

УДК 537.311.5

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ НА СКОРОСТЬ ИХ ДЖОУЛЕВА НАГРЕВА В РЕЛЬСОВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

С. В. Станкевич, Г. А. Швецов

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mails: stan@hydro.nsc.ru, shvetsov@hydro.nsc.ru

Представлены метод моделирования и результаты численных расчетов распределений плотности тока, магнитного поля и температуры в рельсовых ускорителях твердых проводящих тел для якорей различной формы. Проведено сопоставление результатов расчетов по двумерной и трехмерной моделям. Показано, что для якорей цилиндрической и седлообразной формы расчеты джоулева нагрева, выполненные при двумерном моделировании электромагнитных и тепловых явлений, хорошо согласуются с расчетами по трехмерной модели.

Ключевые слова: электромагнитные рельсовые ускорители, металлический якорь, плотность тока, джоулев нагрев.

Введение. Для достижения высоких скоростей метания в рельсовых электромагнитных ускорителях (РЭУ) с металлическим якорем, а также для увеличения ресурса работы ускорителя, как правило, требуется сохранение металлического контакта между рельсами и якорем в течение всего процесса ускорения. Переход к дуговым контактам крайне нецелесообразен, так как уменьшает ускорение, приводит к деградации ствола ускорителя и разрушению ускоряемых снарядов.

В качестве основных механизмов перехода к дуговому контакту рассматриваются такие явления, как потеря усилий на контакте, скоростной скин-эффект (ССЭ), механический износ якоря, разрушение якоря под действием магнитных сил и магнитного распиливания центральной части якоря, электродинамическая разгрузка контакта и др. [1]. Однако анализ работ (см., например, [2]) показывает, что во многих случаях развитие кризисных процессов, приводящих к нарушению металлического контакта, имеет место при нагреве якоря до температур, при которых начинается плавление и (или) испарение материалов.

Для того чтобы ограничить нагрев элементов ускорителя и ускоряемого тела в течение всего процесса ускорения, необходимо ввести ограничения на максимальное значение напряженности магнитного поля в канале и, следовательно, на максимальное значение линейной плотности тока в электромагнитном ускорителе. Очевидно, при выполнении этих условий скорость, до которой можно разогнать тело заданной массы на заданной дистанции ускорения, также ограничивается и для однородных материалов, как правило, составляет порядка 1 км/с.

Расчеты, выполненные в работах [2, 3], показывают, что предельные по условиям нагрева кинематические характеристики ускорителей в значительной степени зависят от электротермических свойств используемых конструкционных материалов, кинематических параметров ускорителя, ускоряемой массы, динамики ускорения, определяемой формой токового импульса, и дистанции ускорения и могут быть увеличены в несколько раз за счет использования в качестве токонесущих элементов ускорителей многослойных и ком-

позитных проводников, а также за счет оптимизации формы токового импульса. Однако представленные в [2, 3] и ряде других работ результаты получены на основе численного моделирования ускорителя, выполненного в двумерной пространственной постановке. Вопрос о том, насколько максимальная плотность тока на контактной границе, определяемая этой плотностью тока скоростью нагрева якоря и предельные по условиям нагрева кинематические характеристики в реальном ускорителе отличаются от рассчитанных при двумерном моделировании, не решен. Целью данной работы является проведение трехмерных расчетов и сравнение их результатов с результатами двумерных расчетов нагрева различных по форме якорей при одинаковой динамике ускорения и эпюрах полного тока.

1. Постановка задачи. Полное моделирование рельсового ускорителя в трехмерной постановке требует громоздких вычислений, поэтому в данной работе рассмотрен лишь фрагмент ускорителя, включающий якорь и часть рельсов в непосредственной близости от якоря (рис. 1). Вследствие симметрии электромагнитного ускорителя задачу можно свести к исследованию электромагнитных и тепловых процессов, происходящих в одной четвертой объема якоря и рельсов (заштрихованная область на рис. 1).

Задачу можно еще упростить, если учесть, что даже при относительно небольших скоростях движения якоря (≈ 50 м/с) вблизи контактной границы якоря и рельсов токи протекают в основном в тонком поверхностном слое и их распределение определяется главным образом формой якоря и рельсов, а также скоростью якоря. Для нахождения распределения плотности тока в якоря и рельсах вблизи контактной границы можно пренебречь диффузионными процессами и использовать стационарные решения уравнений Максвелла. Кроме того, будем полагать, что в процессе ускорения между якорем и рельсами сохраняются идеальный электрический и тепловой контакты и электротермические параметры материалов остаются постоянными (не зависят от температуры).

Пренебрегая токами смещения и полагая магнитную проницаемость среды равной магнитной проницаемости вакуума μ_0 , из системы уравнений Максвелла получаем систему уравнений для векторного и скалярного потенциалов (\mathbf{A}, φ) , которую в области, занимаемой проводниками (якорем и рельсами), можно записать в виде

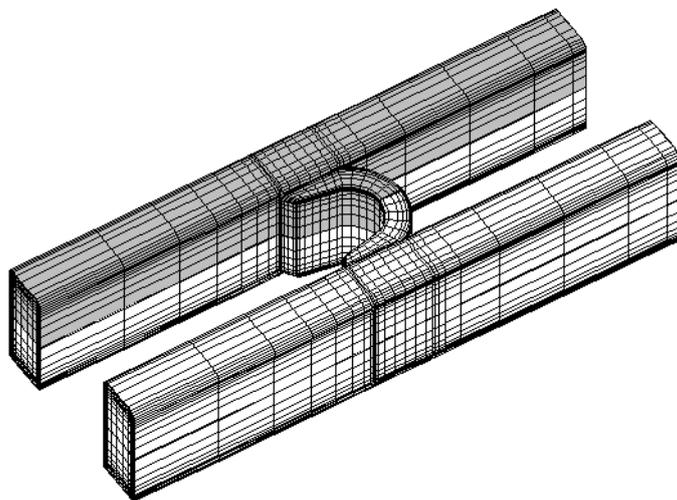


Рис. 1. Фрагмент рельсового ускорителя: заштрихованная область — область расчета

$$\mathbf{j} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} = -\sigma(\nabla\varphi - \mathbf{v} \times \nabla \times \mathbf{A}); \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = \nabla \cdot (\sigma(\nabla\varphi - \mathbf{v} \times \nabla \times \mathbf{A})) = 0, \quad (2)$$

где σ — электропроводность; \mathbf{v} — скорость якоря. В окружающем проводники непроводящем пространстве, где плотность тока $\mathbf{j} = 0$, вместо уравнения (1) имеем

$$\nabla^2 \mathbf{A} = 0. \quad (3)$$

В якоре и рельсах распределение температуры $T(\mathbf{r}, t)$ определяется решением нестационарного уравнения теплопроводности

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot k \nabla T = \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma}, \quad (4)$$

где ρ — плотность; c — теплоемкость; k — теплопроводность материала.

Электромагнитная часть задачи фактически содержит одно граничное условие: на бесконечно удаленной границе компоненты векторного потенциала должны обращаться в нуль. На границах между проводниками, а также между проводниками и окружающим непроводящим пространством выполняются условия непрерывности компонент векторного потенциала и их производных.

Учет симметрии РЭУ позволяет получить ряд дополнительных условий [4]. В частности, на границе S_y , через которую протекает ток (сечение $y = 0$ на рис. 1), выполняются условия

$$j_x = j_z = A_x = A_z = \frac{\partial A_y}{\partial y} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

Равенство нулю тангенциальных производных скалярного потенциала означает постоянство потенциала на этой границе. Положим $\varphi|_{y=0} = 0$.

На границе симметрии, через которую ток не протекает: $j_n = 0$ (сечение $z = 0$ на рис. 1), выполняются условия

$$j_z = A_z = \frac{\partial A_x}{\partial z} = \frac{\partial A_y}{\partial z} = 0. \quad (6)$$

В этой задаче наибольшую трудность представляет постановка граничных условий на границе S_x пересечения рельса с плоскостью $x = 0$. Учитывая, что на расстояниях от якоря, равных нескольким калибрам, токи в рельсах текут в основном вдоль них, можно приближенно принять

$$j_y = j_z = 0. \quad (7)$$

Тогда для компонент векторного потенциала на границе S_x получаем

$$A_y = A_z = \frac{\partial A_x}{\partial x} = 0. \quad (8)$$

Равенство нулю нормальной производной x -компоненты векторного потенциала не является следствием допущений (7), а используется как дополнительное условие. Вследствие движения проводящей среды через границу S_x скалярный потенциал на этой границе не имеет постоянного значения, и его распределение необходимо рассчитывать отдельно. Из уравнения (2) и принятых условий (7) для скалярного потенциала на границе S_x имеем

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = v_x \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} = v_x \left(\frac{\partial A_z}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial z} \right). \quad (9)$$

Дифференцируя первое уравнение в (9) по y , второе — по z , складывая полученные выражения и учитывая калибровочное условие $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, находим

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = v_x \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \cdot \mathbf{A}) - v_x \nabla^2 A_x = -v_x \nabla^2 A_x = v_x j_x. \quad (10)$$

Уравнение (10) выполняется на плоскости сечения рельсов S_x и дополняет уравнения (1)–(3).

Граничные условия (5)–(10), условия затухания полей на бесконечности и условия сопряжения полей на границах проводников недостаточны для получения единственного решения задачи расчета потенциалов. Для завершения формулировки электромагнитной части задачи необходимо задать значение φ_0 скалярного потенциала в какой-либо точке на границе S_x . Значение φ_0 должно выбираться таким образом, чтобы рассчитанный полный ток через ускоритель соответствовал заданному полному току.

Граничные условия для уравнения теплопроводности (4) заключаются в требовании отсутствия теплообмена с окружающей средой в процессе ускорения и сводятся к граничным условиям Неймана на внешних границах проводников. На контактной границе использовалось условие непрерывности температуры и нормальной компоненты теплового потока (идеальный тепловой контакт).

2. Методика численного решения. Аппроксимация уравнений (1), (2), (4) в проводниках проводилась с использованием конечно-элементного метода взвешенных невязок в формулировке Галеркина [5], вне проводников использовался метод граничных элементов [6]. Для двумерного случая эта методика описана в работе [7].

Разобьем область проводников конечно-элементной сеткой. Поля векторного и скалярного потенциалов в проводниках аппроксимируем с помощью функций формы N_i ($i = 1, 2, \dots, n$) и узловых значений компонент векторного и скалярного потенциалов A_{pi} , φ_i :

$$A_p(\mathbf{r}) \approx N_{pi}(\mathbf{r})A_{pi}, \quad \varphi(\mathbf{r}) \approx N_{fi}(\mathbf{r})\varphi_i \quad (11)$$

($p \in \{x, y, z\}$). Применяя метод взвешенных невязок к уравнениям (1), (2), получаем систему линейных уравнений, которую запишем в матричной форме:

$$K \mathbf{A}_p - \sum_q V_{pq} \mathbf{A}_q + D_p \varphi = B \frac{\partial \mathbf{A}_p}{\partial n} \quad \forall p \in \{x, y, z\}; \quad (12)$$

$$K_f \varphi - \sum_q V_{fq} \mathbf{A}_q = \iint_{S_x} \mathbf{N}_f j_x dS + \iint_{S_y} \mathbf{N}_f j_y dS. \quad (13)$$

Здесь \mathbf{A}_p , φ — дискретные векторы, компонентами которых являются значения соответствующих переменных в узловых точках конечно-элементной сетки; \mathbf{n} — единичный вектор внешней нормали к поверхности проводников; $q \in \{x, y, z\}$; $\mathbf{N}_f = (N_{f1}, N_{f2}, \dots, N_{fnp})^T$ — вектор базисных функций; K , K_f , D_p , B , V_{pq} , V_{fq} — матрицы с компонентами

$$K_{ij} = \int_{\Omega_C} \nabla N_i \cdot \nabla N_j dV, \quad K_{fij} = \int_{\Omega_C} \sigma \nabla N_i \cdot \nabla N_j dV, \quad D_{pij} = \int_{\Omega_C} \sigma N_{pi} \frac{\partial N_{fj}}{\partial p} dV,$$

$$B_{ij} = \int_{S_{NC}} N_i N_j dS, \quad V_{pqij} = \int_{\Omega_R} \sigma N_{pi} \left(v_q \frac{\partial N_{qj}}{\partial p} - \mathbf{v} \cdot \nabla N_{qj} \right) dV,$$

$$V_{fqij} = \int_{\Omega_R} \sigma \left(v_q \nabla N_{fi} \cdot \nabla N_{qj} - \frac{\partial N_{fi}}{\partial q} \mathbf{v} \cdot \nabla N_{qj} \right) dV,$$

где Ω_C — область проводников (рельсы и якорь); Ω_R — область рельсов; S_{NC} — граница между проводниками и окружающим пространством.

Уравнения (12), (13) содержат неизвестные значения нормальных производных компонент векторного потенциала на границе S_{NC} , j_x - и j_y -компоненты плотности тока на границе S_x и S_y .

Используя формулу Грина и применяя метод взвешенных невязок к уравнению (3) с весовой функцией, являющейся фундаментальным решением (3), вычислим нормальные производные компонент вектора магнитного потенциала. В результате для каждого узла i , расположенного на границе S_{NC} , получаем интегральное уравнение

$$\frac{\beta_i}{4\pi} A_{pi} + \int_{S_{NC}} \left(A_p \frac{\partial \psi_i^*}{\partial \mathbf{n}} - \psi_i^* \frac{\partial A_p}{\partial \mathbf{n}} \right) dS = 0, \quad (14)$$

где $\psi_i^* = (4\pi|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}|)^{-1}$ — фундаментальное решение; коэффициент β_i равен внешнему телесному углу границы в граничном узле \mathbf{r}_i . Границу S_{NC} разобьем на граничные элементы таким образом, чтобы они совпадали с гранями объемной конечно-элементной сетки. Аналогично (11) интерполируем компоненты векторного потенциала и их нормальные производные на границах. Вычисляя (14) в каждом граничном узле, получаем

$$H \mathbf{A}_p = Q \frac{\partial \mathbf{A}_p}{\partial \mathbf{n}}, \quad (15)$$

где H, Q — матрицы с компонентами

$$H_{ij} = \frac{\delta_{ij}\beta_i}{4\pi} + \int_{S_{NC}} \frac{\partial \psi_i^*}{\partial \mathbf{n}} N_{pj} dS, \quad Q_{ij} = \int_{S_{NC}} \psi_i^* N_{pj} dS,$$

δ_{ij} — символ Кронекера. Из системы линейных уравнений (15) можно найти значения нормальных производных компонент векторного потенциала в узлах на границах проводников:

$$\left. \frac{\partial \mathbf{A}_p}{\partial \mathbf{n}} \right|_{S_{NC}} = -Q^{-1} H \mathbf{A}_p \Big|_{S_{NC}}. \quad (16)$$

Здесь знак “минус” обозначает, что направление внешней нормали для проводящих подобластей противоположно направлению нормали на внешних границах непроводящего пространства. Подставляя выражение (16) в уравнение (12), получаем

$$(K + K') \mathbf{A}_p - V_{pq} \mathbf{A}_q + D_p \varphi = 0,$$

где $K' = BQ^{-1}H$ — матрица.

Как сказано выше, из системы (12), (13) можно исключить уравнения, содержащие неизвестные плотности тока на границе S_y , так как на этой границе задается нулевое значение потенциала. Неизвестную плотность тока на границе S_x можно исключить, используя выражение (10). Подставляя (10) в правую часть (13) и проводя интегрирование по частям, получаем

$$\int_{S_x} \mathbf{N}_f j_x dS = -v_x^{-1} \int_{S_x} \left(\frac{\partial \mathbf{N}_f}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{N}_f}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) dS + v_x^{-1} \oint_{\partial S_x} \mathbf{N}_f \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{n}} dL.$$

Здесь вектор нормали \mathbf{n} лежит в плоскости $x = 0$ и перпендикулярен кривой, ограничивающей сечение рельса этой плоскостью. Заметим, что практически в каждой точке этой кривой направление вектора \mathbf{n} совпадает с направлением нормали к границе S_{NC} . Используя соотношения (9), вычислим нормальную производную потенциала:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{n}} = v_x \left(\frac{\partial A_x}{\partial \mathbf{n}} - n_y \frac{\partial A_y}{\partial x} - n_z \frac{\partial A_z}{\partial x} \right). \quad (17)$$

Входящие в выражение (17) производные $\partial A_x / \partial \mathbf{n}$ можно получить из уравнения (16), в то время как производные от параллельных граничной плоскости S_x компонент потенциала должны рассчитываться на основе используемой аппроксимации (11).

Разобьем расчетную область (см. рис. 1) неравномерной конечно-элементной сеткой из шестигранных элементов. Для аппроксимации потенциалов используем линейные базисные функции. Поскольку сетка имеет следующие типичные параметры: ≈ 5500 объемных элементов, ≈ 2000 поверхностных элементов, ≈ 6500 расчетных точек, необходимо решать систему уравнений примерно с 26 000 неизвестных. Система линейных уравнений решалась прямым методом. В расчетах максимальная скорость движения якоря составляет приблизительно 500 м/с. Для получения решения при больших скоростях движения якоря необходимо либо использовать более мелкую сетку, что при имеющемся объеме памяти компьютера затруднительно, либо увеличить порядок аппроксимации на элементах.

В силу стационарности электромагнитной части решение поставленной задачи можно разделить на решение электромагнитной задачи и решение тепловой задачи. На первом этапе можно решить задачу (1)–(3) и найти распределения плотности токов в якоре и рельсах, а также ускоряющие силы магнитного давления F_i для некоторого набора скоростей движения якоря v_i , на втором этапе — решить задачу о нагреве якоря (4), используя в правой части уравнения (4) зависимость плотности тока от времени, полученную интерполяцией по известным значениям функции $\mathbf{j}(\mathbf{r}, v_i)$. Зависимости скорости движения якоря и распределения плотности тока от времени рассчитываются интегрированием уравнения движения $m\dot{v} = F_i$ (m — полная масса якоря).

Для сравнения результатов трехмерного и двумерного моделирования аналогичная задача о нагреве рельсового ускорителя решена в двумерной постановке. При этом геометрия расчетной области представляла собой среднее сечение трехмерного ускорителя (плоскость $z = 0$ на рис. 1). Величина магнитного поля в канале ускорителя полагалась равной линейной плотности тока I/b (b — ширина рельса). В двумерной постановке использовалась полученная в трехмерных расчетах зависимость скорости движения якоря от времени. Для удобства сравнения с результатами трехмерного моделирования решение двумерной задачи также проводилось в два этапа: сначала рассчитывались распределения плотности тока в зависимости от скорости якоря, затем решалась нестационарная тепловая задача.

3. Результаты расчетов. На первом этапе проводились расчеты распределений плотности тока и магнитного поля, ускоряющей магнитной силы и погонной индуктивности для рельсового электромагнитного ускорителя с сечением канала 1×1 см, медными рельсами шириной 1,50 и 1,16 см, толщиной 0,5 см (см. рис. 1). С целью исследования влияния формы якоря и его электротермических свойств на распределение плотности тока, динамику нагрева и градиент индуктивности рассматривались различные по форме якоря, изготовленные из меди и алюминия: прямоугольный, стандартный С-образный, цилиндрический, С-образный со скругленными краями, седлообразный (рис. 2).

Полученные зависимости погонной индуктивности от скорости движения для медных якорей различной формы представлены на рис. 3. Видно, что погонная индуктивность максимальна для С-образного якоря (см. рис. 2, б). Для всех форм якорей погонные индуктивности различаются не более чем на 10 %. При увеличении скорости движения якоря погонная индуктивность уменьшается вследствие перераспределения токов в якоре и рельсах. В исследованном диапазоне скоростей погонная индуктивность уменьшается приблизительно на 5 ÷ 10 % и практически одинакова для якорей из меди и алюминия.

В расчетах установлено, что максимальная плотность тока достигается на границе площадки контакта рельс — якоря. Это обусловлено, во-первых, геометрической особен-

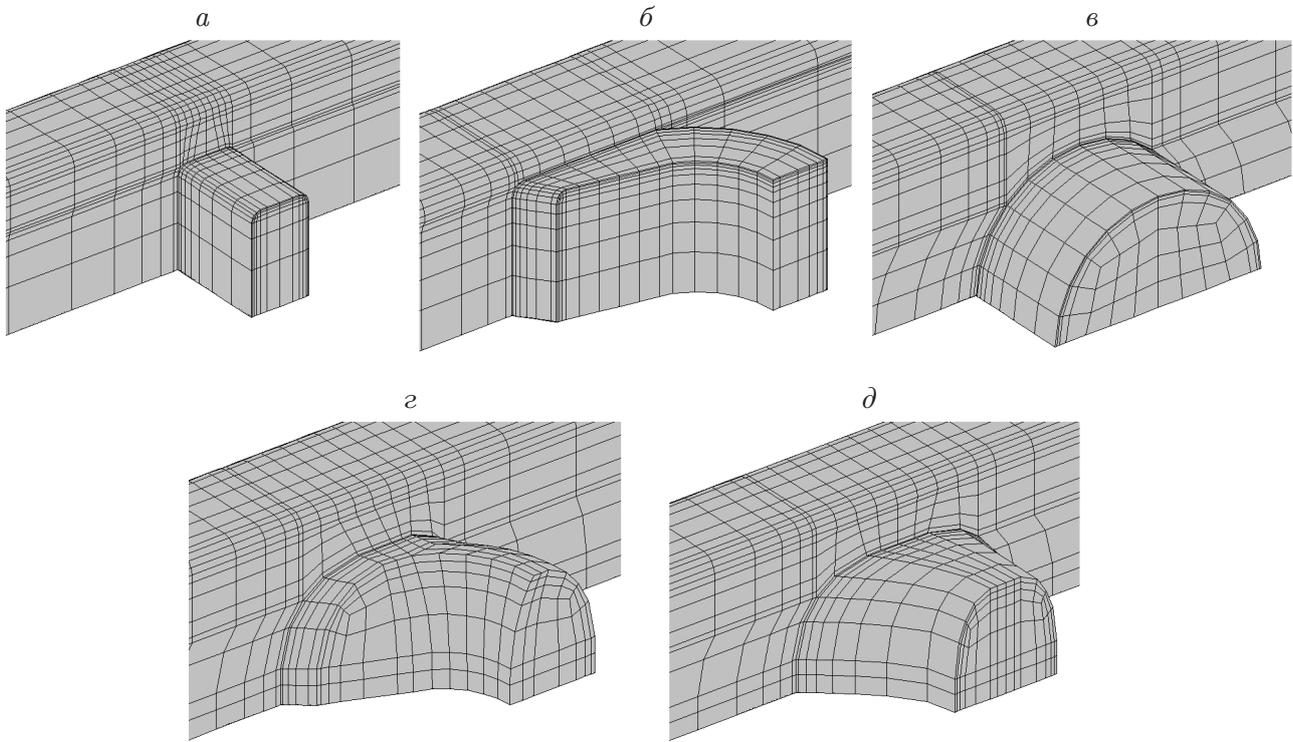


Рис. 2. Формы якорей:

a — прямоугольный, *б* — стандартный С-образный, *в* — цилиндрический, *г* — С-образный со скругленными краями, *д* — седлообразный

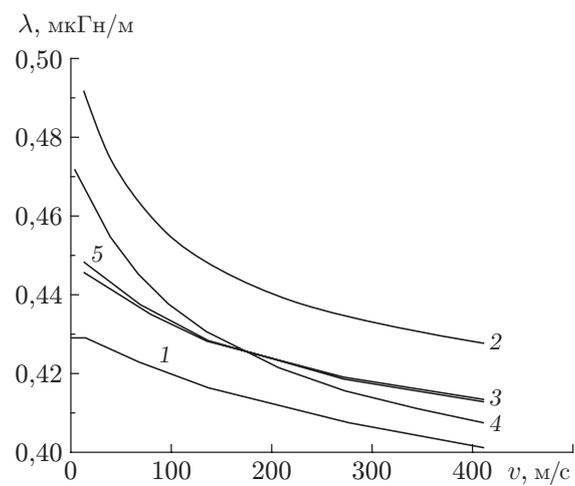


Рис. 3. Зависимость погонной индуктивности от скорости движения якоря для якорей различной формы из меди:

1 — прямоугольный, *2* — С-образный, *3* — цилиндрический, *4* — С-образный со скругленными краями, *5* — седлообразный

ностью на границе примыкания боковой поверхности якоря к поверхности рельсов [8]; во-вторых, наличием ССЭ, который стягивает ток к тыльной части границы контактной поверхности. Положение точки, в которой абсолютная плотность тока достигает максимального значения, зависит от формы якоря, его электропроводности и скорости движения. Эта точка может быть расположена на фронтальной, тыльной или любой другой части границы контактной поверхности. Заметим, что независимо от материала для прямоугольного и цилиндрического якоря точка максимума плотности тока всегда располагается на тыльной части границы контактной поверхности. С увеличением скорости движения якоря и преобладанием ССЭ точка максимума плотности тока смещается вдоль границы контактной поверхности к тыльной стороне якоря, несмотря на то что сначала эта точка может быть расположена на фронтальной части границы контактной поверхности. Этот процесс характерен для всех форм исследовавшихся якорей. Скорость якоря, при которой происходит такое смещение, зависит от электропроводности якоря. При одинаковой форме якорей смещение точки максимума плотности тока для якоря с меньшей электропроводностью происходит при большей скорости. На рис. 4 приведены распределения модуля плотности тока на контактной поверхности для стандартных С-образных якорей из меди и алюминия при скоростях движения $v = 100, 400$ м/с. Заметим, что рассчитанные значения плотности тока, представленные на рис. 4, существенно зависят от характерных размеров элементов, используемых при конечно-элементной аппроксимации уравнений (1), (2). Эти распределения имеют в основном качественный характер (несмотря на то что получены при практически одинаковых характерных размерах элементов) и свидетельствуют о неравномерности распределения тока.

При расчете распределения плотности тока в якоря в двумерной постановке при принятых граничных условиях плотность тока достигает максимума на линии примыкания тыльной поверхности якоря к поверхности рельса. Таким образом, двумерная модель не позволяет корректно рассчитать распределение плотности тока для якорей (в частности, для С-образного якоря), у которых максимальная плотность тока достигается (в некотором скоростном диапазоне) на фронтальной части границы контактной поверхности. Однако если форму такого якоря модифицировать, закруглив его “ногу” (в работе [9] используется термин “leg”) и фронтальную сторону (см. рис. 2,з), то можно добиться более равномерного распределения плотности тока вдоль границы контактной поверхности и смещения максимума плотности тока на тыльную часть границы контактной поверхности при скорости $v = 100$ м/с для медного якоря и $v = 200$ м/с для якоря из алюминия. Перспективы использования якорей седлообразной формы рассмотрены в работах [9, 10]. В настоящей работе для якоря такого типа (см. рис. 2,д) (несколько отличающегося по форме от якорей, рассмотренных в [9, 10]) проведены расчеты и действительно получено более равномерное распределение плотности тока вдоль границы контактной поверхности.

На втором этапе по изложенной выше методике проводился расчет нестационарного распределения температуры в якоря. Предполагалось, что якоря ускоряется в рельсовом ускорителе при постоянном полном токе, равном 100 кА. Установлено, что положение области (точки), в которой в процессе ускорения якоря достигается максимальная температура, может существенно не совпадать с положением точки, где плотность тока максимальна. Это обусловлено отводом тепла из области концентрации тока в соседние участки якоря за счет теплопроводности. Данный эффект наиболее характерен для границы контактной поверхности, где происходит ее непрерывное охлаждение за счет смещения якоря на холодные участки рельсов. При скоростях движения снаряда порядка 200 м/с температура поверхности рельсов на контактной границе практически не отличается от начальной температуры.

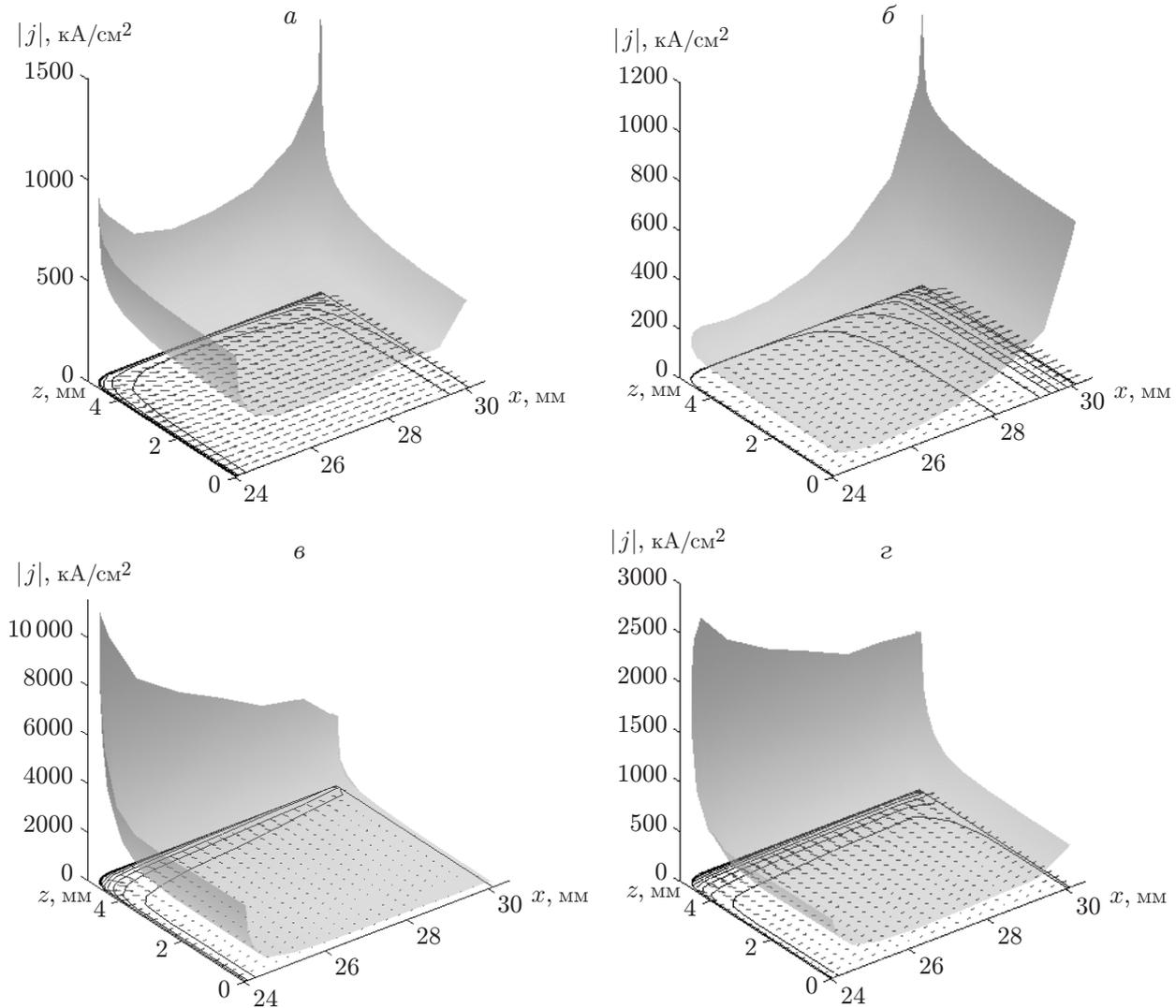


Рис. 4. Распределения модуля плотности тока на контактной поверхности для стандартных С-образных якорей из меди (*а*, *в*) и алюминия (*б*, *г*) при различных скоростях движения:

а, *б* — $v = 100$ м/с; *в*, *г* — $v = 400$ м/с

На рис. 5 приведено распределение температуры в окрестности линии примыкания тыльной поверхности С-образного якоря к рельсам при скорости движения $v = 200$ м/с. Отдача тепла за счет теплопроводности из областей с максимальной плотностью тока приводит к замедлению нагрева в этих областях. В результате температура может достигать максимального значения в областях со значительно меньшей плотностью тока вдали от контактной границы, в частности в средней части тыльной поверхности якоря. Однако по мере разгона якоря происходит смещение области максимального нагрева из средней части якоря к тыльной части границы контактной поверхности. Такое положение области максимального нагрева наблюдается на начальных этапах ускорения ($v < 100$ м/с) для стандартного С-образного якоря, седлообразного и С-образного якоря со скругленными краями, изготовленных из меди. Для якорей того же типа из алюминия в зависимости от массы ускоряемого пакета температура может оставаться максимальной

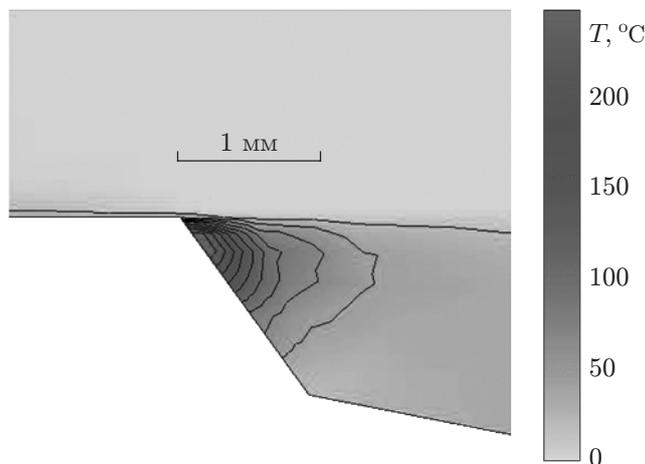


Рис. 5. Распределение температуры в С-образном ядре из меди в момент времени, соответствующий скорости движения $v = 200$ м/с

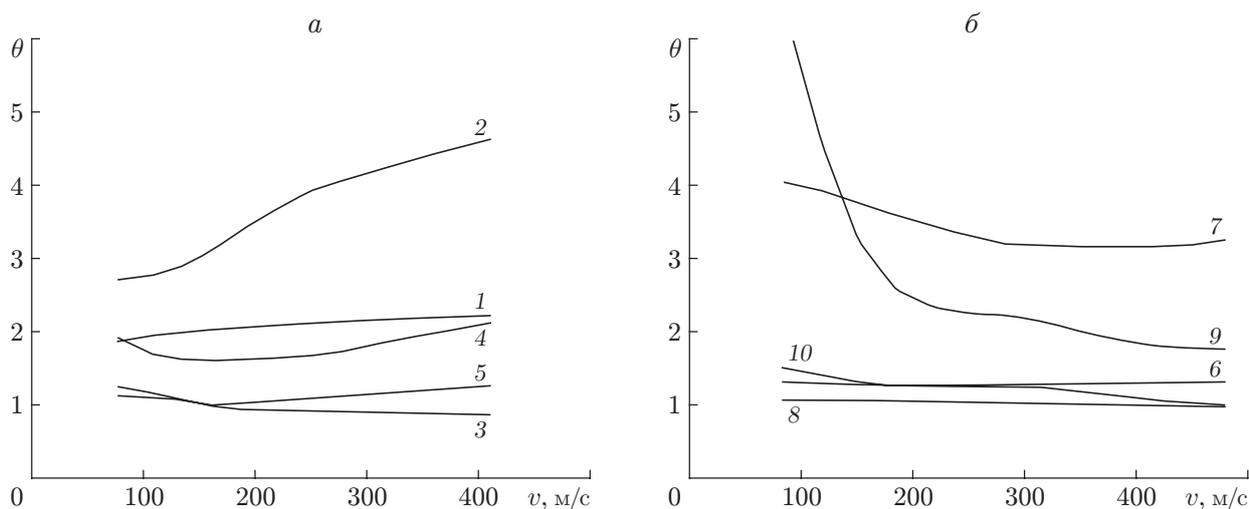


Рис. 6. Зависимости отношений максимальных температур, рассчитанных в трех- и двумерной постановках, от скорости для ядер из меди (а) и алюминия (б) различной формы и массы:

1, 6 — прямоугольный (1 — $m = 2,66$ г, 6 — $m = 0,82$ г), 2, 7 — С-образный (2 — $m = 3,54$ г, 7 — $m = 1,08$ г), 3, 8 — цилиндрический (3 — $m = 6,95$ г, 8 — $m = 2,13$ г), 4, 9 — С-образный со скругленными краями (4 — $m = 4,13$ г, 9 — $m = 1,27$ г), 5, 10 — седлообразный (5 — $m = 5,43$ г, 10 — $m = 1,67$ г)

в центре горловины якоря в течение всего процесса ускорения до достижения принятого в расчетах максимального значения скорости $v = 500$ м/с.

Для ядер всех типов скорость нагрева зависит от ускорения якоря. При малом ускорении (особенно в случае, когда максимальная температура определяется концентрацией тока на контактной границе) скорость нагрева меньше, однако при разгоне до одной и той же скорости максимальная температура возрастает примерно пропорционально увеличению времени ускорения.

Зависимости отношений максимальных температур от скорости, рассчитанных в трех- и двумерной постановках ($\theta(v) = \max_r T_{3D}(r, v) / \max_r T_{2D}(r, v)$), для ядер из меди

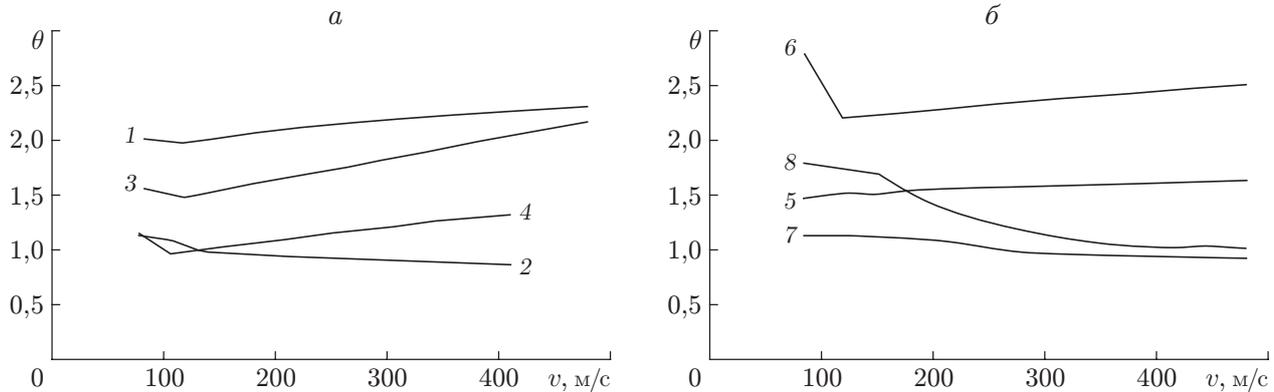


Рис. 7. Зависимости отношений максимальных температур, рассчитанных в трех- и двумерной постановках, от скорости для якорей из меди при $m = 10$ г (а) и алюминия при $m = 5$ г (б) различной формы:

1, 5 — прямоугольный, 2, 6 — цилиндрический, 3 — С-образный со скругленными краями, 7 — С-образный, 4, 8 — седлообразный

и алюминия различной формы и массы приведены на рис. 6. На рис. 7 приведены зависимости отношений максимальных температур от скорости, рассчитанных для якорей из меди и алюминия различной формы, но при одинаковой полной ускоряемой массе $m = 10$, 5 г соответственно. Видно, что практически для всех форм якорей (за исключением медного цилиндрического) $\theta(v) > 1$. Отношения максимальных температур в якорю, рассчитанных в трехмерной и двумерной постановках, незначительно зависят от его скорости, особенно при больших скоростях движения. Значение этого отношения определяется в основном формой якоря. Существенное различие результатов трехмерных и двумерных расчетов максимальной температуры наблюдается для С-образного якоря (см. рис. 5) и С-образного якоря со скругленными краями (см. рис. 6). Это обусловлено тем, что в этих случаях зона максимального нагрева при небольших скоростях движения расположена на фронтальной части контактной границы и не описывается при двумерном моделировании. Для цилиндрического и седлообразного якорей отношение температур $\theta(v) \rightarrow 1$.

Заключение. Проведенные в настоящей работе расчеты не позволяют сделать широких обобщений, однако представленные результаты показывают, что значения предельной скорости ускорителей, полученные исходя из требования ограничения нагрева якоря в процессе ускорения и на основе двумерных расчетов, являются верхней оценкой скорости. Для более точного двумерного моделирования различных явлений и процессов в ускорителе можно использовать результаты относительно простых трехмерных расчетов градиента индуктивности и поправочного коэффициента для скорости нагрева якоря, при этом форму якоря целесообразно выбирать таким образом, чтобы обеспечивалось максимально равномерное распределение плотности тока вдоль границы контактной поверхности.

Из анализа полученных результатов следует, что при определенной геометрической форме якоря (в рассмотренном случае это цилиндрическая и седлообразная формы) двумерное описание нагрева якоря хорошо согласуется с его трехмерным описанием. Результаты проведенных расчетов позволяют предположить, что увеличение в несколько раз предельных по условиям нагрева кинематических характеристик (показанное в работах [2, 3] на основе двумерного моделирования) возможно для реальных рельсовых ускорителей твердых проводящих тел.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Barber J. P., Bauer D. P., Jamison K., et al.** A survey of armature transition mechanisms // IEEE Trans. Magn. 2003. V. 39, N 1, pt 1. P. 47–51.
2. **Станкевич С. В., Швецов Г. А.** К анализу предельных кинематических характеристик рельсовых ускорителей твердых тел // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 2. С. 156–162.
3. **Shvetsov G. A., Stankevich S. V.** Search of new possibilities for attaining high launching velocities // IEEE Trans. Magn. 2001. V. 37, N 1. P. 275–279.
4. **Kondrashov D., Keefer D. A.** Maxwell's equation solver for 3-D MHD calculations // IEEE Trans. Magn. 1997. V. 33, N 1. P. 254–259.
5. **Флетчер К.** Численные методы на основе метода Галеркина. М.: Мир, 1988.
6. **Chen Q., Konrad A.** A review of finite element open boundary techniques and quasi-static electromagnetic field // IEEE Trans. Magn. 1997. V. 33, N 1, pt 2. P. 663–676.
7. **Станкевич С. В.** Расчет магнитных полей и токов в аксиально-симметричных системах индуктивно связанных подвижных проводников // ПМТФ. 2009. Т. 50, № 1. С. 22–29.
8. **Галанин М. П., Савичев В. В.** Сингулярности электромагнитного поля и их проявления при моделировании электрического контакта в электромагнитных рельсовых ускорителях // Теплофизика высоких температур. 1997. Т. 35, № 4. С. 517–523.
9. **Rip L., Satapathy S., Hsieh K.-T.** Effect of geometry change on the current density distribution in C-shaped armatures // IEEE Trans. Magn. 2003. V. 39, N 1, pt 1. P. 72–75.
10. **Satapathy S., Watt T., Persad Ch.** Effect of geometry change on armature behavior // IEEE Trans. Magn. 2007. V. 43, N 1. P. 408–412.

Поступила в редакцию 27/X 2008 г.
