УДК 621.365.5:669

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ, ТЕПЛОВЫХ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ЛЕВИТАЦИОННОЙ ПЛАВКЕ АЛЮМИНИЕВЫХ ИЗДЕЛИЙ

© 2026 М. Н. Андреев[a], А. Э. Морев[b]

Новосибирский государственный технический университет, просп. К. Маркса, 20, Новосибирск 630073, Россия

E-mails: [a]andreev.maxim.1998@yandex.ru, [b]glhficcup@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.09.2025 г.; после доработки 15.12.2025 г.; принята к публикации 13.05.2026 г.

Магнитогидродинамические (МГД) технологии широко применяются при производстве алюминиевых сплавов. Они обеспечивают эффективное перемешивание расплава, способствуют интенсификации процессов очистки и позволяют добиться однородного распределения температуры и химического состава. Растущий спрос на специализированные алюминиевые сплавы предъявляет более высокие требования к их качеству и эксплуатационным характеристикам, что стимулирует разработку нового МГД-оборудования, а также совершенствование существующих установок и технологических процессов. Одним из ключевых преимуществ левитационной плавки является исключение загрязнения расплава материалом тигля и другими веществами, контакт с которыми характерен для традиционных методов плавки. Настоящее исследование посвящено анализу электромагнитных и гидродинамических процессов в индукционной системе, предназначенной для левитационной плавки алюминиевых заготовок. В работе рассмотрены существующие подходы к численному моделированию подобных задач, отличительной особенностью которых является необходимость учёта взаимодействия различных физических полей. Вследствие сложности и узкой специализации таких задач возможности их моделирования зачастую ограничиваются доступным программным обеспечением. Комплексное исследование рассматриваемых процессов требует совместного применения методов электромагнитного и гидродинамического моделирования. Также представлены результаты численного моделирования МГД-задачи с обратной связью, выполненного с использованием оригинальной программы, разработанной для интерполяции полевых величин.

Ключевые слова: переменное магнитное поле, магнитная гидродинамика, термодинамика, левитационная плавка, метод контрольных объёмов, мультифизика.

DOI: 10.33048/SIBJIM.2026.29.302

ВВЕДЕНИЕ

Современные технологии требуют совершенствования методов обработки металлов, особенно алюминия. Одним из перспективных решений является левитационная плавка, при которой плавление происходит без контакта с тиглем благодаря удержанию расплавляемого металла во взвешенном состоянии посредством электромагнитного поля. Это обеспечивает высокую чистоту и однородность расплава. Изучение тепловых, электромагнитных и гидродинамических процессов при такой плавке важно для оптимизации технологии и повышения её эффективности. Практически это позволяет точно управлять параметрами процесса, улучшать качество продукции и снижать экологические и эксплуатационные издержки, что особенно актуально для авиационной, электронной и других отраслей.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Магнитогидродинамические задачи относятся к категории сопряжённых или мультифизических задач, поскольку они охватывают взаимодействие различных физических явлений. Их сложность обусловлена тем, что такие процессы находятся на границе электромагнетизма и гидродинамики, что требует одновременного учёта законов обеих областей физики. Это делает магнитогидродинамическое моделирование особенно требовательным к вычислительным ресурсам и программному обеспечению, поскольку универсальные инструменты для решения подобных задач встречаются относительно редко и зачастую обладают узкой специализацией. Задача левитационной плавки решается численным методом с обратной связью. Электромагнитный решатель по окончанию своего действия выдаёт поле объёмных сил и Джоулево тепло, которые используются как источниковые члены в CFD-решателе, а он после расчёта выдаёт поле объёмной доли, являющееся критерием для перестроения геометрии свободной поверхности расплава, и температурное поле [1]–[4]. Для обмена данными между двумя решателями нам необходим алгоритм сопряжения. Поскольку электромагнитные и гидродинамические решатели имеют разную сетку, основаны на разных методах решения, нам необходимо передать значения с одной объёмной сетки на другую. Для передачи данных между решателями использовался разработанный и запатентованный программный комплекс [5]. На рис. 1 представлен алгоритм взаимодействия решателей.

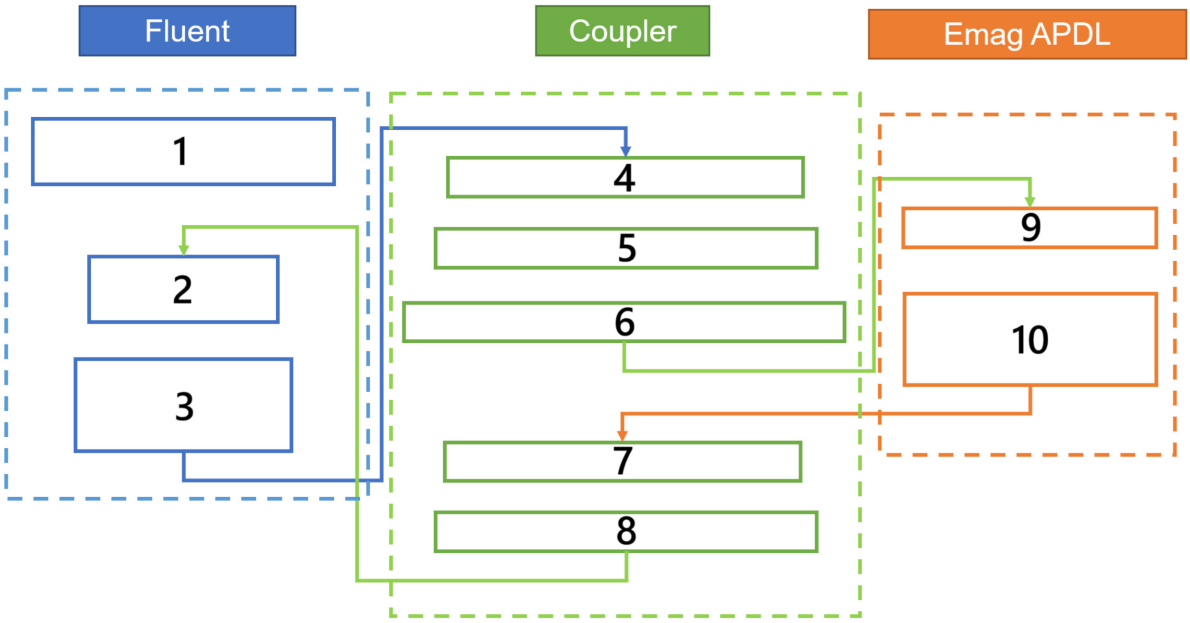


Рис. 1. Алгоритм взаимодействия решателей:
1 — Задание начальной свободной поверхности; 2 — решение CFD части;
3 — выгрузка поля VoF $f(x, y, z)$ и температур; 4 — копирование файлов;
5 — маппирование Fluent–APDL; 6 — сортировка массива для APDL;
7 — копирование файлов; 8 — маппирование APDL–Fluent; 9 — решение Emag части;
10 — выгрузка сил Лоренца $f(x, y, z)$ и мощности q_V

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МГД ЗАДАЧИ

Для исследования электромагнитных, тепловых и гидродинамических процессов, протекающих в индукционной системе для левитационной плавки алюминиевой заготовки весом 18,6 грамм была разработана численная модель в программном комплексе Ansys, представленная

на рис. 2. Эта модель позволяет рассчитывать ключевые параметры установки, включая распределение плотности тока и сил Лоренца в расплаве, активную потребляемую мощность, температурное поле, структуру потока жидкого металла, а также форму его свободной поверхности. Для исследования этих процессов была рассмотрена индукционная система с индуктором, разделённым на нижнюю часть, обеспечивающую основную левитирующую силу, и верхнюю обмотку, стабилизирующую расплавляемую заготовку во взвешенном состоянии [3, 6].

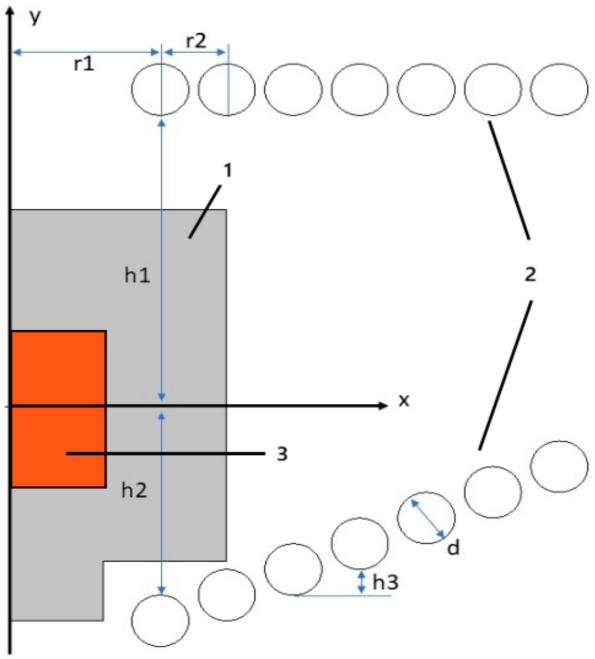


Рис. 2. Расчётная схема индукционной системы левитационной плавки:
1 — воздух; 2 — индуктор; 3 — заготовка;
$h_1 = 34$ мм; $h_2 = 22$ мм; $h_3 = 3$ мм;
$r_1 = 16$ мм; $r_2 = 7$ мм; $d = 6$ мм

2.1. Электромагнитная задача

В рассматриваемой индукционной системе задано действующее значение тока $I = 650$ А с частотой $f = 9650$ Гц. Электромагнитная задача решается методом конечных элементов. Свойства воздуха, меди и алюминия для электромагнитной задачи представлены в табл. 1.

Таблица 1

Свойства материалов и среды для электромагнитной задачи

	Воздух	Медь	Алюминий
Относительная магнитная проницаемость	1	1	1
Удельное электрическое сопротивление $\Omega \cdot m$	10^{30}	$2 \cdot 10^{-8}$	$2.82 \cdot 10^{-8}$ (20°C) $3.73 \cdot 10^{-8}$ (100°C) $4.86 \cdot 10^{-8}$ (200°C) $6.00 \cdot 10^{-8}$ (300°C) $7.13 \cdot 10^{-8}$ (400°C) $8.26 \cdot 10^{-8}$ (500°C) $9.40 \cdot 10^{-8}$ (600°C) $24.00 \cdot 10^{-8}$ (660°C, 1) $25.80 \cdot 10^{-8}$ (700°C, 1)

Электромагнитное поле описывается уравнениями Максвелла (1)–(4), законом Ома (5), и сохранения заряда (6). В МГД задачах проводящая жидкость движется за счёт сил Ампера (7):

$$\nabla \vec{E} = \frac{\rho_e}{\epsilon_0}, \tag{1}$$

$$\nabla \vec{H} = 0, \tag{2}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \tag{3}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \mu_0 \vec{j} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \tag{4}$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \tag{5}$$

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \nabla \vec{j} = 0, \tag{6}$$

$$\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B}, \tag{7}$$

где $\vec{E}$ — напряжённость электрического поля, $\vec{H} = \vec{B}/\mu\mu_0$ — напряжённость магнитного поля, ρ_e — плотность заряда, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, $\vec{j}$ — плотность тока, σ — удельная электропроводность [6].

Последний член в уравнении (4) $\frac{1}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ — ток смещения, в случае электромагнитной левитации жидкого металла им можно пренебречь. Плотность заряда ρ_e здесь также не имеет значения. Известно, что электрические заряды (свободные электроны) в металле перераспределяются для компенсации внешнего электрического поля. В случае переменного поля, поскольку время релаксации электрических зарядов $\tau = \epsilon_0/\sigma$ намного меньше периода колебаний электромагнитного поля, можно считать, что в каждый момент времени заряды достигли равновесного распределения [7, 8].

Численное решение вышеуказанных уравнений обычно предполагает введение векторного магнитного потенциала $\vec{A}$ ($\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$). Из уравнения (3) следует, что $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla\phi$, где ϕ — скалярный электрический потенциал. Эти уравнения решаются относительно векторного магнитного потенциала и скалярного электрического потенциала. В данной задаче приложенные напряжения отсутствуют, поэтому $\nabla\phi = 0$ и, следовательно, $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$. В осесимметричном двумерном случае в плос-кости XY закон Ампера (4) имеет вид:

$$\sigma \frac{\partial A_z}{\partial t}\vec{e_z} + \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0}\nabla A_z \vec{e_z}\right) = j_z \vec{e_z}, \tag{8}$$

где j_z — плотность тока. В данном исследовании уравнение (8) решает Ansys APDL для получения A_z, после чего вычисляются все остальные электромагнитные величины как шаг постобработки [2]. В случае электромагнитной левитации, поскольку частота магнитного поля высока (выше, чем колебания поверхности жидкости), зависимостью магнитного поля от времени можно пренебречь, и в моделировании течения жидкости можно использовать только усреднённые по времени силы. Моделирование электромагнитного воздействия переменного тока предполагает использование комплексных чисел. Гармонический ток с угловой частотой ω может быть записан в комплексном виде [11]:

$$j\,(t) = j_0 \cos\left(\omega t + \phi\right) = \mathrm{Re}(j_c e^{i\omega t}) \tag{9}$$

где j_0 — амплитуда тока, j_c — комплексная амплитуда тока, ϕ — фаза. Используя комплексный вид для всех переменных, уравнение (8) примет вид

$$\sigma i\omega A_{zc}\vec{e_z} + \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0}\nabla \times A_{zc}\vec{e_z}\right) = j_{zc}\vec{e_z}, \tag{10}$$

где дополнительный индекс с обозначает комплексную переменную. Уравнение (10) будет решено Ansys APDL, в данной задаче j_{zc} является плотностью тока в обмотках индуктора. Поскольку частота высока (по сравнению со свободными поверхностными колебаниями), моделирование течения жидкости будет использовать усреднённую по времени плотность сил Ампера в качестве сил тела, что в сложном гармоническом случае задаётся следующим образом:

$$f_{L,AC} = \frac{1}{2}\,\mathrm{Re}(\vec{j} \times \vec{B}^*), \tag{11}$$

где звёздочка обозначает комплексное сопряжение [7, 8].

2.2. Теплогидродинамическая задача

Теплогидродинамическая задача была решена с помощью явной модели VOF $k-\omega$ SST и учётом массовых сил. Для моделирования процесса плавления алюминия использовалась модель PCM. В задаче присутствуют две Эйлеровы фазы: воздух и алюминий. Свойства воздуха для теплогидродинамической задачи представлены в табл. 2.

Таблица 2

Свойства воздуха для теплогидродинамической задачи

Физические свойства	Воздух
Коэффициент поверхностного натяжения, Н/м	—
Плотность, кг/м^3	1.225
Вязкость, мПа·с	$1.79{\cdot}10^{-2}$

Свойства алюминия для теплогидродинамической задачи представлены в табл. 3.

Для описания теплогидродинамической задачи был использован метод конечных объёмов для несжимаемой жидкости в предположении постоянной вязкости. Поток несжимаемой жидкости описывается уравнениями Навье — Стокса:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v} = -\nabla\left(\frac{p}{\rho}\right) + \nu\Delta\vec{v} + \frac{\vec{f}}{\rho}, \tag{12}$$

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0, \tag{13}$$

где ρ — плотность жидкости, ν — кинематическая вязкость жидкости, p — давление, $\vec{f}$ — источниковый член уравнения движения, которым в данном случае является сила Лоренца, полученная в электромагнитном расчёте [9]–[11]. Уравнение (12) в безразмерной форме имеет вид

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\cdot\nabla)\vec{v} = -\nabla\left(\frac{p}{\rho}\right) + \frac{1}{Re}\nu\Delta\vec{v} + \frac{\vec{f}}{\rho}, \tag{14}$$

где все переменные теперь безразмерные, $\mathrm{Re} = UL/\nu$ — число Рейнольдса, U — масштаб скорости, L — масштаб длины. Число Рейнольдса характеризует отношение инерционных сил к силам вязкого трения в вязких жидкостях и газах. Оно также используется для определения турбулентности потока. В данной работе исследуемый поток имеет $\mathrm{Re} = 6908$.

Таблица 3

Свойства алюминия для теплогидродинамической задачи

Температура, ∘C	Теплопроводность, Вт/(м·K)	Плотность, кг/м^3	Коэффициент поверхностного натяжения, Н/м	Вязкость, мПа·с
20	237	2699	—	—
100	240	2689	—	—
200	238	2673	—	—
300	235	2655	—	—
400	230	2635	—	—
500	220	2613	—	—
600	210	2589	—	—
660 (l)	95	2375	0.880	1.375
700 (l)	97	2368	0.875	1.127
Удельная теплота плавления, кДж/кг			396	
Температура солидус, °C			660	
Температура ликвидус, °C			660	

В данной работе использовалась RANS модель турбулентности $k-\omega$ SST. Существуют различные модели, описывающие многофазные потоки. С вычислительной точки зрения популярной моделью двух несмешивающихся жидкостей является модель объёма жидкости (VOF). Она предполагает решение дополнительного уравнения для скалярной переменной, называемой объёмной долей β:

$$\frac{\partial \beta \vec{v}}{\partial t} + \nabla(\beta \rho \vec{v}) = 0, 0 \leqslant \beta \leqslant 1, \tag{15}$$

$\beta = 1$ для жидкостей и $\beta = 0$ для других сред. Модель VOF позволяет решить только один набор уравнений для всех фаз. Плотность и вязкость тогда можно найти, как представлено в работе [12]:

$$\rho = \beta \rho_1 + (1 - \beta)\rho_2, \tag{16}$$

$$\mu = \beta \mu_1 + (1 - \beta)\mu_2, \tag{17}$$

где индексы 1 и 2 обозначают жидкость 1 и 2 соответственно. При электромагнитной левитации жидкий металл имеет свободную поверхность, и силы поверхностного натяжения играют важную роль. Поверхностное натяжение — это касательное напряжение вдоль поверхности. Эффект поверхностного натяжения заключается в стремлении жидкости минимизировать свою свободную поверхность. Это приводит к появлению дополнительного давления в объёме жидкости, пропорционального коэффициенту поверхностного натяжения и обратно пропорционального местной кривизне поверхности. Это давление поверхностного натяжения нормально к поверхности и поэтому может быть смоделировано как нормальные силы. Численно, используя модель VOF, это легко реализовать как дополнительную объёмную силу, действующую только на поверхности (где $\nabla \beta \neq 0$) [12, 13]:

$$\vec{f_s} = \gamma \kappa \nabla \beta, \tag{18}$$

где $\kappa = -\nabla\vec{n}$ — кривизна поверхности, $\vec{n}$ — нормаль к поверхности, γ — коэффициент поверхностного натяжения.

Ещё одна важная объёмная сила при решении задач со свободной поверхностью это гравитация:

$$\vec{f_g} = \rho\vec{g}, \tag{19}$$

где $\vec{g}$ — ускорение свободного падения.

При решении задачи с электромагнитным воздействием на поток, а также со свободной поверхностью источниковый член уравнения движения можно записать в виде

$$\vec{f} = \gamma\kappa\nabla\beta + \rho\vec{g} + \vec{f_L}, \tag{20}$$

Основой для моделирования тепловых процессов служит уравнение теплопроводности Фурье, которое описывает изменение температурного поля $T(r,t)$ во времени и пространстве:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla\cdot(\lambda\nabla T) + q_V, \tag{21}$$

где ρ — плотность материала, c_p — удельная теплоёмкость при постоянном давлении, T — температура, λ — коэффициент теплопроводности, q_V — объёмная мощность тепловыделения (источниковый член).

Это уравнение является дифференциальным уравнением второго порядка в частных производных и описывает нестационарный процесс теплопередачи. Оно учитывает нестационарность процесса за счёт временной производной, Пространственное распределение тепла через дивергенцию теплового потока $\nabla\cdot(\lambda\nabla T)$ и внутренние источники тепла, задаваемые как q_V [14].

Источниковый член q_V в уравнении (21) может быть использован не только для учёта внешних источников тепла, но и для моделирования внутренних эффектов, связанных с фазовым переходом.

В данной задаче источниковым членом является Джоулев нагрев. Джоулев нагрев (резистивный нагрев) — это процесс выделения тепла при прохождении электрического тока через проводящий материал. Объёмная мощность тепловыделения q_V рассчитывается по формуле

$$q_V = |j|^2\rho_R, \tag{22}$$

где j — вектор плотности тока, ρ_R — удельное электрическое сопротивление.

При плавлении материал поглощает тепло без повышения температуры. Это явление связано с так называемой удельной теплотой плавления L, которая определяет количество теплоты, необходимое для перевода единицы массы вещества из твёрдого состояния в жидкое:

$$Q = mL, \tag{23}$$

где Q — количество теплоты, m — масса вещества, L — удельная теплота плавления.

Эта величина играет ключевую роль в моделировании фазовых переходов, поскольку позволяет учитывать затраты энергии на сам процесс плавления, даже если температура остаётся постоянной [14].

Для численного моделирования процессов плавления и кристаллизации используется модель Phase Change Material (PCM). Она предполагает, что фазовый переход происходит в некотором температурном интервале $[T_s,\ T_l]$, где T_s — температура начала плавления (солидус), T_l — температура окончания плавления (ликвидус).

Полная энтальпия материала H вычисляется как сумма энтальпии h_s и скрытой теплоты L:

$$H = h_s + \Delta H, \tag{24}$$

$$h_s = h_{ref} + \int\limits_{T_{ref}}^{T} c_p dT, \tag{25}$$

где h_{ref} — энтальпия при 20°C, $T_{\text{ref}} = 20$°C, c_p — удельная теплоёмкость.

Жидкую фазу металла β можно определить следующим образом:

$$\beta = \begin{cases} 0, & T < T_s, \\ 1, & T > T_l, \\ \dfrac{T - T_s}{T_l - T_s}, & T_s < T < T_l. \end{cases} \tag{26}$$

Скрытая теплота теперь может быть выражена через удельную теплоту плавления материала L

$$\Delta H = \beta L. \tag{27}$$

Содержание скрытой теплоты может изменяться от нуля (для твёрдого тела) до L (для жидкости).

Для задач кристаллизации/плавления уравнение энергии записывается как:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \nabla \cdot (\rho \vec{\nu} H) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + S, \tag{28}$$

где ρ — плотность материала, $\vec{\nu}$ — скорость в расплаве, S — источниковый член.

Решение для температуры — это итерация между уравнением энергии (28) и уравнением доли жидкости (26). Прямое использование уравнения (26) для обновления доли жидкости обычно приводит к плохой сходимости уравнения энергии.

Такой подход позволяет использовать стандартные методы решения уравнения теплопроводности (21) не разрывая область на твёрдую и жидкую части, и обеспечивает гладкий переход между фазами [15, 16].

3. АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ

При решении данной МГД задачи с обратной связью был сформирован следующий алгоритм, который изображён на рис. 3.

1. Решаем электромагнитную задачу. Решение происходит с помощью программного пакета Ansys APDL. Строится нужная геометрия индуктора, заготовки и воздуха, затем присваиваем заданные свойствами материалов и среды, после чего накладываем конечно-элементную сетку, применяем необходимые граничные условия, ток и частоту, далее решаем электромагнитную задачу.

2. Выгружаем объёмные силы $F(x, y)$, действующие на заготовку и объёмную мощность тепловыделения q_V, которые получили при решении электромагнитной задачи.

3. Мапируем выгруженные объёмные силы $F(x, y)$ и объёмную мощность тепловыделения q_V на сетку теплогидродинамической части.

4. Применяем мапированные объёмные силы $F(x, y)$ и объёмную мощность тепловыделения q_V на стороне CFD решателя.

5. Решаем теплогидродинамическую задачу. Решение происходит с помощью программного пакета Ansys Fluent. Строится нужная геометрия воздуха и заготовки, накладывается

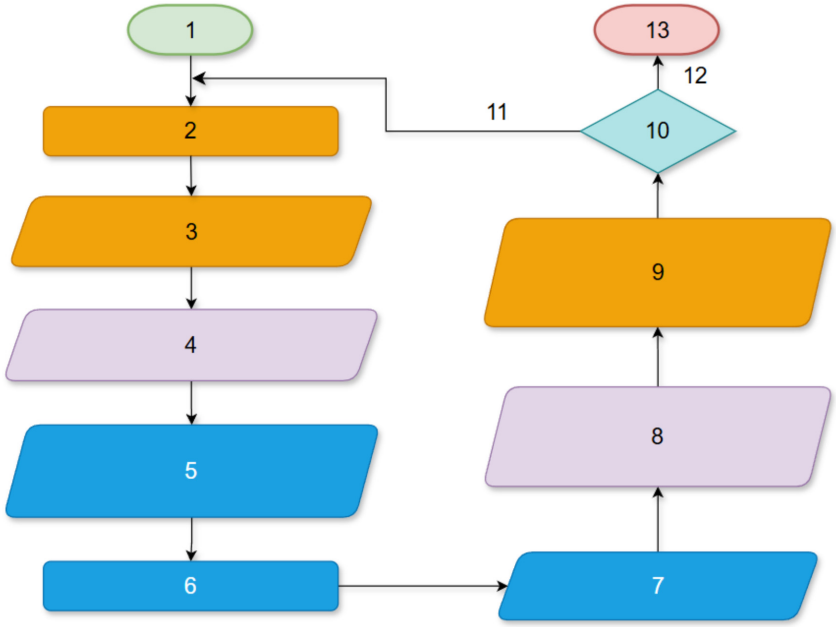


Рис. 3. Алгоритм решения МГД задачи с обратной связью:
1 — начало; 2 — решение Emag; 3 — выгрузка объемных сил $F(x, y)$ и мощности q_V;
4 — мапирование сил $F(x, y)$ и мощности q_V на сетку CFD;
5 — применение сил $F(x, y)$ и мощности q_V на стороне CFD решателя; 6 — решение CFD;
7 — выгрузка температур и измененной геометрии;
8 — мапирование температур и геометрии на сетку Emag;
9 — применение температур и построение геометрии на стороне Emag решателя;
10 — $\tau_T \geqslant \tau_k$; 11 — нет; 12 — да; 13 — конец

структурированная гексосетка, далее присваиваем нужные свойства заготовке и воздуху, загружаем полученные объёмные силы $F(x, y)$ и объёмную мощность тепловыделения q_V, выбираем необходимую модель решателя, после чего решаем теплогидродинамическую задачу.

6. Выгружаем температуру и объёмную долю $\beta(x, y)$ заготовки, полученные при решении теплогидродинамической задачи.

7. Мапируем выгруженные температуру и объёмную долю $\beta(x, y)$ на сетку электромагнитной части.

8. Применяем мапированные температуру и объёмную долю $\beta(x, y)$ на стороне Emag решателя.

9. Повторяем цикл с первого пункта, пока текущее время не будет превышать конченое.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В ходе решения электромагнитной задачи были получены распределения плотности тока в расплаве, магнитной индукции и сил Лоренца. На рис. 4 приведено распределение силы Ампера.

В ходе решения теплогидродинамической задачи были получены температурное поле в расплаве, распределение Джоулева тепла, доля жидкой фазы алюминия в момент плавления и поле скоростей в расплаве. На рис. 5–7 представлены температура в процессе нагрева заготовки, распределение Джоулева тепла, доля жидкой фазы алюминия в момент плавки, соответственно.

На рис. 8 показано изменение формы свободной поверхности в расплаве с течением времени.

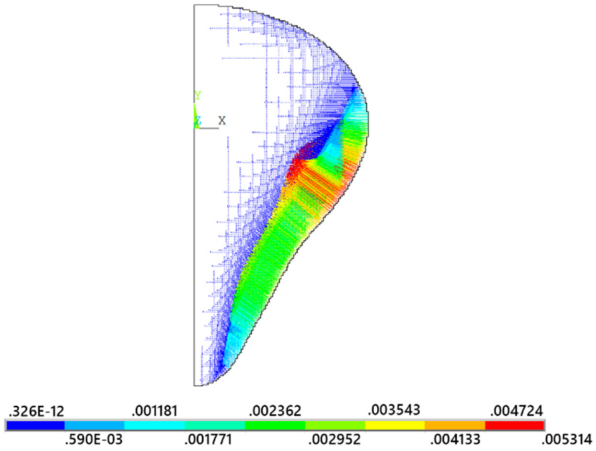


Рис. 4. Распределение силы Ампера на 98 секунде

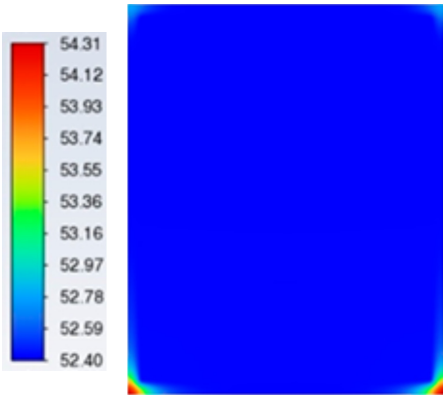


Рис. 5. Температура в начале нагрева

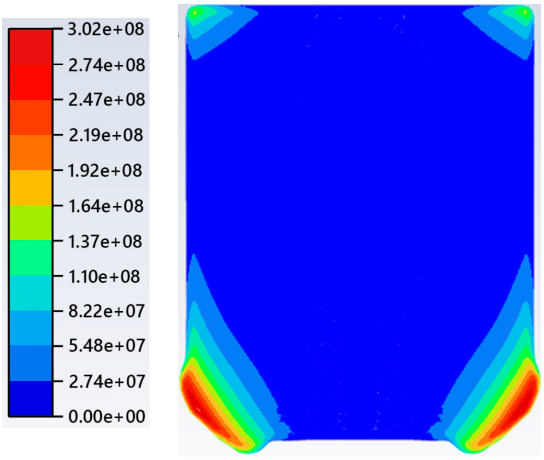


Рис. 6. Распределение Джоулева тепла

На рис. 9 отображены результаты аналогичного исследования команды учёных в составе С. Спитанса, Э. Бааке, Б. Наке и А. Яковича.

Проанализировав распределения, представленные на рис. 4–8, которые были получены при решении МГД задачи, можно заметить, что форма свободной поверхности, поле скоростей в расплаве, сила Лоренца, поддерживающая расплав в воздухе, хорошо коррелируют с данными, полученными в работах [2, 3, 6], и изображёнными на рис. 9.

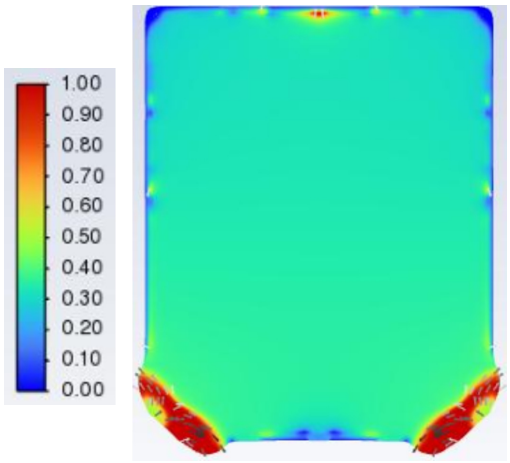


Рис. 7. Доля жидкой фазы алюминия в процессе плавления

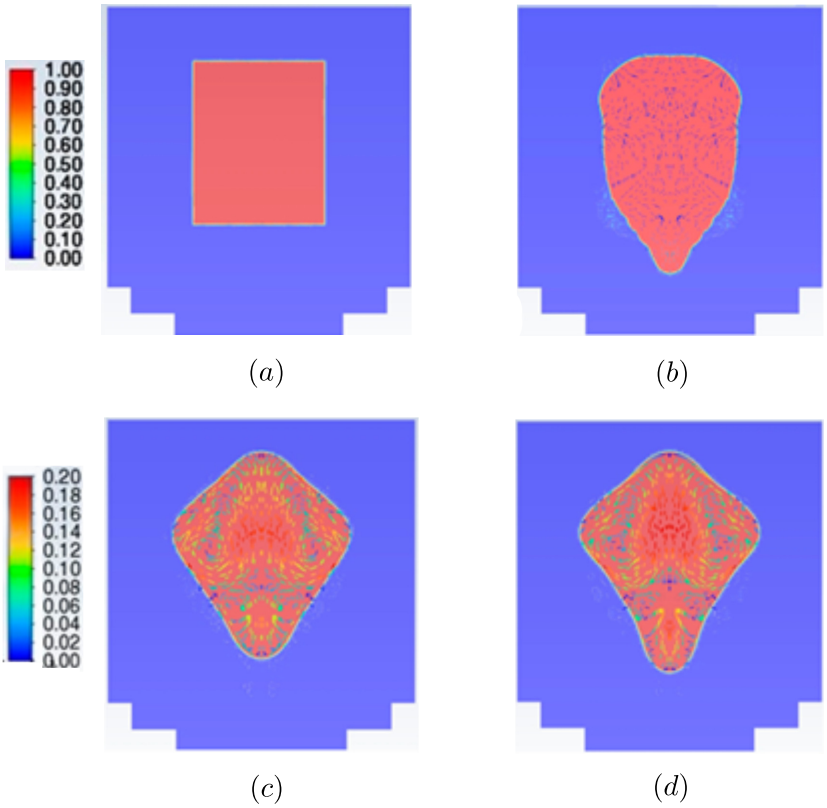


Рис. 8. Форма свободной поверхности с течением времени:
(a) 0 с; (b) 56 с; (c) 69 с; (d) 76 с

В ходе проведённого исследования изучалась зависимость процесса плавления металлической заготовки от величины тока в индукторе. В рамках численного моделирования фиксировались время полного плавления заготовки, максимальная температура, достигаемая в ходе нагрева, а также потребляемая мощность. Численное моделирование проводилось при различных значениях тока, что позволило построить зависимости исследуемых параметров от силы тока.

На рис. 10 продемонстрирована температурная зависимость от времени плавления и величины тока.

Наблюдается обратная зависимость: с увеличением силы тока время плавления умень-

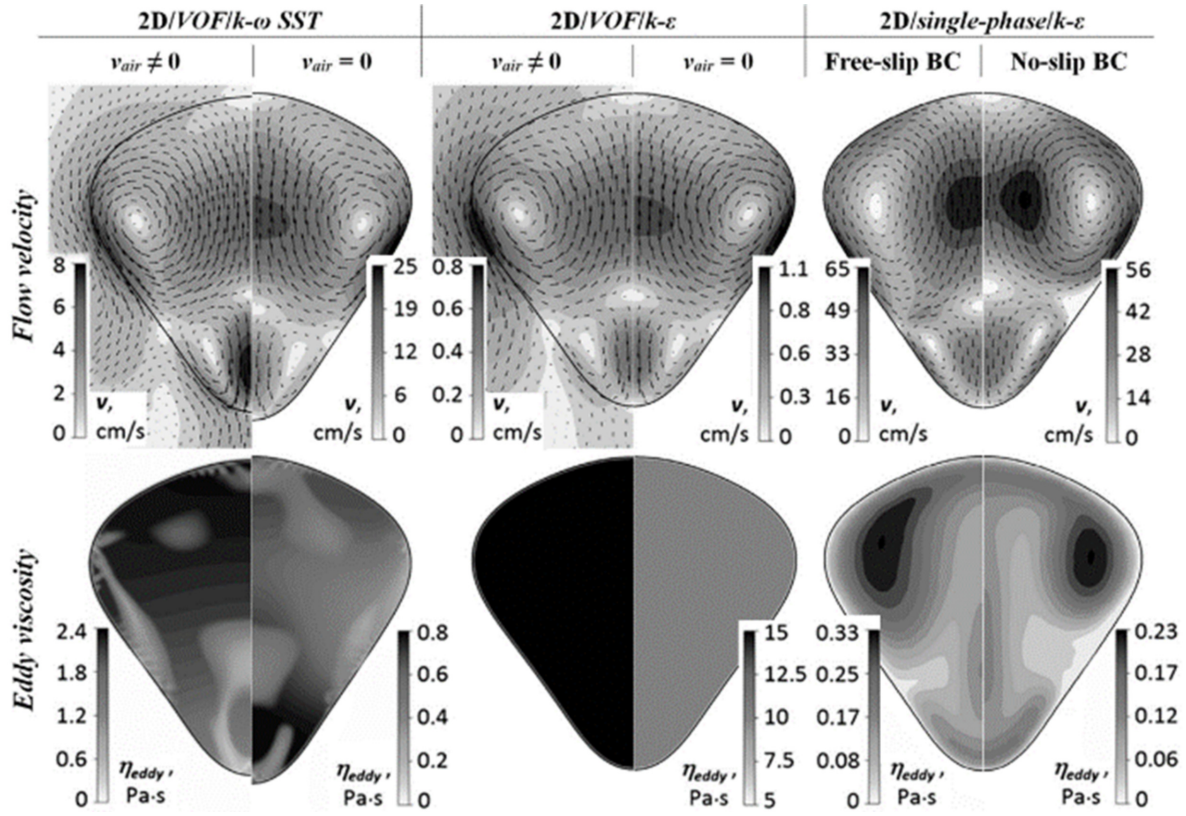


Рис. 9. Результаты исследования команды Спитанса, Бааке, Наке и Яковича [3]

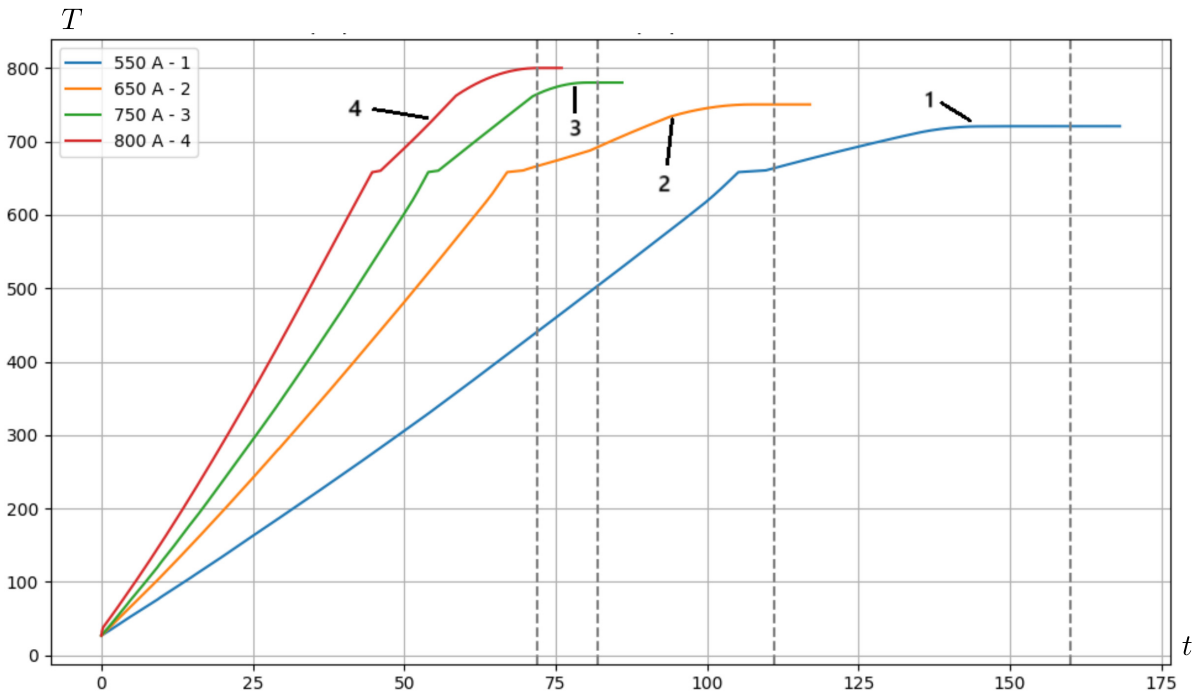


Рис. 10. Температурная зависимость от времени и тока

шается. Это связано с тем, что при большем токе возрастает количество выделяемого тепла, согласно закону Джоуля — Ленца, что ускоряет процесс нагревания и, соответственно, плавления материала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты численного моделирования протестированы посредством сравнения с экспериментальными данными, представленными в [3], показавшим хорошую корреляцию формы свободной поверхности, поля скоростей в расплаве, силы Лоренца. В результате работы:

1. Разработан алгоритм сопряжения электромагнитной и теплогидродинамической задачи, который может быть реализован в программном комплексе ANSYS для решения связанной МГД задачи и анализа процессов.

2. Разработан программный комплекс для решения сопряжённых МГД задач на базе коммерческого пакета Ansys в 2D.

3. Разработана численная 2D модель в программном комплексе ANSYS для расчёта электромагнитных процессов и интегральных энергетических параметров в индукционной установке для левитационной плавки алюминиевой заготовки весом 18,6 г.

4. Разработана численная 2D модель в программном комплексе ANSYS для расчёта теплогидродинамических процессов и динамики формы свободной поверхности в установке для левитационной плавки алюминиевой заготовки весом 18,6 г.

5. Произведено тестирование и валидация программного комплекса для решения сопряжённой МГД задачи.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа финансировалась за счёт средств бюджета Новосибирского государственного технического университета. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Сизганов Н.В., Хацаюк М.Ю., Тимофеев В.Н.* Численное моделирование процессов магнитной гидродинамики на базе открытого программного обеспечения (OpenFOAM/EOF/Elmer). Красноярск: изд-во СФУ, 2021.
2. *Bakhtiyarov S.I., Siginer D.A.* Electromagnetic Levitation Part I // Theoretical and Experimental Considerations FDMP. 2008. V. 4, N 2. P. 99–112.
3. *Spitans S., Baake E., Nacke B., Jakovics A.* Numerical Modeling of Free Surface Dynamics of Melt in an Alternate Electromagnetic Field. Part II // Conventional Electromagnetic Levitation Metallurgical and Materials Transactions B. 2016. V. 47.
4. *Хацаюк М.Ю.* Теория и моделирование магнитогидродинамических процессов в электротехнологических комплексах металлургического назначения. Санкт-Петербург: Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ». Дис. докт. по ВАК РФ 05.09.10.
5. *Морев А.Э., Максимов А.М.* Комплекс для импорта формы свободной поверхности и поля температур при исследовании сопряжённых МГД-процессов // НГТУ, Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2024618450 от 12.04.2025.
6. *Dzelme V.* Liquid metal electromagnetic levitation. Numerical modelling using Elmer and OpenFOAM // MHD Modelling School 2019, University of Latvia Faculty, of Physics, Mathematics and Optometry Laboratory for Mathematical Modelling of Environmental and Technological Processes, 2019.
7. *Демирчян К.С.* Машинные расчеты электромагнитных полей. М.: Высш. школа, 1986
8. *Каплун А.Б., Морозов Е.М., Олферьева М.А.* ANSYS в руках инженера. М.: УРСС, 2003.
9. *Темам Р.* Уравнения Навье — Стокса. Теория и численный анализ. М.: Мир, 1981.

10. *Ferziger J.H.* Numerical Simulation of Large Eddies for the Computation of Turbulent Flows // Rocket Science and Cosmonautics. 1977. V. 15, N. 9. P. 56–65.
11. *Smirnov E.M., Zaitsev D.K.* Finite Volume Method Applied to Hydrodynamics and Heat Transfer Problems in Complex Geometries // Scientific and Technical Bulletin. 2004. N. 2. P. 70–81.
12. *Bojarevics V., Pericleous K.* Modelling electromagnetically levitated liquid droplet oscillations // ISIJ International. 2003. N 6. P. 890–898.
13. *Bojarevics V., Pericleous K.* Modeling the dynamics of magnetic semi-levitation melting // Metall. Mater. Trans. B. 2000. N 31B. P. 179–189.
14. *Incropera F.P., DeWitt D.P., Bergman T.L., Lavine A.S.* Fundamentals of Heat Transfer. M.: Binom-Press LLC, 2007.
15. *Alexiades V., Solomon A.D.* Mathematical Modeling of Melting and Freezing Processes. Hemisphere Publishing Corporation, 1993.
16. ANSYS Fluent User's Guide, Ansys Inc., 2024. https://ansyshelp.ansys.com

SIBERIAN JOURNAL OF INDUSTRIAL MATHEMATICS

UDC 621.365.5:669

MODELING OF ELECTROMAGNETIC, THERMAL, AND HYDRODYNAMIC PROCESSES DURING LEVITATIONAL HEATING OF ALUMINUM PRODUCTS

© 2026 M. N. Andreev[a], A. E. Morev[b]

Novosibirsk State Technical University,
K. Marks prosp., 20, Novosibirsk 630073, Russia

E-mails: [a]andreev.maxim.1998@yandex.ru, [b]glhficcup@yandex.ru

Received 10.09.2025, revised 15.12.2025, accepted 13.05.2026

Abstract. Magnetohydrodynamic (MHD) technologies are extensively applied in the production of aluminum alloys. They enable effective mixing of the melt, enhance purification processes, and ensure uniformity in both temperature distribution and chemical composition. Growing demand for specialized aluminum alloys imposes stricter requirements on their quality and performance, stimulating the creation of new MHD equipment as well as the refinement of existing systems and processes. A key benefit of levitation melting is the elimination of melt contamination by crucible materials or other substances, which typically occurs when the melt comes into contact with them in conventional methods. This study focuses on analyzing electromagnetic and hydrodynamic phenomena within an induction system designed for levitation melting of aluminum billets. The paper reviews established numerical modeling approaches for such problems, emphasizing their distinctive feature – the need to account for interactions between different physical fields. Because of this complexity and narrow specialization, modeling is often constrained by available software tools. Comprehensive investigation of these processes requires the integration of electromagnetic and hydrodynamic methods. The paper also presents results of numerical simulations for an MHD problem with feedback, carried out using an original program developed for field quantity interpolation.

Keywords: alternating electromagnetic field, magnetic hydrodynamics, thermodynamics, levitation melting, control volume method, multiphysics.

DOI: 10.33048/SIBJIM.2026.29.302

REFERENCES

1. N.V. Sizganov, M.Yu. Khatsayuk, V.N. Timofeev. Chislennoe modelirovanie processov magnitnoj gidrodinamiki na baze otkrytogo programmnogo obespecheniya (OpenFOAM/EOF/Elmer) [Numerical Simulation of Magnetohydrodynamic Processes Using Open-Source Software (OpenFOAM/EOF/Elmer)]. Krasnoyarsk: Siberian Federal University, 2021 (in Russian).
2. Bakhtiyarov S.I., Siginer D.A. Electromagnetic Levitation Part I. *Theoretical and Experimental Considerations FDMP*, 2008, Vol.4, No. 2, pp.99–112.
3. Spitans S., Baake E., Nacke B., Jakovics A. Numerical Modeling of Free Surface Dynamics of Melt in an Alternate Electromagnetic Field. Part II. *Conventional Electromagnetic Levitation Metallurgical and Materials Transactions B*, 2016, Vol. 47.
4. M.Yu. Khatsayuk. Teoriya i modelirovanie magnitogidrodinamicheskih processov v ehlektrotehnologicheskih kompleksah metallurgicheskogo naznacheniya [Theory and modeling of magnetohydrodynamic processes in electrotechnological complexes for metallurgical purposes]. Dis Dr. Tech. Sciences: 05.09.10. St. Petersburg: St. Petersburg Electrotechnical University «LETI». 2019.

English translation is published in Journal of Applied and Industrial Mathematics, 2026, Vol. 20, No. 3.

5. A.E. Morev, M.N. Andreev. Complex for Importing Free Surface Shape and Temperature Field in the Study of Coupled MHD Processes, Patent No. 2024618450, filed 12.04.2024, published 12.04.2024, Russia.
6. Dzelme V. Liquid metal electromagnetic levitation. Numerical modelling using Elmer and OpenFOAM. *MHD Modelling School 2019, University of Latvia Faculty, of Physics, Mathematics and Optometry Laboratory for Mathematical Modelling of Environmental and Technological Processes*, 2019.
7. Демирчян К.С. Mashinnye raschety ehlektromagnitnyh polej [Numerical Calculations of Electromagnetic Fields]. Moscow: Vysshaya Shkola, 1986 (in Russian).
8. Kaplun A.B., Morozov E.M., Olferyeva M.A. ANSYS v rukah inzhenera [ANSYS in the Hands of an Engineer] Moscow: Publ. URSS, 2003 (in Russian).
9. Temam R. Navier—Stokes Equations: Theory and Numerical Analysis. North-Holland Publ. Company, 1977.
10. Ferziger J.H. Numerical Simulation of Large Eddies for the Computation of Turbulent Flows. *Rocket Science and Cosmonautics*, 1977, Vol. 15, No. 9, pp. 56–65.
11. Smirnov E.M., Zaitsev D.K. Finite Volume Method Applied to Hydrodynamics and Heat Transfer Problems in Complex Geometries. *Scientific and Technical Bulletin*, 2004, No. 2, pp. 70–81.
12. Bojarevics V., Pericleous K. Modelling electromagnetically levitated liquid droplet oscillations. *ISIJ International*, 2003, No. 6, pp. 890–898.
13. Bojarevics V., Pericleous K. Modeling the dynamics of magnetic semi-levitation melting, *Metall. Mater. Trans. B.*, 2000, Np. 31B, pp. 179–189.
14. Incropera F.P., DeWitt D.P., Bergman T.L., Lavine A.S. Fundamentals of Heat Transfer. M.: Binom-Press LLC, 2007.
15. Alexiades V., Solomon A.D. Mathematical Modeling of Melting and Freezing Processes. Hemisphere Publishing Corporation, 1993.
16. ANSYS Fluent User's Guide, Ansys Inc., 2024. https://ansyshelp.ansys.com