

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО УСКОРЕНИЯ ПРОВОДНИКОВ

С. А. Калилман, А. В. Хорев

(Чебоксары)

Одно из приложений техники сильных импульсных магнитных полей — устройства для высокоскоростного метания, состоящие из емкостного накопителя энергии (ЕНЭ) и ускоряющей системы, в которой проводник разгоняется электромагнитными силами по направляющим токоподводящим рельсам [1—3]. Необходимость увеличения предельной по условиям нагрева скорости тел малого поперечного сечения, уменьшения интенсивности процесса дугообразования в подвижном контакте проводник — направляющие токоподводящие рельсы привела к разработке устройств с дополнительным трансформатором [2, 3], в которых токоподводящие рельсы подключены ко вторичной обмотке с большим числом витков, а ток, создающий ускоряющее магнитное поле, протекает по одному витку первичной обмотки. Разновидностью подобных устройств является схема с контуром подмагничивания [3], включенным последовательно с рельсами и ускоряемым проводником, которую можно назвать автотрансформаторной. Обе эти схемы позволяют сохранить величину объемной плотности ускоряющей силы при уменьшении тока в проводнике за счет увеличения индукции магнитного поля контура подмагничивания. Распространенный подход к исследованию процессов ускорения — применение теории цепей с сосредоточенными параметрами [4]. Однако при этом не удается учесть нелинейную диффузию и конвекцию поля в проводник, динамику уменьшения его массы при разгоне.

1. Отвлекаясь от конкретных конструктивных особенностей автотрансформаторных ускоряющих устройств, для выявления факторов, определяющих процесс ускорения, рассмотрим одномерную модель, состоящую из плоских контуров (рис. 1). Собственная индуктивность ЕНЭ учтена путем установки ускоряемого тела на некотором расстоянии l_{02} от начала рельс. Расчеты велись по величинам индукции магнитного и напряженности электрического полей, что равносильно рассмотрению эквивалентных плоских шин с единичными шириной h и расстоянием между рельсами.

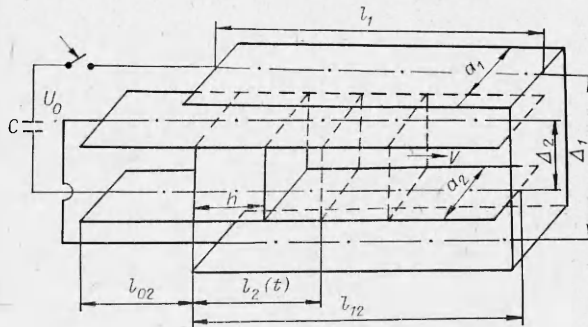


Рис. 1

В системе координат, связанной с внешней поверхностью твердой фазы проводника в пренебрежении токами смещения, уравнение, описывающее взаимодействие электромагнитного поля, имеет вид [5]

$$(1.1) \quad \frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial x} \right] - \frac{\partial (uB)}{\partial x},$$

где $\mathbf{B} = -\mathbf{k}B$ — вектор индукции магнитного поля; $\mathbf{u} = \mathbf{i}u$ — скорость течения жидкой фазы в выбранной системе координат; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м; $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ — единичные орты по осям x, y, z .

Считаем, что удельное электрическое сопротивление вплоть до температуры кипения линейно зависит от вводимой энергии [5]. Тогда

$$(1.2) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{k\rho}{\gamma \mu_0} \left[\frac{\partial B}{\partial x} \right]^2.$$

Здесь k — размерная постоянная, значение которой для ряда металлов приведено в [2]; γ — плотность материала проводника.

Уравнение движения для скорости v и перемещения l есть

$$(1.3) \quad \frac{\partial v}{\partial t} = \{[B_1 + B_2(-h(t), t)]^2 - B_1^2\} / [2\mu_0 \gamma h(t)], \quad \frac{\partial l}{\partial t} = v,$$

где B_1, B_2 — составляющие результирующего ускоряющего магнитного поля, обусловленные соответственно контуром подмагничивания и рельсами.

Так как боковая поверхность ускоряемого проводника $h\Delta_2$ примерно на порядок меньше площади контура подмагничивания $l_1\Delta_1$, то в дальнейшем пренебрегаем изменением магнитного потока контура подмагничивания вследствие диффузии поля в ускоряемый проводник. Тогда левое граничное условие при $x = -h(t)$ определяется электротехническими уравнениями разряда емкостного накопителя:

$$U = B_2 \frac{a_2}{\mu_0} r + \frac{d}{dt} [w_1 B_1 l_1 \Delta_1 + w_1 B_2 l_2(t) \Delta_2 + B_2 l_{02} \Delta_2] + \\ + \frac{d}{dt} [B_2 l_2(t) \Delta_2 + B_1 l_2(t) \Delta_2] + E \Delta_2, \quad \frac{dU}{dt} = - \frac{a_2 B_2}{\mu_0 C} = - \frac{a_1 B_1}{w_1 \mu_0 C},$$

где U — напряжение на емкости; C — емкость накопителя; r — эквивалентное суммарное активное сопротивление ускорителя и емкостного накопителя; w_1, l_1, Δ_1, a_1 — число витков, эквивалентные длина, междушинный зазор и ширина токовой полосы контура подмагничивания; $l_2(t), \Delta_2, a_2$ — перемещение ускоряемого проводника, эквивалентные междурельсовый зазор и ширина токовой полосы рельс.

Для известной конструкции эквивалентные параметры одномерной расчетной модели находятся исходя из равенства составляющих индуктивностей модели и конструкции, а значения индукции берутся в виде $B_1 = k_1 \mu_0 w_1 i / a_1$, $B_2 = k_2 \mu_0 i / a_2$, где k_1, k_2 — безразмерные коэффициенты ($k_{1,2} \in [0, 1]$), определяемые в каждом конкретном случае по результатам физического моделирования, методика которого изложена в [6]; i — ток разряда.

Переходя к напряженности электрического и результирующей $B = B_1 + B_2$ индукции магнитного поля, получим левое граничное условие

$$(1.4) \quad E(-h(t), t) = E_1(t) - \frac{d}{dt} [B(-h(t), t)(L(t) + l_2(t))] - B(-h(t), t)rc\alpha,$$

$$L(t) = [w_1 w_0^* l_1 \Delta_1 / \Delta_2 + w_1 l_2(t) + l_{02}] / (w_0^* + 1),$$

$$\alpha = a_2 / [\mu_0 \Delta_2 (w_0^* + 1)], \quad w_0^* = w_1 a_2 / a_1;$$

$$(1.5) \quad \frac{dE_1}{dt} = -B(0, t) / [\mu_0 (w_0^* + 1) C_1], \quad C_1 = C \Delta_2 / a_2, \quad E_1 = U / \Delta_2.$$

Правое граничное условие $x = 0$, $B(0, t) = B_1(t)$. Начальные условия: $t = 0$, $U = U_0$, $B(x, 0) = 0$, $E(x, 0) = 0$, $l_2(0) = l_{02}$, $v(0) = 0$.

Интегрирование ведется до момента времени t_1 , при котором $l_2(t_1) = l_{12}$ — длина рельс, вдоль которых происходит ускорение.

Система (1.1)–(1.5) должна быть дополнена уравнениями, описывающими изменение массы ускоряемого проводника при разгоне. Как показано в [7, 8], при взаимодействии сильного импульсного магнитного поля с проводниками изменение геометрических размеров проводника связано с процессом выброса вещества из скин-слоя вследствие «быстрого» взрыва (потери проводимости паров металла) и «медленного» взрыва (выброса расплавленного металла вдоль силовых линий).

Первый механизм учтем, предполагая, что проводимость теряется скачком, если теплосодержание единицы объема превысит Q_1 — теплоту сублимации (идеализированный взрыв скин-слоя).

Точки проводника, где $Q > Q_1$, отбрасываем. Считая течение жидкого металла стационарным и пренебрегая неоднородностью внутреннего

давления в нем, из закона Бернулли скорость течения жидкого металла в направлении z запишем в виде $v_1 = \sqrt{2p_1/\gamma}$ (p_1 — давление на границе жидкой и твердой фаз).

Из условия несжимаемости жидкости с учетом, что выброс металла возможен только по z -координате, для скорости смещения поверхности проводника получим

$$u_1 = 2v_1 h_1 / a_2.$$

Здесь h_1 — протяженность жидкой фазы (расстояние от поверхности проводника до точки, где теплосодержание единицы объема равно Q_2 — полному удельному теплосодержанию жидкой фазы); коэффициент 2 учитывает выброс металла в обе стороны. Зададим линейное распределение скорости внутри жидкого слоя $u(x, t) = u_1(1 - |x|/h_1)$.

Принятое распределение скорости не приводит к большим погрешностям, так как предварительные расчеты показали, что $u \ll c$ — скорости звука в жидком металле, а протяженность жидкой фазы $h_1 \ll h$.

Используя принцип Даламбера и условие равновесия для внутреннего давления $p(x, t)$, найдем

$$p(x, t) = - \int_{-h}^x (f_1 - f_2) dx,$$

где f_1, f_2 — объемная плотность электромагнитных и инерционных сил:

$$f_1 = - \frac{B(x, t)}{\mu_0} \frac{\partial B(x, t)}{\partial x}, \quad f_2 = - \frac{B^2(-h, t) - B_1^2(t)}{2\mu_0 h}.$$

В том случае, когда $p_1 > 0$, на границе жидкой и твердой фаз возникают растягивающие усилия, которые при превышении некоторого порогового значения отрывают слой жидкого металла от твердого проводника. Таким образом, при $p_1 > \sigma_e$ (σ_e — напряжение отрыва, определяемое коэффициентом поверхностного натяжения и вязкостью, в наших расчетах с учетом импульсного характера нагрузок принято $\sigma_{eA1} = 10^2$ Па) слой протяженностью h_1 отбрасывается и граница поверхности перемещается на границу твердой фазы.

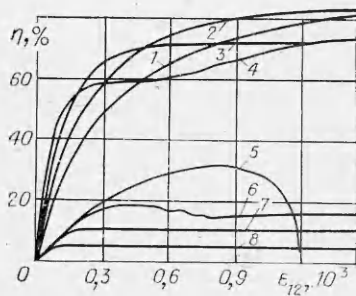
Принятая расчетная модель не учитывает всего многообразия процессов в твердой, жидкой и парообразной фазах: 3-мерный нестационарный (волновой) характер разлета, развитие МГД-неустойчивостей в жидком металле, ударные волны и хрупкое разрушение твердой фазы. Однако она не только правильно отражает пороговый характер процессов и основные стороны явления в целом, но в отличие от [3, 5] позволяет проследить динамику уменьшения массы и изменения фазового (процентное соотношение между твердой, жидкой и парообразной фазами) состояния проводника в процессе ускорения, что дает возможность исследовать связь процесса уменьшения массы проводника с электрическими параметрами разрядного контура и эффективностью работы ускорителя.

2. Полученная система уравнений при заданных граничных и начальных условиях решалась в безразмерном виде методом конечных разностей по чисто неявной схеме [9, 10]. При этом использовался метод раздельных прогонок для полностью консервативной разностной схемы [9].

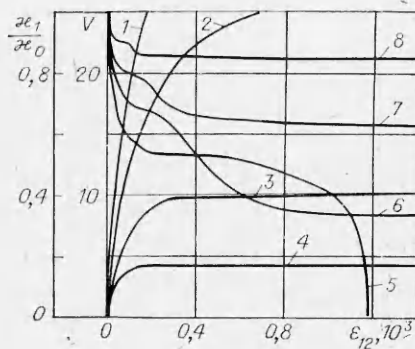
Учет нелинейности уравнения (1.1) производился методом последовательных приближений, в котором значения неизвестных функций брались с предыдущих итераций.

В качестве базисных использовались величины $C^* = C_1$, $x^* = (C_1 \rho_0^2 / \mu_0)^{1/3}$, $t^* = (x^*)^2 \mu_0 / \rho_0$, $B^* = (2Q_1 \mu_0)^{1/2}$, $E^* = B^* \rho_0 / (\mu_0 x^*)$, $r^* = \rho_0 / x^*$.

Выбор в качестве базисной величины x^* — эквивалента толщины скин-слоя при максимально возможной частоте разряда — позволяет взять шаг сетки по пространству h такой, чтобы изменение напряженности поля в его пределах обеспечивало требуемую точность расчетов. Пара-



Р и с. 2



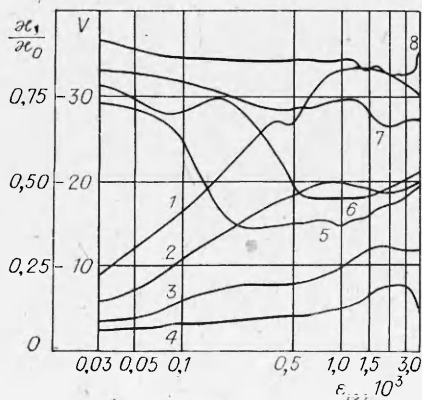
Р и с. 3

метры решения: $e_0 = U_0/(\Delta_2 E^*)$, $\kappa_0 = h/x^*$, $\kappa_1 = h(t_1)/x^*$, $\varepsilon_{02} = l_{02}/x^*$, $\varepsilon_1 = l_1/x^*$, $\varepsilon_{12} = l_{12}/x^*$, $\xi = Q_2/Q_1$, $\sigma = \rho_0^2 \gamma / (2\mu_0 Q_1)$, $\nu = 2\mu_0 Q_1 k / (\rho_0 \gamma x^*)$, $\mu = rx^*/\rho_0$ при переменных $\kappa = h(t)/x^*$, $\varepsilon_2 = l_2(t)/x^*$, $V = vt^*/x^*$.

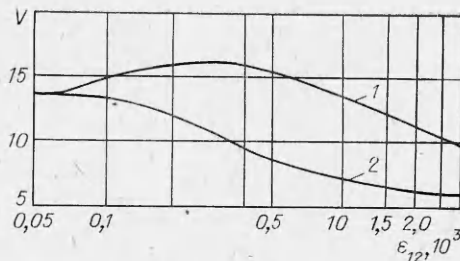
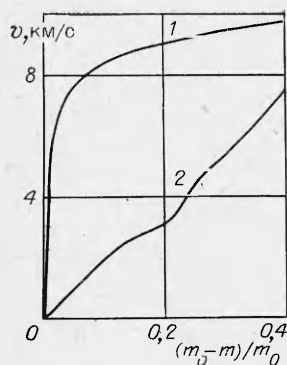
Анализ результатов расчета начнем со схемы без контура подмагничивания ($w_1 = 0$). Рассматривался алюминиевый проводник с характеристиками материала, приведенными в [5]. На рис. 2,3 представлены значения КПД преобразования энергии емкостного накопителя в кинетическую энергию ускоряемого тела, скорости и массы проводника, отнесенной к ее начальному значению в функции ε_{12} , для различных значений κ_0 (кривые 1, 5 — $\kappa_0 = 38$; 2, 6 — 76; 3, 7 — 191; 4, 8 — 477 при $\xi = 9,16 \cdot 10^{-2}$, $\sigma = 2,43 \cdot 10^{-17}$, $\nu = 0,1 \cdot 10^{-2}$, $\mu = 0$, $\varepsilon_{02} = 91$, $e_0 = 1,07 \cdot 10^{-1}$). Сравнение результатов в случае учета нелинейной диффузии и уменьшения массы (рис. 2, линии 5—8) и в линейном приближении при постоянной массе (линии 1—4) показывает, что во втором случае получаются завышенные значения КПД, причем наибольшее влияние оказывает изменение массы проводника в процессе разгона.

Уменьшение достигаемой скорости по сравнению с расчетом при постоянной массе наиболее существенно при больших скоростях нарастания тока и протяженных проводниках ($e_0 > 1,07 \cdot 10^{-1}$, $\kappa_0 > 100$, $\varepsilon_{02} < 91$). В этом случае в начальные моменты времени, когда скорость и перемещение проводника малы, диффузия импульсного магнитного поля сопровождается интенсивной эрозией. Уменьшение размеров тела, приводящее к изменению магнитного потока, связанного с проводником, вызывает появление противоЭДС, ограничивающей ток разряда и значительно (до 100%) уменьшающей достигаемую скорость. Другими словами, изменение индуктивности разрядного контура определяется потерей массы ускоряемого проводника. Для меньших скоростей нарастания тока и меньших протяженностей (масс) проводников к моменту начала изменения размеров тела проводник успевает переместиться по рельсам и вклад противоЭДС уменьшается.

Во всех рассмотренных режимах ($3 \text{ кВ/см} \leq E_1 \leq 30 \text{ кВ/см}$; $5,5 \cdot 10^{-2} \text{ Ф} \leq C_1 \leq 5,5 \text{ Ф}$; $2,16 \text{ г} \leq m_0 \leq 10,8 \text{ г}$; $0,48 \cdot 10^{-2} \text{ м} \leq l_{02} \leq 0,48 \cdot 10^{-1} \text{ м}$) уменьшение массы ускоряемого тела происходило в основном за счет выброса жидкой фазы — «медленный взрыв». Давление при этом не превышало динамического предела текучести [11], что позволяет не учитывать в математической модели деформацию твердой фазы.



Р и с. 4



Р и с. 6

Р и с. 5

Введение контура подмагничивания приводит к уменьшению индукции магнитного поля рельс, а диффузия магнитного поля контура подмагничивания в проводник с двух сторон ведет к дополнительному нагреву и уносу массы в лобовой части метаемого тела. Результаты расчетов значений скорости (кривые 1—4) и изменения массы (кривые 5—8) в конце рельс для $w_1 = 1$, приведенные на рис. 4 (1 — $\kappa_0 = 38$; 2 — 76; 3 — 191; 4 — 477, $e_0 = 1,07 \cdot 10^{-1}$, $\xi = 9,16 \cdot 10^{-2}$, $\sigma = 2,43 \cdot 10^{-17}$, $\nu = 0,1 \cdot 10^{-2}$, $\mu = 0$, $\varepsilon_{02} = 91$), показывают, что имеются значения параметра ε_{12} , при которых унос массы максимален. В качестве примера на рис. 5 приведены результаты расчета ускорения алюминиевого тела $m_0 = 4,32$ г, размером $15 \times 15 \times 7$ мм на установке энергоемкостью 500 кДж, $U_0 = 30$ кВ, $U_0/L_0 = 10^{13}$ А/с при $l_1 = l_{12} = 0,1$ м ($(m_0 - m)/m_0 = 0,4$ отвечает вылету тела) для ускорителя с контуром подмагничивания и рельсотрона (кривые 1 и 2). Сравнение схем с контуром подмагничивания и без, проведенное для режима 30%-ной потери массы (рис. 6, линии 1 и 2 соответственно, параметры расчета те же, что и для рис. 4), показывает преимущества автотрансформаторных схем в режимах с интенсивным уносом массы в процессе разгона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rosen F. D. A magnetically augmented rail gun // Symp. Hypervelocity Impact, 7th, Tampa, Florida, 1964.
2. Агарков В. Ф., Бондалетов В. Н. и др. Ускорение проводников до гиперзвуковых скоростей в импульсном магнитном поле // ПМТФ.— 1974.— № 3.
3. Бондалетов В. Н., Калихман С. А., Фомакин В. Н. Исследование эффективности различных схем ускорителей для высокоскоростного метания проводящих тел на ЭЦВМ // Высоковольтная импульсная техника.— Чебоксары: Чуваш. ун-т.— 1975.— Вып. 2.
4. Шнейерсон Г. А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов.— М.: Энергоиздат, 1981.
5. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля.— М.: Мир, 1972.
6. Демиртчян К. С. Моделирование магнитных полей.— Л.: Энергия, 1974.
7. Шнейерсон Г. А. К теории электрического взрыва скин-слоя в сверхсильном магнитном поле // ЖТФ.— 1972.— Т. XIII, вып. 2.
8. Бочаров Ю. Н., Кручинин А. И., Шнейерсон Г. А. Выбор параметров емкостного накопителя для получения сверхсильного магнитного поля в разрушающихся соленоидах малого объема // Вестн. Харьков. политехн. ин-та.— 1977.— № 123, вып. 4.
9. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики.— М.: Наука, 1975.
10. Калиткин Н. Н. Численные методы.— М.: Наука, 1978.
11. Белан В. Г., Дурман С. Т. и др. Потери энергии на пластическую деформацию при радиальном сжатии цилиндрической оболочки // ПМТФ.— 1983.— № 2.

Поступила 29/IV 1986 г.