя на темп развития МГД-неустойчивости, позволяют уменьшить время и интенсивность токового воздействия, необходимые для достижения определенной степени термического разупрочнения, что, очевидно, должно снизить и дестабилизирующие отклонения, обусловленные действием электромагнитных усилий.

Отметим, что при экспериментальной реализации токовой стабилизации процесса растяжения кумулятивной струи необходимо учитывать возможность объемного разрушения разупрочненной струи и предпринимать специальные меры для его предупреждения (например, за счет плавного уменьшения токовой нагрузки при выходе элементов струи из области воздействия). Осуществляться стабилизирующее токовое воздействие должно, как представляется, на ранних стадиях растяжения струи, когда процесс ее естественного деформирования носит устойчивый характер.

### 1.3. Деформирование кумулятивной струи в продольном низкочастотном магнитном поле

К замедлению развития пластической неустойчивости кумулятивной струи и к увеличению тем самым ее эффективной длины может привести воздействие на растягивающуюся струю низкочастотного магнитного поля, ориентированного параллельно оси струи [20, 21].

Под низкочастотным понимается воздействие магнитного поля, характер изменения которого во времени и в пространстве обеспечивает возможность его полной диффузии в материал кумулятивной струи, так что значительную часть времени своего деформирования элементы струи удлиняются с проникшим в их глубь магнитным полем. Практически такое воздействие на струю реализуется с помощью удлиненного соленоида, располагаемого перед кумулятивным зарядом на пути движения струи. При соответствующем выборе параметров электрической цепи соленоида можно достичь того, что пролетающие сквозь него участки кумулятивной струи некоторое время (в зависимости от их скорости и длины соленоида) будут находиться в магнитном поле с практически неизменной интенсивностью.

Изменение магнитного поля в материале растягивающейся кумулятивной струи определяется не только диффузионными процессами, но и фактором генерации («накачки») поля, обусловленным в соответствии с эффектом «вмороженности» магнитного поля в вещество [22] удлинением частиц струи в направлении линий магнитной индукции проникшего в них поля. На этапе проникновения внешнего поля в струю оба этих фактора ведут к усилению поля в струе. Если же в результате «накачки» интенсивность поля в ней превышает интенсивность внешнего поля, диффузионные процессы, напротив, начинают препятствовать дальнейшему усилению поля в струе.

Эволюция магнитного поля в струе сопровождается циркуляцией вихревых азимутальных токов, взаимодействие которых с магнитным полем приводит к появлению радиальных электромагнитных усилий, действующих на кумулятивную струю. После усиления поля в струе до уровня интенсивности внешнего поля элементы струи за счет действия этих усилий подвергаются растяжению в радиальном направлении. При развитии пластической неустойчивости «накачка» магнитного поля в

струе должна протекать наиболее интенсивно в местах зарождения шеек, где происходит локализация осевых деформаций. Сопровождающее эту «накачку» увеличение растягивающих радиальных усилий в областях шейкообразования может, в принципе, стабилизировать процесс растяжения струи на «шеечной» стадии.

Проведенные экспериментальные исследования с воздействием низкочастотного магнитного поля на кумулятивную струю действительно свидетельствуют о некотором положительном влиянии такого воздействия на пробивное действие струи [20]. Эти эксперименты проводились с кумулятивным зарядом диаметром 50 мм. Магнитное поле на пути движения кумулятивной струи создавалось с помощью удлиненного соленоида в объеме цилиндрического канала длиной  $120 \div 250$  мм при удалении ближней границы области воздействия от торца заряда на  $50 \div 70$  мм. В качестве источника электрической энергии использовалась конденсаторная батарея, ее разряд на соленоид инициировался быстродействующим коммутатором, срабатывавшим с некоторым упреждением подрыва кумулятивного заряда, необходимым для нарастания магнитного поля в полости соленоида. При реализованных в данных экспериментах параметрах магнитных полей (значение магнитной индукции в максимуме до 10 Тл) сильных эффектов не проявлялось. Тем не менее глубина пробития практически во всех опытах, хотя и незначительно (в пределах 10 %), но превышала значения, полученные в сопоставимых условиях без электромагнитного воздействия.

С целью выяснения физических особенностей воздействия и оценки его параметров, позволяющих рассчитывать на заметное проявление стабилизирующего эффекта, процесс деформирования кумулятивной струи в продольном низкочастотном магнитном поле моделировался численно в рамках системы уравнений (1), (2). При этом для описания электромагнитных процессов в струе дополнительно использовалось предположение о слабом проявлении скин-эффектов с реализацией линейного распределения по радиусу  $r$  поперечного сечения стержня объемной плотности азимутальных индукционных токов в любой момент времени:

$$j_{\theta}(r, t) = \beta(t)r. \quad (10)$$

На основании закона электромагнитной индукции [22] для определения коэффициента  $\beta$ ,

зависящего только от времени, было получено обыкновенное дифференциальное уравнение [23]

$$\frac{d\beta}{dt} + 2\beta \left( \frac{2\eta}{\mu_0 R^2} - \dot{\varepsilon}_z \right) = \frac{2}{\mu_0 R^2} \left( \dot{\varepsilon}_z B_e - \frac{dB_e}{dt} \right), \quad (11)$$

где  $B_e$  — индукция внешнего магнитного поля.

Как показал анализ уравнения (11), при равномерном удлинении участка кумулятивной струи (с изменением его радиуса  $R$  и осевой скорости деформирования  $\dot{\varepsilon}_z$  в соответствии с соотношениями (7)) эволюция магнитного поля в материале струи определяется безразмерным параметром  $\varkappa = \dot{\varepsilon}_{z,b} \tau$ , где  $\tau = \mu_0 R_b^2 / 4\eta$  — постоянная времени диффузии (величины  $\dot{\varepsilon}_{z,b}$  и  $R_b$  соответствуют моменту начала воздействия поля). Этот параметр характеризует соотношение темпов диффузии и генерации поля в струе. Для случая равномерного деформирования струи в постоянном магнитном поле было установлено, что поле внутри струи, усиливаясь за счет растяжения, сравнивается с внешним полем через время  $t_e$ , определяемое зависимостью  $t_e = 1,05\tau / \varkappa^{0,42}$ , аппроксимирующей расчетные данные. Характерное значение времени  $t_e$ , например, для срединных элементов струи, формируемой кумулятивным зарядом диаметром 50 мм, к началу «шеечной» стадии составляет  $\approx 15$  мкс.

По мере равномерного удлинения струи основные характеристики электромагнитных процессов в зависимости от текущего коэффициента удлинения  $n$  изменяются в соответствии с соотношениями

$$\tau = \frac{\tau_0}{n}, \quad \varkappa = \frac{\varkappa_0}{n^2}, \quad t_e = \frac{t_{e,0}}{n^{0,16}},$$

где значения  $\tau_0$ ,  $\varkappa_0$  и  $t_{e,0}$  рассчитываются по параметрам элементов струи в момент их формирования, а коэффициент удлинения равен отношению текущей длины элемента к его начальной длине:  $n = l/l_0$ .

Электромагнитные усилия, действующие на кумулятивную струю при ее деформировании в магнитном поле, могут быть сведены к приложенному к поверхности струи магнитному давлению

$$p_m = \frac{B_e^2}{2\mu_0} - \frac{2}{R^2} \int_0^R \frac{B^2(r,t)}{2\mu_0} r dr, \quad (12)$$

зависящему от распределения магнитного поля  $B(r,t)$  внутри струи.

По истечении времени  $t_e$  после начала воздействия, когда интенсивность поля внутри струи превышает интенсивность внешнего поля, магнитное давление (12) становится отрицательным (электромагнитные усилия растягивают кумулятивную струю в радиальном направлении). Если это произошло до начала шейкообразования, то развитие пластической неустойчивости должно приводить к неравномерности распределения магнитного «растяжения» по длине струи с его усилением в областях зарождения шеек, где интенсифицируется генерация поля в частицах струи.

Задавая в уравнении (1) внешнее давление  $p_e$ , действующее на высокоградиентный стержень, согласно (12) и определяя эволюцию магнитного поля в различных сечениях стержня на основании (10), (11), можно проследить за развитием возмущений на поверхности кумулятивной струи при ее деформировании в магнитном поле. При проведении расчетов начальные параметры стержня задавались соответствующими началу «шеечной» стадии деформирования струи [6]. К этому моменту в материале струи предполагалось существующим магнитное поле той же интенсивности, что и внешнее.

Как показали расчеты [23], существенное влияние на характер деформирования кумулятивной струи в магнитном поле оказывает электропроводность ее материала. В случае идеально проводящей струи, сжимающей магнитное поле в отсутствие диффузионных потерь магнитного потока, начальные возмущения на ее поверхности полностью подавляются, предопределяя возможность ее безграничного удлинения. Рис. 5 иллюстрирует эволюцию возмущений при деформировании элемента струи в естественных условиях (рис. 5,а), а также при наличии в материале этого элемента (в предположении его идеальной проводимости) начального поля с индукцией 10 Тл (рис. 5,б).

При учете реальной конечной проводимости материала струи полного подавления возмущений не происходило, но их развитие замедлялось, приводя к увеличению предельного удлинения элементов кумулятивной струи. Было установлено, что стабилизирующее действие магнитного поля начинает заметно проявляться при его интенсивности

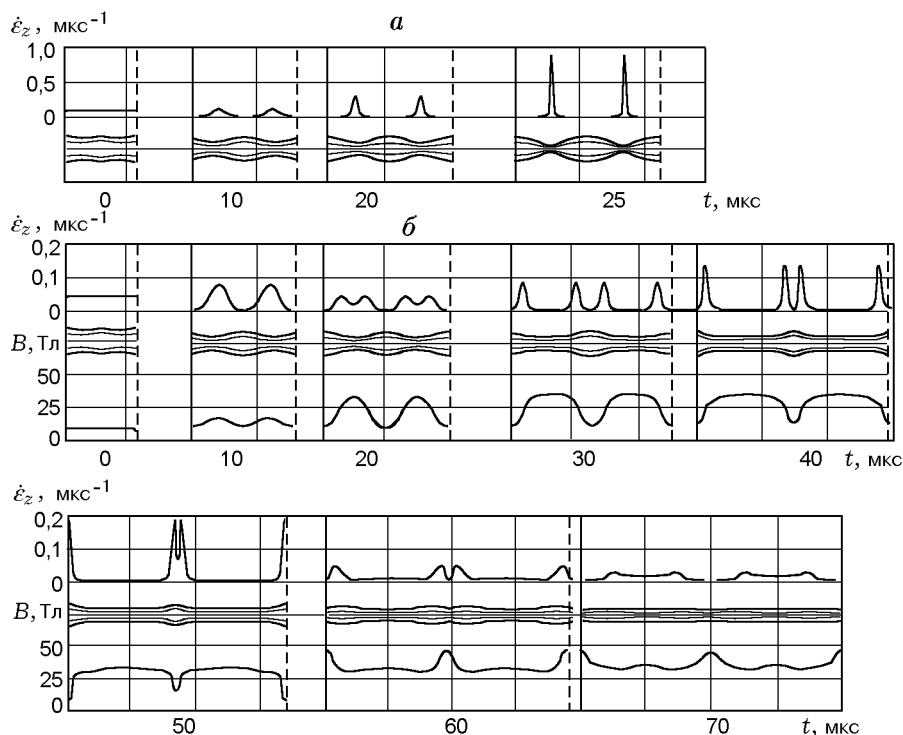


Рис. 5. Стабилизация деформирования элемента кумулятивной струи на «шеечной» стадии при воздействии низкочастотного магнитного поля:

*a* — естественное деформирование, *б* — деформирование при создании в материале элемента магнитного поля (в предположении идеальной проводимости)

$$B_e \approx \sqrt{2\mu_0\sigma\gamma/\lambda}, \quad (13)$$

где  $\lambda$  — безразмерный коэффициент, зависящий от соотношения темпов генерации и диффузии поля в струе. Диапазон характерных значений коэффициента  $\lambda$  для средних и хвостовых элементов медных струй, формируемых реальными кумулятивными зарядами, к началу «шеечной» стадии растяжения составляет  $0,1 \div 0,5$ . С учетом этих оценок из соотношения (13) можно установить, что заметное проявление стабилизирующего эффекта должно наблюдаться при деформировании струи в магнитном поле с индукцией порядка нескольких десятков тесла. При этом существенным является влияние масштабного фактора. С увеличением геометрических размеров струи (что приводит к увеличению коэффициента  $\lambda$ ) эффективность стабилизации ее растяжения в магнитном поле возрастает.

#### 1.4. Деформирование кумулятивной струи в продольном высокочастотном магнитном поле

Так же, как и в случае низкочастотного поля, целью воздействия высокочастотного маг-

нитного поля на кумулятивную струю является замедление развития пластической неустойчивости струи и увеличение ее эффективной длины [24]. Однако при этом реализуется несколько иной механизм стабилизации растяжения струи.

Вследствие скин-эффекта внешнее высокочастотное магнитное поле не проникает в глубь материала струи, индуцируя экранирующие его вихревые азимутальные токи в тонком поверхностном слое струи. Характерное значение частоты изменения поля, обеспечивающее малость толщины скин-слоя [22] по сравнению с поперечным размером струи, для медных струй диаметром несколько миллиметров составляет  $10^5 \div 10^6$  с<sup>-1</sup>. В результате взаимодействия индуцированных токов с магнитным полем возникают электромагнитные усилия, сжимающие струю и сосредоточенные также в ее тонком поверхностном слое. С учетом (12) при условии отсутствия поля внутри струи эти усилия эквивалентны по своему действию магнитному давлению

$$p_m = B_e^2/2\mu_0, \quad (14)$$

где  $B_e$  — индукция магнитного поля непосредственно у поверхности струи.

Обусловленное пластической неустойчивостью развитие возмущений на поверхности кумулятивной струи вызывает такое перераспределение магнитного поля  $B_e$  (а соответственно, и магнитного давления по длине струи), при котором происходит их усиление в местах выпуклостей и, напротив, ослабление в областях развивающихся перетяжек. Такое воздействие на струю может стабилизировать процесс ее растяжения.

Интенсивность магнитного поля, при которой возможно проявление стабилизирующего эффекта, можно оценить на основании уравнения (4) в предположении равномерности деформирования участка кумулятивной струи и малости отклонения формы его поверхности от цилиндрической. Очевидно, условием устойчивости деформирования струи будет обращение в нуль правой части (4). Выполнение этого условия приводит к следующему дифференциальному соотношению, которому должно удовлетворять распределение магнитного давления по длине элемента струи:

$$\frac{\partial p_m}{\partial z} = \frac{2\sigma_Y}{R} \frac{\partial R}{\partial z}.$$

Интегрируя это соотношение в предположении гармоничной формы возмущения поверхности струи

$$R(z) = R_u + \delta \cos(2\pi z/l_p), \quad (15)$$

где  $\delta$  — амплитуда возмущения,  $l_p$  — длина волны возмущения, находим, что перепад давления  $\Delta p_m$  между выпуклостью и перетяжкой, обеспечивающий отсутствие роста возмущения, должен составлять

$$\Delta p_m = 2\sigma_Y \ln \frac{1 + \delta/R_u}{1 - \delta/R_u}.$$

При относительной амплитуде возмущения  $\delta/R_u$  порядка нескольких процентов и значении предела текучести  $\sigma_Y$ , характерном для меди, на основании этого соотношения и выражения (14) находим, что магнитное давление того же порядка, что и  $\Delta p_m$ , возникает при интенсивности воздействующего магнитного поля порядка нескольких десятков тесла.

Процесс развития возмущений на поверхности кумулятивной струи при ее деформировании в высокочастотном магнитном по-

ле с действием на струю магнитного давления (14) моделировался численно в рамках системы уравнений (1), (2). В предположении, что частота изменения поля  $\omega$  позволяет считать струю идеально проводящей, распределение индукции магнитного поля в пространстве вблизи ее поверхности рассчитывалось на основании системы уравнений [22]

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = 0$$

при условии обращения в нуль нормальной составляющей вектора  $\mathbf{B}$  на поверхности струи с сохранением на достаточном удалении от нее исходного (невозмущенного) магнитного поля продольной ориентации с индукцией  $B_s$ , изменяющейся по закону  $B_s = B_{s,m} \sin \omega t$ . Для формы поверхности струи, описываемой соотношением (15), при небольших амплитудах возмущения радиальная  $B_{e,r}$  и осевая  $B_{e,z}$  компоненты вектора магнитной индукции на поверхности участка струи определяются соотношениями

$$B_{e,r} = -B_s \frac{2\pi\delta}{l_p} \frac{K_1(2\pi R/l_p)}{K_1(2\pi R_u/l_p)} \sin \frac{2\pi z}{l_p},$$

$$B_{e,z} = B_s \left[ 1 + \frac{2\pi\delta}{l_p} \frac{K_0(2\pi R/l_p)}{K_1(2\pi R_u/l_p)} \cos \frac{2\pi z}{l_p} \right],$$

где  $K_0$ ,  $K_1$  — функции Макдональда нулевого и первого порядков соответственно [25]. Приведенные соотношения свидетельствуют о том, что усиление поля  $B_e = \sqrt{B_{e,r}^2 + B_{e,z}^2}$  на поверхности выпуклостей и ослабление в областях перетяжек проявляются тем существеннее, чем короче длина волны возмущения и больше его амплитуда.

Как показали расчеты [24], при воздействии высокочастотного магнитного поля действительно возникают условия для увеличения эффективной длины кумулятивной струи, причем при определенных режимах воздействия это может происходить не только за счет изменения длины образующихся после разрыва струи элементов, но и за счет увеличения их количества. Рис. 6 иллюстрирует динамику естественного деформирования участка струи (рис. 6,а) и деформирования того же участка при воздействии одиночного синусоидального импульса магнитного поля продолжительностью 20 мкс с амплитудным значением индукции  $B_{s,m} = 30$  Тл (рис. 6,б).

## 2. СОЗДАНИЕ АКСИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛИЦОВКЕ КУМУЛЯТИВНОГО ЗАРЯДА ПЕРЕД ЕГО ПОДРЫВОМ

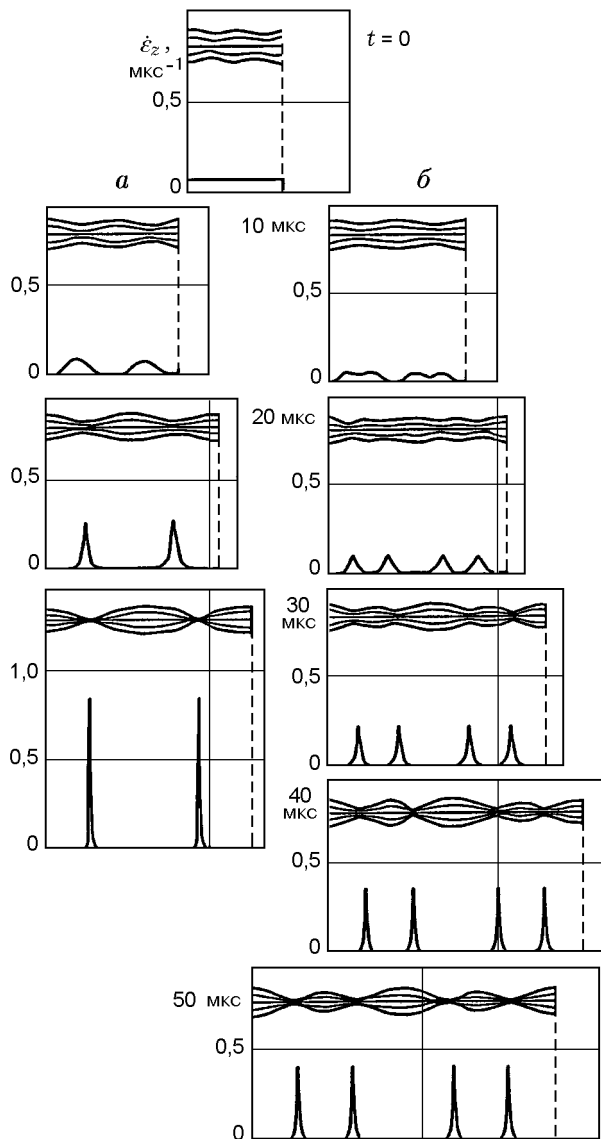


Рис. 6. Стабилизация деформирования элемента кумулятивной струи на «шеечной» стадии при воздействии высокочастотного магнитного поля:

*а* — естественное деформирование, *б* — деформирование при воздействии синусоидального импульса магнитного поля (в предположении идеальной проводимости)

При подрыве кумулятивного заряда с предварительно созданным в металлической облицовке кумулятивной выемки аксиальным магнитным полем реализуется режим обжатия облицовки, близкий к режиму функционирования магнитокумулятивного генератора (МКГ) — устройства для получения сверхсильных магнитных полей [26]. Принцип действия МКГ основан на явлении магнитной кумуляции — резком усилении начального (относительно слабого) поля, создаваемого внутри проводящей оболочки (лайнера), в процессе его компрессии, происходящей при быстром обжатии лайнера. При генерации сильных магнитных полей проявляются мощные механические, термические, электромагнитные эффекты [26]. Создание условий для реализации таких эффектов при подрыве кумулятивного заряда может повлиять на характер его функционирования.

В экспериментах, проводившихся с кумулятивным зарядом диаметром 50 мм, было зафиксировано, что создание магнитного поля в облицовке непосредственно перед подрывом заряда может резко снизить пробивное действие уже при интенсивности поля в десятые доли тесла [27]. При создании в облицовке поля с индукцией порядка 1 Тл пробитие вообще отсутствовало, при этом на поверхности стальной преграды под местом расположения заряда наблюдались лишь многочисленные мелкие кратеры с характерным размером, не превышающим 5 мм, и следы омеднения. Полученный результат, очевидно, свидетельствует о диспергировании материала облицовки в процессе ее обжатия и формирования кумулятивной струи.

Среди причин, рассмотренных в [27] для объяснения обнаруженного эффекта, наиболее вероятным выглядит предположение о проявлении факторов, связанных с резким усилением магнитного поля в области струеобразования. Однако механизм усиления поля при схлопывании кумулятивной облицовки представляется отличным от механизма, реализующегося в МКГ. В отличие от МКГ, лайнер которого имеет цилиндрическую форму и где создаются условия для его синхронного обжатия по всей длине, облицовка кумулятивного заряда схлопывается поэлементно от вершины к осно-

ванию. Усиление компрессируемого магнитного поля в области вершины, где сечение облицовки невелико, должно быть слабым и не должно препятствовать схлопыванию этой части облицовки с формированием головных элементов струи. В процессе формирования струи при соударении на оси заряда материал облицовки, прекращая свое движение в радиальном направлении, испытывает огромные деформации растяжения в осевом направлении, т. е. в направлении линий магнитной индукции созданного в облицовке поля. В соответствии с эффектом «вмороженности» магнитного поля в проводящее вещество [22] этот процесс должен приводить к генерации и усилению поля непосредственно в материале формирующейся струи.

Особенности генерации магнитного поля при высокоскоростном деформировании проводящей среды анализировались в [28] в рамках плоской квазидвумерной задачи магнитной гидродинамики несжимаемой жидкости. Применительно к условиям формирования кумулятивной струи полученные в [28] результаты для случая идеальной проводимости материала предопределяют экспоненциальный характер роста интенсивности магнитного поля в точке контакта схлопывающихся элементов облицовки:

$$B = B_0 \exp(\dot{\varepsilon}_{z,c} t). \quad (16)$$

Здесь  $B_0$  — индукция начального магнитного поля, созданного в облицовке,  $\dot{\varepsilon}_{z,c}$  — скорость осевой деформации частиц облицовки в области струеобразования.

Оценку степени влияния диффузионных процессов в материале облицовки с конечной проводимостью на темп усиления поля можно получить с помощью введенного в [28] безразмерного параметра  $\varkappa$ , характеризующего соотношение темпов генерации и диффузии поля. В рассматриваемом случае этот параметр может быть представлен как  $\varkappa = \eta / \mu_0 R_0 u_c$ , где  $u_c$  — скорость схлопывания облицовки,  $R_0$  — радиус формирующейся кумулятивной струи. В характерных условиях струеобразования, реализующихся при схлопывании медных кумулятивных облицовок, значение  $\varkappa$  порядка 0,001, что свидетельствует о существенно более быстром темпе «накачки» магнитного поля по сравнению с темпом его диффузионного «раскасывания».

Учитывая несущественность влияния диффузионных процессов и оценивая харак-

терное значение величины  $\dot{\varepsilon}_{z,c}$  соотношением  $u_c / R_0$ , на основании (16) можно установить, что темп роста интенсивности магнитного поля в области струеобразования за времена, лежащие в пределах характерного времени схлопывания облицовки, должен обеспечивать его усиление в сотни и тысячи раз. Таким образом, при создании в облицовке кумулятивного заряда начального поля с индукцией порядка 0,1 Тл [27] спустя некоторое время после начала ее схлопывания интенсивность поля в области формирования струи может достигнуть уровня 100 Тл. Следствием столь значительного усиления поля может стать проявление мощных механических и термических эффектов. Как показывают простейшие оценки [28], темп разогрева материала в зоне образования струи при «накачке» в нем поля до 100 Тл может достигать 1000 К/мкс. Силовое же действие такого поля оценивается магнитным давлением порядка 10 ГПа, что соответствует давлениям, возникающим при детонации ВВ [18].

Мощный разогрев области струеобразования, способный перевести материал формирующейся струи не только в жидкое, но и в парообразное состояние с реализацией его термического взрыва, при одновременном мощном «распирающем» действии электромагнитных сил может привести к диспергированию струеобразующей зоны облицовки и невозможности дальнейшего формирования кумулятивной струи. Такой сценарий развития событий при схлопывании кумулятивной облицовки с созданным в ней магнитным полем неплохо коррелирует с результатами экспериментов [27]. Фиксируемое в них остаточное пробитие кумулятивным зарядом, как представляется, обеспечивается той частью струи, которая успевает сформироваться до момента «критической накачки» магнитного поля. Очевидно, эта часть струи должна уменьшаться с увеличением интенсивности начального поля, создаваемого в облицовке.

Влияние магнитного поля на процесс струеобразования исследовалось в рамках численного решения двумерной задачи о соударении под углом плоских струй сжимаемой идеально проводящей жидкости при наличии в материале струй магнитного поля, ориентированного параллельно плоскости соударения. На рис. 7 показаны струйные течения, возникающие в отсутствие магнитного поля (рис. 7, а) и

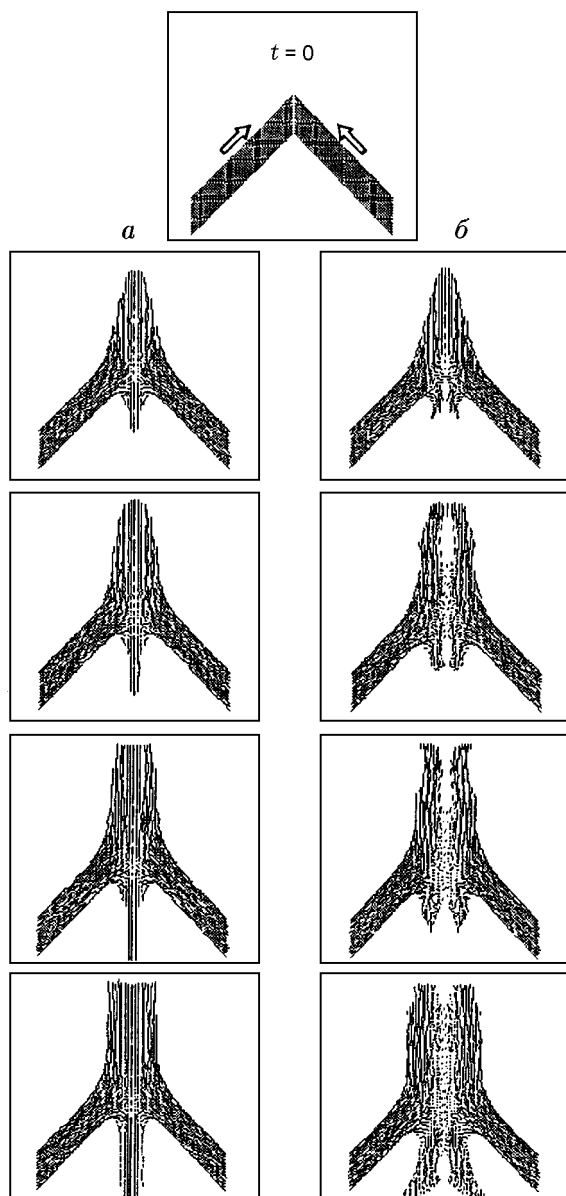


Рис. 7. Эволюция течения при плоском соударении струй сжимаемых идеально проводящих жидкостей:

*a* — в отсутствие магнитного поля, *б* — при наличии в материале струй магнитного поля, параллельного плоскости соударения, съемка проведена в одни и те же моменты времени для случаев *a*, *б*

при интенсивности начального поля  $B_0 = 5$  Тл (рис. 7, *б*). Как видно из рис. 7, *б*, наличие магнитного поля приводит к невозможности образования струи, движущейся вдоль плоскости соударения. Причиной этого является резкое усиление интенсивности поля в контактной области, где материал соударяющихся струй, вынужденный растекаться в поперечном направлении, претерпевает большие деформации удлинения вдоль линий магнитной индукции, что и обеспечивает генерацию поля. Возникающие при усилении поля распирающие электромагнитные усилия в итоге делают невозможным дальнейшее деформирование частиц в зоне растекания струй, как бы «замораживая» эту область и тем самым «запирая» вытекающую струю.

Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают гипотезу о способности «деформационного» механизма генерации магнитного поля существенно «расстроить» кумулятивное действие взрыва, хотя, очевидно, окончательная ясность в данном вопросе может быть установлена после проведения рентгенографических исследований.

### 3. СОЗДАНИЕ В ПРОВОДЯЩЕЙ ПРЕГРАДЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ПОПЕРЕЧНОГО К НАПРАВЛЕНИЮ ДВИЖЕНИЯ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ

Условия деформирования, приводящие к интенсивной генерации и усилению магнитного поля, возникают также при проникании высокоскоростного ударника в проводящую преграду с предварительно созданным в ней поперечным полем [29]. При этом в соответствии с эффектом «вмороженности» магнитного поля в вещество усиление поля обусловлено очень большими деформациями растяжения частиц граничащего с ударником слоя преграды вдоль линий магнитной индукции.

Для плоской схемы взаимодействия в случае идеально проводящей преграды рост интенсивности поля в области контакта с головной частью ударника происходит в соответствии с соотношением [28]

$$B = B_0 \exp(L/d_p), \quad (17)$$

где  $B_0$  — индукция начального магнитного поля, созданного в преграде,  $d_p$  — толщина области генерации поля (определяющаяся поперечным размером ударника),  $L$  — текущая глуби-



на проникания. Для сред с конечной электропроводностью предельное магнитное поле в материале преграды в процессе проникания ударника зависит от величины безразмерного параметра  $\alpha$  [28], равного отношению характерного времени деформирования преграды к характерному времени диффузии магнитного поля:  $\alpha = \eta/\mu_0 d_p u_p$ , где  $u_p$  — скорость проникания. При проникании в металлическую преграду со скоростью несколько километров в секунду ударника с поперечным размером  $\approx 1$  мм значение  $\alpha$  составляет  $\approx 0,01$ . Малость значения  $\alpha$  свидетельствует о том, что при высокоскоростном проникании диффузионные процессы не должны играть определяющей роли, исключая возможность значительного усиления предварительно созданного в преграде магнитного поля. В реальных условиях пределы этого усиления могут быть связаны с термическими и механическими эффектами, проявление которых возможно в сильных магнитных полях [26].

Среди высокоскоростных ударников наибольшей пробивной способностью обладают кумулятивные струи, глубина проникания которых в металлическую преграду может на два порядка превышать диаметр струи. В соответствии с (17) при проникании струи в проводящий материал с магнитным полем возникают условия для «накачки» поля до уровня, при котором его силовое действие станет сопоставимым с давлением ударного нагружения.

Особенности течения, возникающего при проникании кумулятивной струи в идеально проводящую преграду с магнитным полем, анализировались в рамках плоской схемы взаимодействия на основе упрощенной квазидвумерной модели, учитывающей силовое действие компрессируемого поля [30]. За основу принималась гидродинамическая теория проникания [18], и процесс проникания рассматривался как прямое соударение двух струй несжимаемых жидкостей. В струе, соответствующей преграде, индукция поперечного магнитного поля  $B_0$  в начальный момент времени задавалась равномерно распределенной по длине струи. Полагалось, что магнитное поле в материале кумулятивной струи отсутствует в течение всего процесса проникания.

Некоторые результаты расчетов приведены на рис. 8, где показано изменение с течением времени скорости движения  $v_z$ , продольной скорости деформирования  $\dot{\epsilon}_z$  и магнитной индукции  $B$  в трех фиксированных точках пре-

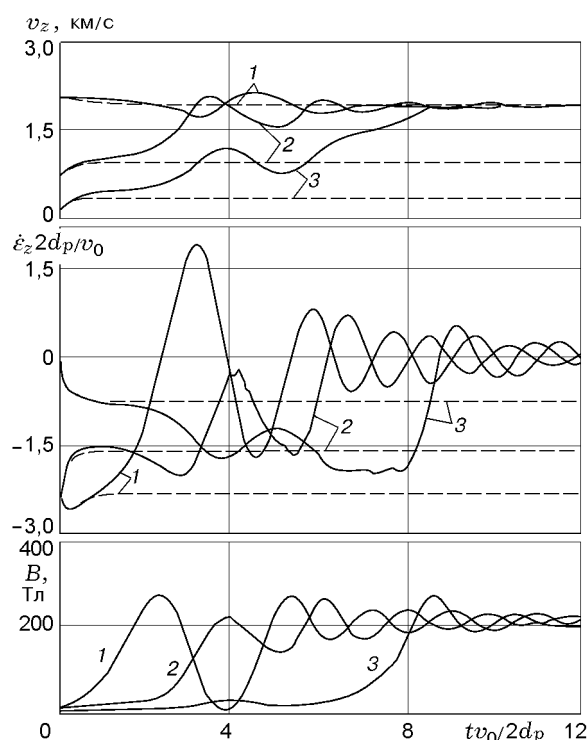


Рис. 8. Изменение параметров в контактной области идеально проводящей преграды с магнитным полем  $B_0 = 10$  Тл при проникании в нее кумулятивной струей:

1 — на границе контакта с кумулятивной струей, 2 — в глубине преграды на расстоянии  $d_p/8$  от границы контакта, 3 — на расстоянии  $d_p/4$ , штриховые линии — проникание в отсутствие поля

грады при проникании в нее кумулятивной струи, движущейся со скоростью  $v_0 = 4$  км/с (здесь  $d_p$  — поперечный размер соударяющихся струй). По мере проникания струи в преграду с магнитным полем проявляется тенденция к выравниванию параметров во всех расчетных точках, которая реализуется в ходе затухающего колебательного процесса. Эта тенденция связана с формированием в преграде непосредственно у границы контакта со струей «жесткого ядра» — недеформирующейся области, движущейся как единое целое. В процессе проникания толщина «жесткого ядра» непрерывно увеличивается в связи с присоединением к нему все новых слоев преграды.

Физический механизм формирования «жесткого ядра» достаточно очевиден. Генерация магнитного поля в преграде при проникании происходит сначала в непосредственной близости от границы контакта с кумулятивной струей, где локализованы

деформации. Усиление поля в этой области сопровождается появлением электромагнитных усилий, распирающих материал преграды. При достижении этими усилиями определенного значения частицы преграды у границы контакта со струей теряют способность к дальнейшим деформациям (к сжатию в продольном направлении и растяжению в поперечном), и рост интенсивности поля в них прекращается. Двигаясь как единое целое, они начинают деформировать следующие за ними слои в глубине преграды, куда перемещается и область генерации поля. При этом вследствие инерционных свойств материала преграды магнитное поле в ее частицах «накачивается» до уровня, при котором возникающие электромагнитные силы превышают действующее в процессе проникания гидродинамическое давление. В результате слои преграды, где это произошло, начинают расширяться в продольном направлении, что и является причиной возникновения колебательного процесса.

Таким образом, силовое действие магнитного поля накладывает ограничение на пределы его усиления. Рост интенсивности поля в преграде происходит лишь на начальной стадии проникания кумулятивной струи, а в дальнейшем ее движение приводит только к увеличению размеров области, где интенсивность поля достигла своего предельного значения. При этом, как следует из расчетов, предельное усиление магнитного поля определяется равенством гидродинамического и магнитного давлений на границе контакта струи и преграды, что позволяет рассчитывать на генерацию полей мегагауссного уровня в процессе проникания струй.

Очевидно, формирование недеформирующейся области перед кумулятивной струей приводит к ужесточению условий ее проникания, так как деформирование глубинных слоев преграды, удаленных от границы контакта со струей, затруднено необходимостью вытеснения значительных дополнительных объемов материала.

При проникании кумулятивной струи в преграду с магнитным полем область с сильным полем должна формироваться не только перед струей, но и со стороны ее боковой поверхности. Это связано с тем, что при удлинении в поперечном направлении частицы преграды, находящиеся на пути движения струи, смещаются в стороны и оказываются

в слое материала на боковой поверхности каверны, сохраняя приобретенную в результате своего деформирования высокую интенсивность поля. Кроме того, генерация магнитного поля должна происходить и непосредственно в самом боковом поверхностном слое каверны за счет его интенсивного сдвигового деформирования в процессе проникания. Находящиеся в этом слое волокна материалов, первоначально ориентированные, как и поле, поперечно к направлению движения струи, в процессе взаимодействия разворачиваются в направлении проникания с увеличением своей длины. В соответствии с эффектом «вмороженности» это должно приводить к усилению связанного с ними поля, которое в данном случае реализуется в форме альфвеновской волны [22], распространяющейся от поверхности каверны вдоль линий индукции начального поля. В предположении несжимаемости материала преграды с плотностью  $\rho_b$  предельное усиление магнитного поля в этой волне определяется значением  $u_p \sqrt{\mu_0 \rho_b}$ , оцениваемым также мегагауссным уровнем.

Следствием формирования вдоль границы каверны «магнитного» слоя с высокой интенсивностью поля может быть проявление еще одного эффекта — взрывоподобного разлета материала этого слоя со схлопыванием образованной струей каверны. Предпосылки к такому разлету возникают вследствие интенсивного джоулева разогрева «магнитного» слоя и действующего в нем магнитного давления. С обращенной внутрь каверны стороны «магнитный» слой ограничен лишь тонким слоем материала сработавшей части кумулятивной струи, который, очевидно, не способен сдержать мощного распирающего действия электромагнитных сил. Скорость метания этого слоя может быть оценена на основе подхода Гарни [18], используемого при определении метательного действия продуктов детонации зарядов ВВ. В предположении линейности распределения скорости частиц по толщине расширяющейся «магнитной» пелены уравнение баланса кинетической и магнитной энергий приводит к следующему выражению для предельной скорости схлопывания каверны:

$$u_{c,\max} = \frac{B_c}{\sqrt{\mu_0 \rho_b}} \sqrt{\frac{3\psi}{3 + \psi}}, \quad (18)$$

где  $B_c$  — достигнутая в результате генерации интенсивность поля в «магнитном» слое,  $\psi$  —

безразмерный коэффициент нагрузки, характеризующий соотношение масс расширяющегося «магнитного» слоя преграды и метаемого (инертного) слоя материала сработавшей части струи.

В соответствии с соотношением (18) при интенсивностях поля  $\approx 100$  Тл, обеспечиваемых генерацией в процессе высокоскоростного проникания, скорость разлета поверхностного слоя пробойны может достигать нескольких километров в секунду, что соответствует уровню скоростей при метании тел конденсированными ВВ [16]. Мощное импульсное воздействие на проникающую кумулятивную струю может привести к ее разрушению.

Таким образом, при проникании кумулятивной струи в проводящую преграду с магнитным полем возможно проявление эффектов, способных привести к снижению пробивного действия струи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Лаврентьев М. А.** Кумулятивный заряд и принципы его работы // Успехи мат. наук. 1957. Т. 12, вып. 4. С. 41–56.
2. **Титов В. М.** Возможные режимы гидродинамической кумуляции при схлопывании облицовки // Докл. АН СССР. 1979. Т. 247, № 5. С. 1082–1084.
3. **Walters W. P., Zucas J. A.** Fundamentals of Shaped Charges. N.Y.: John Wiley and Sons, 1989.
4. **Chou P. C., Carleone J.** The stability of shaped-charge jets // J. Appl. Phys. 1977. V. 48, N 10. P. 4187–4194.
5. **Romero L. A.** The instability of rapidly stretching plastic jets // J. Appl. Phys. 1989. V. 65, N 8. P. 3006–3016.
6. **Бабкин А. В., Ладов С. В., Маринин В. М., Федоров С. В.** Закономерности растяжения и пластического разрушения металлических кумулятивных струй // Прикл. механика и техн. физика. 1999. Т. 40, № 4. С. 25–35.
7. **Бабкин А. В., Ладов С. В., Маринин В. М., Федоров С. В.** Особенности инерционного растяжения кумулятивных струй в свободном полете // Прикл. механика и техн. физика. 1997. Т. 38, № 2. С. 3–9.
8. **Федоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В.** Развитие магнитогиродинамической неустойчивости на подвергающейся электродинамическому воздействию кумулятивной струе // Оборонная техника. 1998. № 1–2. С. 49–56.
9. **Littlefield D. L., Powell J. D.** The effect of electromagnetic fields on stability of uniformly elongating plastic jet // Phys. Fluids. 1990. V. A2, N 12. P. 2240.
10. **Pollock C. E.** Electromagnetic effects of the natural hydrodynamic instability of stretching, high velocity, metallic jets // Proc. of the 6th Intern. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. Albuquerque, New Mexico, USA, 1992.
11. **Павловский А. И., Пляшкевич Л. Н., Шувалов А. М., Бродский А. Я.** Экспериментальные исследования разрушения кумулятивной струи импульсом тока // Журн. техн. физики. 1994. Т. 64, № 2. С. 76–82.
12. **Матросов А. Д., Швецов Г. А.** Экспериментальное исследование токовой неустойчивости кумулятивных струй // Прикл. механика и техн. физика. 1996. Т. 37, № 4. С. 9–14.
13. **Shvetsov G. A., Matrosov A. D., Babkin A. V. et al.** Disruption of shaped-charge jets due to axial current // Proc. of the 18th Intern. Symp. on Ballistics. San Antonio, TX, USA, 1999. V. 1. P. 581–587.
14. **Бабкин А. В., Колычев М. Е., Ладов С. В., Федоров С. В.** О возможном механизме разрушения кумулятивной струи импульсом тока // Оборонная техника. 1995. № 4. С. 47–54.
15. **Швецов Г. А., Матросов А. Д.** Токовая неустойчивость кумулятивных струй // IV Междунар. конф. «Лаврентьевские чтения»: Тез. докл. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО РАН, 1995. С. 132.
16. **Швецов Г. А., Матросов А. Д., Бабкин А. В. и др.** Поведение металлических кумулятивных струй при пропускании по ним импульсного электрического тока // Прикл. механика и техн. физика. 2000. Т. 41, № 3. С. 19–25.
17. **Бабкин А. В., Кружков В. А., Ладов С. В. и др.** Поведение металлических кумулятивных струй под действием импульса тока // Мегагауссовая и мегаамперная импульсная технология и применения: Тр. VII Междунар. конф. по генерации мегагауссовых магнитных полей и родственными экспериментам. Саров: ВНИИ эксперим. физики, 1997. С. 992–997.
18. **Физика взрыва** / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, Р. П. Челышев, Б. И. Шехтер / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
19. **Маринин В. М., Бабкин А. В., Колпаков В. И.** Методика расчета параметров функционирования кумулятивного заряда // Оборонная техника. 1995. № 4. С. 34–39.
20. **Бабкин А. В., Маринин В. М., Федоров С. В.** Воздействие продольного низкочастотного магнитного поля на растягивающуюся кумулятивную струю // Оборонная техника. 1993. № 9. С. 40–46.
21. **Федоров С. В., Бабкин А. В., Боткин Д. С.** Влияние продольного низкочастотного магнит-

- ного поля на процесс деформирования кумулятивной струи в свободном полете // IV Междунар. конф. «Лаврентьевские чтения»: Тез. докл. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО РАН, 1995. С. 158.
22. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
23. Фёдоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. О возможности стабилизации растяжения кумулятивной струи в продольном низкочастотном магнитном поле // Оборонная техника. 1999. № 1–2. С. 48–56.
24. Бабкин А. В., Фёдоров С. В., Ладов С. В. Поведение высокоградиентных пластически неустойчивых металлических струй в продольном высокочастотном магнитном поле // Материалы Междунар. науч. конгресса «Фундаментальные проблемы естествознания». СПб, 1998. С. 12.
25. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1966.
26. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
27. Фёдоров С. В., Бабкин А. В., Ладов С. В. О влиянии магнитного поля, создаваемого в обливке кумулятивного заряда, на его пробивное действие // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 5. С. 145–146.
28. Фёдоров С. В., Бабкин А. В., Колпаков В. И. О возможности генерации сильных магнитных полей в проводящих материалах при проникании в них высокоскоростных тел // Прикл. механика и техн. физика. 2000. Т. 41, № 3. С. 13–18.
29. Фёдоров С. В., Бабкин А. В., Колпаков В. И. Проникание высокоскоростного тела в проводящую преграду с магнитным полем // Материалы Междунар. науч. конгресса «Фундаментальные проблемы естествознания». СПб, 1998. С. 216–217.
30. Фёдоров С. В., Бабкин А. В., Колпаков В. И. О возможности компрессии магнитного поля в проводящей преграде при высокоскоростном проникании // Оборонная техника. 1999. № 1–2. С. 68–77.

*Поступила в редакцию 24/VIII 2000 г.*

---