

Научная статья

Генерация закрученного потока жидкого металла в цилиндрическом канале под действием постоянных магнитных полей

*В.С. Озерных, И.В. Колесниченко**Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Российская Федерация*

Численно исследовано транзитное течение жидкого металла в цилиндрическом канале, в котором на металл действует постоянное магнитное поле сложной конфигурации, обеспечивающее закрутку потока. Актуальность исследования с теоретической точки зрения обусловлена тем, что закрученные потоки электропроводящего вещества недр космических тел (звезд, планет) формируют космические магнитные поля и взаимодействуют с ними. Практический интерес заключается в возможности бесконтактного порождения интенсивных перемешивающих течений с помощью постоянных магнитных полей, которые не создают электромагнитных помех для оборудования. Эти течения способны гомогенизировать состав и температуру жидкометаллического теплоносителя в цилиндрическом трубопроводе либо интенсифицировать его теплообмен. Магнитное поле генерируется парой катушек Гельмгольца, ориентированных ортогонально к оси канала, и системой электродов специальной конфигурации, создающих магнитное поле вдоль оси канала. Взаимодействие транзитного течения с магнитным полем от катушек Гельмгольца вызывает электрический ток, направленный преимущественно ортогонально оси канала. Ток совместно с магнитным полем от системы электродов создает электромагнитную силу, азимутальная компонента которой и приводит к закрутке. Исследование выполнено с помощью авторской математической модели магнитогидродинамических процессов в безындукционном приближении. Показано, что постоянное магнитное поле может поддерживать устойчивую закрутку потока. Получены зависимости интенсивности закрутки от параметров процесса, а также построены диаграммы возникающих режимов течения. Выполнено сопоставление результатов при контактном и бесконтактном способах генерации магнитного поля с помощью системы электродов.

Ключевые слова: магнитная гидродинамика, закрученное течение, жидкий металл, магнитное препятствие, электромагнитная сила

Получение: 29.06.2026 / *Принятие:* 16.09.2026 / *Публикация онлайн:* 31.10.2026

УДК 537.6; 537.84

1. Введение

Генерация и поведение закрученных потоков электропроводящих сред, в которых вращение создано путем воздействия электромагнитной силы, являются одной из наиболее интересных проблем магнитной гидродинамики (МГД). Фундаментальный интерес обусловлен тем, что закрученные потоки сред, содержащиеся внутри звезд и планет, участвуют в формировании их магнитных полей [1]. Практический интерес связан с реализацией этих потоков в различных устройствах, в частности, металлургической [2] и атомной [3] промышленности. Электрический ток $\mathbf{j}$ и магнитное поле $\mathbf{B}$ приводят в электропроводящей среде к появлению электромагнитной силы $\mathbf{f}^{em} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ [4].

Существует три способа возбуждения электромагнитной силы и, как следствие, течения жидкого металла, которые отличаются механизмом генерации электрического тока. В первом способе плотность электрического тока $\mathbf{j}$ индуцируется внешним переменным магнитным полем $\nabla \times \mathbf{j} = -\sigma \partial_t \mathbf{B}$. Во втором способе постоянный или переменный электрический ток $\mathbf{j}$ подводится к среде, а магнитное поле $\mathbf{B}$ создается либо этим же током, либо внешним источником. В третьем способе движущаяся со скоростью $\mathbf{V}$ среда, обладающая электропроводностью σ , взаимодействует с внешним постоянным магнитным полем, характеризуемым индукцией $\mathbf{B}$. Все механизмы приводят к генерации электродвижущей силы с напряженностью $\mathbf{E}^e = \mathbf{V} \times \mathbf{B}$ и, как следствие, к появлению электрического тока $\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}^e)$ и электромагнитной силы.

В работе рассматривается третий способ, при котором электрический ток создается с помощью переменного магнитного поля. Этот механизм хорошо изучен и получил широкое распространение в электромагнитных устройствах металлургической и атомной промышленности [5]. В большинстве устройств ток и электромагнитная сила инициируются бегущим или вращающимся магнитным полем [6–9]. При воздействии вращающимся магнитным полем подразумевается подвод электрического тока извне, что вызывает появление электровихревых течений [10]. Этот механизм имеет широкое применение на практике, например, в кондукционных электромагнитных насосах [11], в дуговых печах [12] и жидкометаллических батареях [13, 14].

Главным преимуществом закрутки электропроводящей среды с помощью электромагнитных сил является возможность привести среду в движение бесконтактным образом. Жидкие металлы и сплавы в большинстве случаев обладают высокой температурой, к тому же они химически активны. Возникает необходимость в использовании каналов из специальных сплавов или керамики, покрытых теплоизоляцией и имеющих, как правило, простую геометрическую форму, например, вида цилиндрической трубы. Закрученные потоки могут быть использованы для одновременного перекачивания рабочей среды и гомогенизации ее свойств и температуры [15]. Закрутка потоков дает возможность создавать уединенные вихри [16], которые могут быть полезными для бесконтактной диагностики характеристик самого потока жидкого металла в металлургических процессах либо теплоносителя в атомных реакторах на быстрых нейтронах. Уединенные вихри получаются посредством бесконтактной генерации встречно-вращающихся течений; в результате возникает большое количество

разнообразных гидродинамических структур [17] за сравнительно короткое время [18]. Следует подчеркнуть, что при генерации тока бегущим и вращающимся магнитными полями электромагнитная сила возникает как в покоящейся, так и в движущейся электропроводной среде.

Электропроводящая среда взаимодействует как с продольным, так и с поперечным внешним магнитным полем. В продольном магнитном поле наиболее интересной проблемой является устойчивость струйного течения [19, 20]. В работе [21] обнаружено, что наложение поля предотвращает распад струйного течения, хотя скорость и магнитное поле сонаправлены и электромагнитная сила должна быть нулевой. Однако при этом магнитное поле подавляет составляющие скорости, ортогональные направлению течения, что приводит к стабилизации потока. В поперечном магнитном поле сила воздействует на основное течение таким образом, что при определенных параметрах возникают крупномасштабные флуктуации скорости [22–24]. Так, в работе [21] наблюдалось формирование азимутального вращения, причина которого объясняется возможной неустойчивостью или несовершенством промышленной установки. Таким образом, постоянное магнитное поле может как стабилизировать течение, так и приводить к его флуктуациям. Актуальность этих работ связана с разработкой методов управления жидкометаллическим теплоносителем в сильных магнитных полях термоядерного реактора.

С одной стороны, генерация закрутки с помощью переменных вращающихся магнитных полей является очень эффективным методом, так как сразу возникает азимутальная компонента электромагнитной силы. С другой стороны, в технологических процессах использование переменных полей вызывает проблемы из-за образования нежелательных электромагнитных помех, а в природных процессах переменные магнитные поля если и возникают, то имеют чрезвычайно низкую частоту. Воздействие же постоянного поля не приводит к появлению закрутки потока, если не принимать во внимание упомянутую выше неустойчивость. Магнитное поле, направленное поперек потока, действует на него как «магнитное препятствие» аналогично цилиндрическому твердому телу, которое жидкость вынуждена обтекать [25]. Обтекание приводит к генерации пульсаций в вихревой дорожке, что может быть использовано для измерения скорости среды [26]. Однако закрутки не происходит, поскольку электромагнитная сила направлена противоположно движению из-за преимущественно поперечного протекания электрического тока.

Таким образом, для появления закрутки нужен источник магнитного поля, действие которого приведет к генерации азимутальной компоненты электромагнитной силы. В работе [27] показано, что возможно подобрать такую конфигурацию постоянных магнитных полей, которая приведет к закрутке изначально безвихревого потока. Эти поля генерировались набором стержней, пронизывающих поток, по которым протекал электрический ток. Однако не учитывался процесс обтекания стержней, что препятствовало полноценной реализации механизма. Казалось бы, ток можно подвести к стенкам канала так, чтобы он протекал поперек потока, и процесс обтекания стержней исключался. В этом случае закрутка тоже получалась [28]. Тем не менее, как показали исследования [29, 30], в системе неизбежно возникают электровихревые течения, которые возмущают поток.

Поэтому в предлагаемой вниманию читателей работе рассматривается способ создания необходимого для закрутки магнитного поля, которое генерируется с помощью расположенной снаружи канала пары стержней с протекающим по ним электрическим током. Целями работы являются доказательство возможности генерации закрутки в потоке бесконтактным образом посредством постоянного магнитного поля, сопоставление контактного и бесконтактного способов закрутки, а также получение зависимостей интенсивности закрутки от параметров процесса.

2. Постановка задачи

2.1. Концептуальная постановка задачи

В работе изучаются магнитогидродинамические (МГД) процессы, происходящие в цилиндрическом канале (Рис. 1). Свяжем декартову систему координат с центром входного торца канала, ось Z направим вдоль его оси. Но для демонстрации результатов далее применяется цилиндрическая координатная система, в которой тангенциальная скорость потока определяется через угловую скорость вращения и радиус.

Пусть по каналу со средней скоростью V_0 на входе течет жидкий металл с электрической проводимостью σ . Длина канала L_0 на порядок больше его диаметра D_0 . На расстоянии L_1 от входа располагаются источники постоянных магнитных полей:

- 1-е поле, создаваемое катушками Гельмгольца (1), имеет индукцию B_1 , его вектор направлен вдоль оси Y (поперек канала); поле B_1 однородно в области диаметром D_1 и быстро уменьшается за ее пределами;
- 2-е поле с индукцией B_2 инициируется парой стержней (2), по которым течет электрический ток плотностью j_2 в положительном направлении оси Y ; поле от одного стержня направлено по часовой стрелке, а от другого против часовой стрелки; силовые линии поля B_2 представляют собой окружности вокруг этих стержней;
- 3-е поле с индукцией B_3 возникает вследствие протекания электрического тока j_3 поперек канала в направлении оси Y ; ток может передаваться по жидкому металлу и подводится либо с помощью контактов к стенке канала, либо по тонкому стержню (3), диаметр которого много меньше диаметра канала D_0 (4); силовые линии поля B_3 представляют собой окружности вокруг стержня (3).

Движение жидкого металла со скоростью V_0 в магнитном поле B_1 является причиной индуцирования электрического поля $E_1 \sim V_0 \times B_1$ (Рис. 2а) и, следовательно, к возникновению электрического тока с плотностью $j_1 \sim \sigma E_1$. В решаемой задаче принимается, что электрическая проводимость стенок канала σ_w существенно превышает электрическую проводимость жидкого металла: $\sigma_w \gg \sigma$. Поэтому вектор плотности электрического

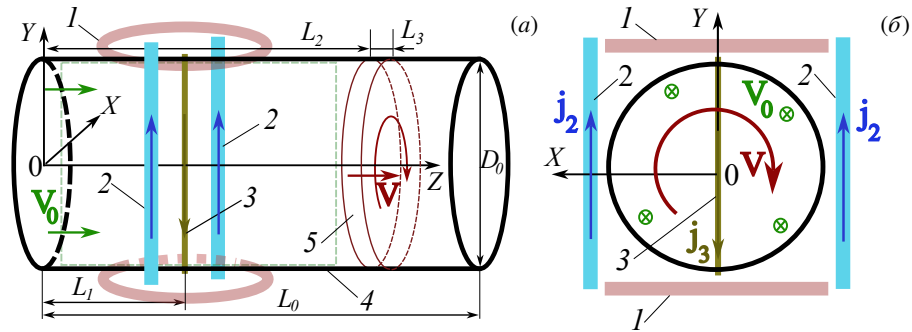


Рис. 1. Схема к постановке задачи: вид сбоку (а), вид с торца (б); 1 – катушки Гельмгольца, 2 – внешние электроды, 3 – внутренний электрод, 4 – канал, 5 – область регистрации колебаний

тока j_1 в области действия источников магнитных полей будет направлен преимущественно вдоль оси X . Взаимодействие тока j_1 и магнитного поля B_1 приводит к возникновению электромагнитной силы $f_1 \sim j_1 \times B_1$, направленной вдоль оси Z навстречу потоку. Действие этой силы вносит возмущение в поток, но вызывает не закручивание его, а торможение. Однако исключить эту силу невозможно, поэтому используется магнитное поле небольшой индукции $B_1 = 0.01$ Тл, которому соответствует число Гартмана $Ha_1 \sim 10^2$.

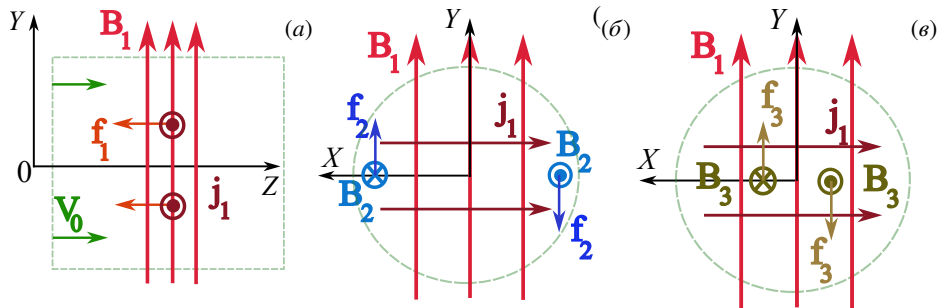


Рис. 2. Схема генерации электромагнитных сил в разных магнитных полях: в 1-м (а), во 2-м (б), в 3-м (в)

Взаимодействуя друг с другом, ортогональные электрический ток j_1 и магнитное поле B_2 генерируют электромагнитную силу, направленную вдоль оси Y . Вследствие выбранной конфигурации поля B_2 вектор силы f_2 в диаметрально противоположных областях канала направлен в противоположные стороны (Рис. 2б). Эти силы имеют азимутальные компоненты, которые вызывают закрутку потока жидкого металла. В результате в области (5) скорость потока V имеет как аксиальную, так и вращательную компоненты.

Аналогичным образом действуют друг на друга взаимно ортогональные электрический ток j_1 и магнитное поле B_3 . Азимутальные компоненты электромагнитной силы f_3 также закручивают поток.

2.2. Математическая модель

Рассмотренные выше явления изучаются с помощью математической модели, которая основана на уравнениях МГД, описывающих взаимодействие электрических и магнитных полей с движущимися электропроводящими средами [4]. Интенсивность переноса магнитного поля потоком электропроводящей среды характеризуется безразмерным магнитным числом Рейнольдса $Re_m = V_0 R_0 \sigma \mu \mu_0$, где μ — магнитная проницаемость, μ_0 — магнитная постоянная, $R_0 = D_0/2$ — радиус канала. В данном исследовании для жидкого металла принимается $\mu = 1$ и, согласно предварительным оценкам, $Re_m \ll 1$. При определении максимальной величины магнитного числа Рейнольдса берется скорость аксиального течения в канале, которая не превышает 1 м/с. Тогда $Re_m \sim 0.5$. Однако такой скорости поток достигает лишь в некоторых режимах и в довольно малом объеме металла. Поэтому использование безындукционного приближения остается правомерным. Условие $Re_m \ll 1$ означает, что переносом магнитного поля потоком электропроводящей жидкости можно пренебречь, иными словами, не учитывать генерацию вторичного магнитного поля возникающим в процессе током j_1 .

Так как в данной постановке задачи все магнитные поля являются постоянными во времени, то отсутствует индукция, связанная с изменением магнитного поля во времени. При этом возникает стационарная электродвижущая сила как результат взаимодействия течения электропроводящей жидкости и внешнего магнитного поля. В связи с этим система уравнений Максвелла сводится к следующему виду:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (3)$$

Здесь (1) — закон Ампера без учета тока смещения; (2), (3) — условия соленоидальности полей. Взаимодействие движущейся электропроводной среды и внешнего магнитного поля представляется как

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (5)$$

где (4) — закон Ома, (5) — условие неразрывности плотности электрического тока. Уравнения (4) и (5) относительно электрического потенциала ϕ с учетом слагаемого $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ записываются как

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= \sigma(-\nabla\phi + \mathbf{V} \times \mathbf{B}), \\ \nabla \cdot \mathbf{j} &= -\sigma \Delta\phi + \sigma \nabla \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = 0. \\ \Delta\phi &= \nabla \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{B}). \end{aligned}$$

Граничные условия для потенциала имеют вид:

$$\frac{\partial\phi}{\partial\mathbf{n}}|_{\text{bound}} = \mathbf{n} \cdot \nabla\phi|_{\text{bound}} = 0.$$

В результате совместного действия электрического тока и магнитного поля в электропроводящей среде появляется результирующая электромагнитная сила:

$$\mathbf{f}^{em} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}.$$

Течение электропроводящей среды в безындукционном приближении описывается уравнением Навье–Стокса с учетом действия электромагнитной силы

$$\frac{\partial\mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nabla \cdot [(\nu + \nu_t)(\nabla\mathbf{V} + \mathbf{V}\nabla)] + \frac{\mathbf{f}^{em}}{\rho},$$

а также уравнением неразрывности

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0,$$

в которых приняты обозначения: ν — молекулярная вязкость, ν_t — турбулентная вязкость, ρ — плотность жидкого металла.

На входной границе области задается профиль скорости со средним значением V_0 . Длина входного участка и форма профиля в данной задаче не играют существенной роли, поскольку после попадания изначально однородного потока в область действия электромагнитных сил последние сильно возмущают структуру течения. Это приводит к возникновению интенсивного вращательного движения и перемешиванию потока. При этом течение полностью теряет свою предысторию, сохраняется только расход. На выходной границе полагается равным нулю давление.

Для описания турбулентности используется $k-\omega$ модель. На стенках канала для скорости задается условие прилипания. На границах области жидкого металла тангенциальная составляющая плотности тока отсутствует вследствие принятого допущения, что электропроводность стенки много больше электропроводности жидкого металла.

На внешней границе всей расчетной области ставится условие равенства нулю нормальной компоненты магнитного поля.

Задача решается в размерном виде. В расчетах длина цилиндрического канала составляет $L_0 = 1$ м, диаметр $D_0 = 2R_0 = 0.1$ м. Для потока металла используются параметры, соответствующие жидкому натрию при умеренной температуре (около 180°C): плотность $\rho = 912.2$ кг/м³; электропроводность $\sigma = 8.3$ МСм/м; кинематическая вязкость $\nu = 0.55 \cdot 10^{-6}$ м²/с. Интенсивность осевого течения при отсутствии магнитного поля определяется числом Рейнольдса $\text{Re}_0 = V_0 R_0 / \nu$, характерное значение которого в данном исследовании составляет $\text{Re}_0 \sim 10^5$ и свидетельствует о развитой турбулентности. Воздействие внешнего магнитного поля на поток электропроводящей жидкости описывается безразмерным числом Гартмана: $\text{Ha} = B_0 R_0 \sqrt{\sigma/\eta}$, где B_0 — характерное значение магнитной индукции, η — динамическая вязкость жидкости. Если магнитное поле однородно в какой-либо зоне расчетной области (как, например, поле $\mathbf{B}_1$), то число Гартмана характеризует интенсивность торможения потока магнитным полем в этой зоне. Если поле сильно неоднородно (как поля $\mathbf{B}_2$ и $\mathbf{B}_3$), то число Гартмана можно рассматривать как некоторую осторожную оценку торможения и брать в расчет либо его максимальное, либо среднее значение. Анализ интенсивности закрутки течения производится по частоте вращения объема жидкости, расположенного на расстоянии $L_2 = 0.7$ м и имеющего толщину $L_3 = 0.1$ м (см. зону (5), Рис. 1).

Для проведения расчетов применяются пакеты Emag и Fluent программного комплекса ANSYS. Все расчеты выполняются с использованием многопроцессорной вычислительной техники. Для построения структурированной сетки и обеспечения удовлетворительного разрешения на границах цилиндрической расчетной области последняя делится на несколько подобластей. При решении гидродинамической части задачи расчетная сетка содержит более $8 \cdot 10^5$ конечных объемов. Средний размер одного элемента составляет $h = 3 \cdot 10^{-3}$ м, а шаг по времени

$\tau = 0.01$ с. Число Куранта $\tau \cdot u/h$, обеспечивающее выполнение условия устойчивости численного решения, не превышает 1, где u — характерная скорость потока.

Исследование сеточной сходимости в режиме $B_2 = 0.7$ Тл, $B_3 = 0.7$ Тл показало, что сгущение сетки в три раза (до шага $h = 1 \cdot 10^{-3}$ м) не приводит к значимому изменению результатов. Для сравнения проводилась оценка величины кинетической энергии течения и частоты колебаний скорости. Отклонение параметров, по сравнению с режимами, обсуждаемыми в статье, составило не более 1–2%. Математическая модель и методика расчета электромагнитных и гидродинамических процессов были валидированы в предыдущих работах авторов [7, 9, 14, 30].

3. Результаты

Расчеты показывают, что под действием магнитных полей B_2 и B_3 действительно возникает закрученное движение жидкого металла в цилиндрическом канале. Слабое магнитное поле $B_2 = 0.1$ Тл при отсутствии поля B_3 создает азимутальное вращение жидкости, локализованное в пристеночной области (Рис. 3а). Увеличение магнитного поля до $B_2 = 0.7$ Тл приводит к интенсификации закрутки течения, к возмущениям азимутальной скорости V_φ вблизи стенок канала (Рис. 3б). Скорость становится на порядок больше и достигает 1 м/с. При этом возрастает не только ее значение, но и пространственная неоднородность ее распределения. Вероятно, причина этого явления состоит в возникновении множества вихрей Тейлора–Гертлера в пристеночной области. По размеру они меньше полоидального вихря, но значительно крупнее мелкомасштабных турбулентных вихрей (разрешимость последних является дискуссионным вопросом в модели турбулентности $k - \omega$). Подробнее возникновение и развитие вихрей Тейлора–Гертлера описано в работах [17, 31].

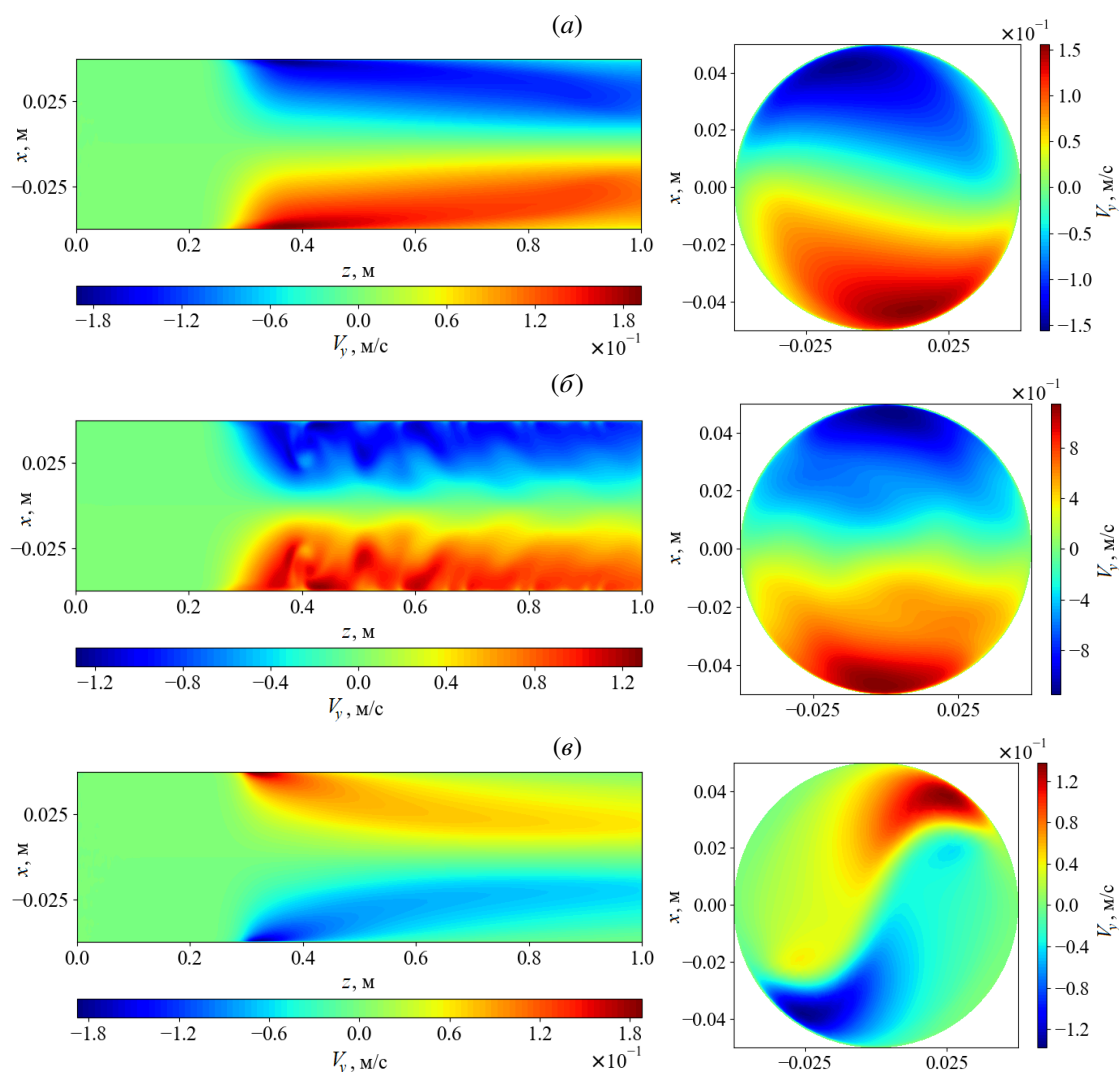


Рис. 3. Мгновенные поля скорости V_φ в осевом и поперечном сечении с координатой $z = 0.6$ м в режимах: $B_2 = 0.1$ Тл, $B_3 = 0.0$ Тл (а); $B_2 = 0.7$ Тл, $B_3 = 0.0$ Тл (б); $B_2 = 0.0$ Тл, $B_3 = 0.1$ Тл (в)

В поле $B_3 = 0.1$ Тл, в отсутствие поля B_2 , азимутальное вращение жидкости в цилиндрическом канале смещается от стенок и локализуется вблизи оси (Рис. 3в). Несмотря на присутствие общей закрутки потока, само вращение происходит неоднородно, могут возникать отдельные вихревые структуры, которые начинают

взаимодействовать между собой. Интенсивность закрутки определяется величиной магнитного поля. В сильных магнитных полях (порядка 1 Тл) для течения характерна спиралевидная структура в пристеночной области. При этом скорость жидкости вблизи оси канала практически не имеет вращательной компоненты.

Иная ситуация наблюдается при слабых магнитных полях. Обнаружено, что в узком диапазоне параметров, а именно при $B_2 = 0.15$ Тл и $B_3 = 0.10$ Тл, существуют режимы, в которых закрутка потока на оси канала и на периферии разделяется. На рисунке 4 приведена картина распределения тангенциальной скорости потока. Закрутка против часовой стрелки (отрицательная) происходит вблизи стенок, закрутка по часовой стрелке (положительная) характерна для осевой зоны. Величина закрутки на периферии при одинаковых магнитных полях на порядок превосходит величину осевой закрутки потока.

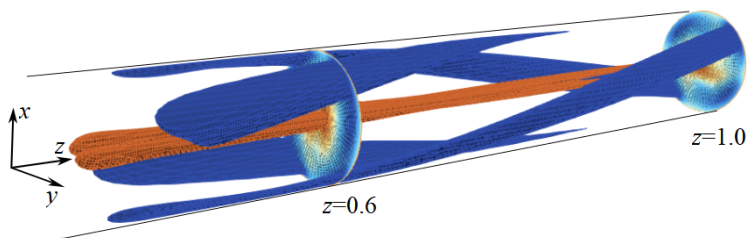


Рис. 4. Изоповерхность поля тангенциальной скорости при одновременном действии магнитных полей $B_2 = 0.15$ Тл, $B_3 = 0.10$ Тл; вращению отвечают величины скорости: на периферии (против часовой стрелки) $V_{tan} = -0.18$ м/с, вблизи оси (по часовой стрелке) $V_{tan} = 0.03$ м/с

Следует отметить, что состояние системы, при котором осевая часть течения закручена в одну сторону, а периферийная в другую, является нестабильным и возможно лишь на небольшом расстоянии от источника. На рисунке 5а показан пример такой конфигурации. В ограниченной области канала наблюдается закрученное течение и на оси канала, и на периферии. Однако далее по потоку осевая закрутка подавляется течением с периферии. Поле тангенциальной скорости в поперечном сечении представляет собой две спирали (Рис. 5б). Наибольшая интенсивность вращения имеет место вблизи стенок, и она заметно превышает соответствующий параметр осевого вращения.

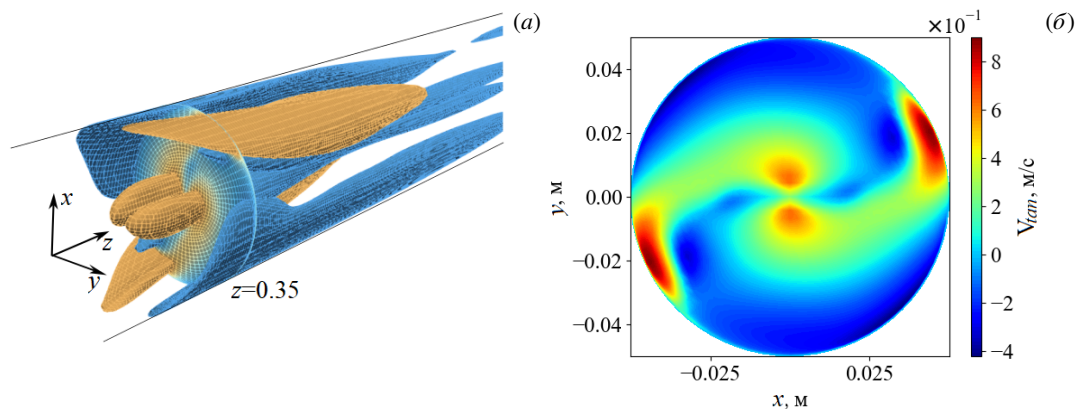


Рис. 5. Изоповерхность поля тангенциальной скорости $V_{tan} = \pm 0.2$ м/с в режиме $B_2 = 0.3$ Тл, $B_3 = 0.7$ Тл с двумя противоположно закрученными струйными течениями (а) и поле тангенциальной скорости в поперечном ($z = 0.35$ м) сечении (б)

Зависимость частоты вращения потока и, следовательно, частоты колебаний его тангенциальной скорости от величины магнитных полей B_2 и B_3 показана на рисунке 6а. При отсутствии одного из магнитных полей вращения не возникает. Усиление поля B_2 приводит к более значительному повышению частоты закрутки, чем усиление поля B_3 . При максимальной величине внешнего поля $B = 1$ Тл частоты отличаются приблизительно в два раза. Такое же соотношение частот сохраняется и в более слабых магнитных полях. Из этого следует, что на частоту возникающего вращения жидкого натрия поле B_2 влияет существеннее.

Для определения частоты колебаний тангенциальной скорости рассматривается область, отмеченная цифрой 5 на рисунке 1а. При установившемся состоянии течения для его каждого конечного объема, входящего в область регистрации колебаний, рассчитывается отношение тангенциальной скорости к расстоянию до оси цилиндра: $f = V_{tan}/r$. Полученные данные суммируются, и результат делится на общий объем области. Такие расчеты проводятся в каждый момент времени. Далее полученные данные осредняются за 10-секундный интервал реального времени, что соответствует не менее чем 20 оборотам вихря. Зависимость частоты колебаний тангенциальной скорости от величины магнитного поля B_3 при фиксированном $B_2 = 0.7$ Тл представлена на рисунке 6б. Наибольшая частота достигается при $B_3 = -1.0$ Тл. Такой режим соответствует сонаправленному вращению,

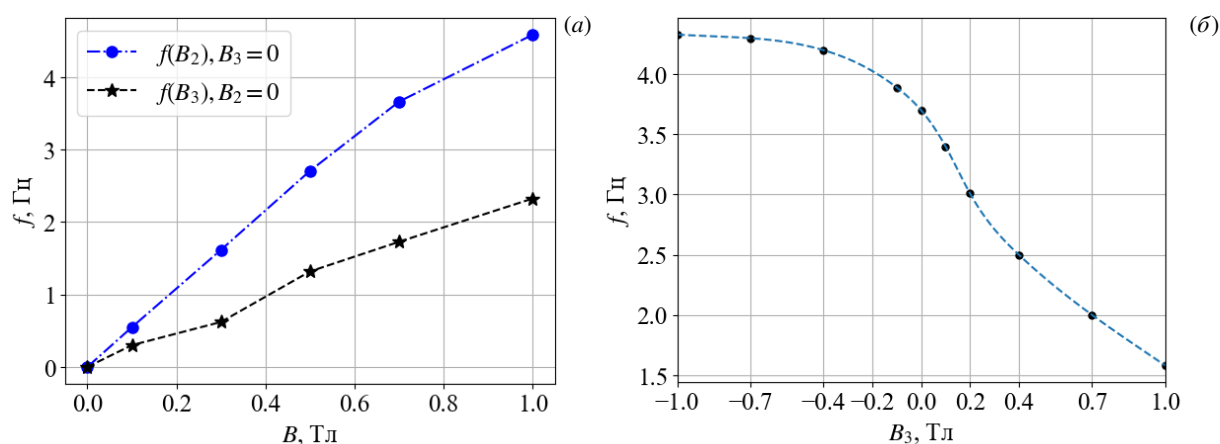


Рис. 6. Зависимость частоты колебаний тангенциальной скорости от величины магнитного поля: только в присутствии поля B_2 (точки), только в присутствии поля B_3 (звездочки) (а); постоянное поле $B_2 = 0.7$ Тл, поле B_3 меняется (б)

вызванному источниками B_2 и B_3 . С ростом B_3 наблюдается общая тенденция снижения частоты колебаний. При отрицательных B_3 скорость уменьшения частоты приблизительно в два раза ниже, чем при положительных B_3 .

Поля тангенциальной скорости течения в поперечном сечении канала на расстоянии от входа $z = 0.6$ м демонстрируют различное поведение системы в выбранных режимах исследования (Рис. 7). 3D-картины обсуждаемых течений изображены на рисунке 8. Режим I характеризуется сильным сонаправленным вращением, создаваемым в полях $B_2 = 0.7$ Тл и $B_3 = -0.7$ Тл. При этом наблюдается один мощный вихрь. Наибольшая интенсивность вращения оказывается в пристеночной области. На оси канала вращательное движение отсутствует.

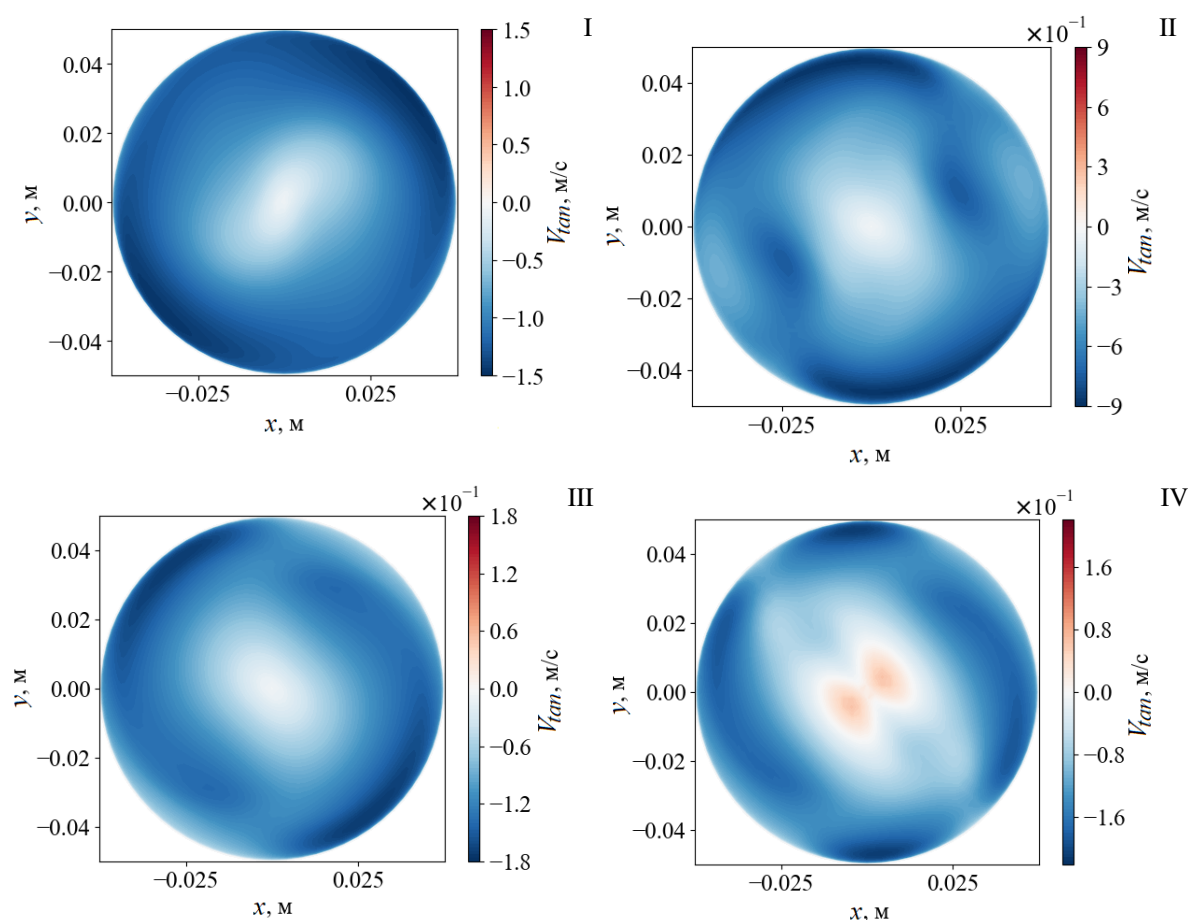


Рис. 7. Поля тангенциальной скорости V_{tan} в поперечном сечении с координатой $z = 0.6$ м в режимах I, II, III, IV

Режиму II соответствует более слабое сонаправленное вращение: $B_2 = 0.5$ Тл и $B_3 = -0.1$ Тл. Уменьшение величины магнитных полей приводит к снижению общей интенсивности вращения. Изменяется структура потока. Образующийся вихрь состоит из двух ветвей спирали различной интенсивности: относительно мощного

пристеночного вращения и еще одного более слабого вихря. Интенсивность второй ветви спирали примерно вдвое ниже интенсивности первой. На оси канала вращательное движение, как и в режиме I, отсутствует. Также режим II формируется при сильном поле $B_3 = \pm 0.7$ Тл, но различных интенсивностях поля B_2 . Так, при сонаправленном вращении, создаваемом полями B_2 и B_3 , достаточно слабого поля B_2 для реализации режима II (например, $B_2 = 0.2$ Тл и $B_3 = -0.7$ Тл). Наоборот, если магнитные поля B_2 и B_3 создают вращение в противоположных направлениях, то для достижения режима II необходимо более сильное магнитное поле (например, $B_3 = 0.7$ Тл и $B_2 > 0.4$ Тл). При еще большем уменьшении величины магнитного поля B_2 интенсивность вращения также снижается, вследствие этого шаг спирали растет. Режим III также характеризуется отсутствием вращения вблизи оси. При слабых полях $B_2 = 0.15$ Тл и $B_3 = 0.1$ Тл возникает вращательное движение на оси канала. В этом IV режиме в пристеночной области наблюдаются две спиралевидных структуры, по интенсивности сопоставимые с режимом III, однако на порядок превосходящие интенсивность вращения на оси. Потоки на периферии и на оси закручиваются в разные стороны.

Зависимость частоты вращения от величины магнитных полей B_2 и B_3 изображена на рисунке 8. Наибольшая частота достигается при максимальном по величине поле B_2 и минимальном B_3 . Область отрицательных значений поля B_3 соответствует вращению жидкости при сонаправленном воздействии магнитных полей B_2 и B_3 . При смене знака магнитного поля B_3 на положительный электромагнитные силы, вызванные полями B_2 и B_3 , вступают в противодействие, что приводит к снижению общей частоты вращения потока жидкого металла.

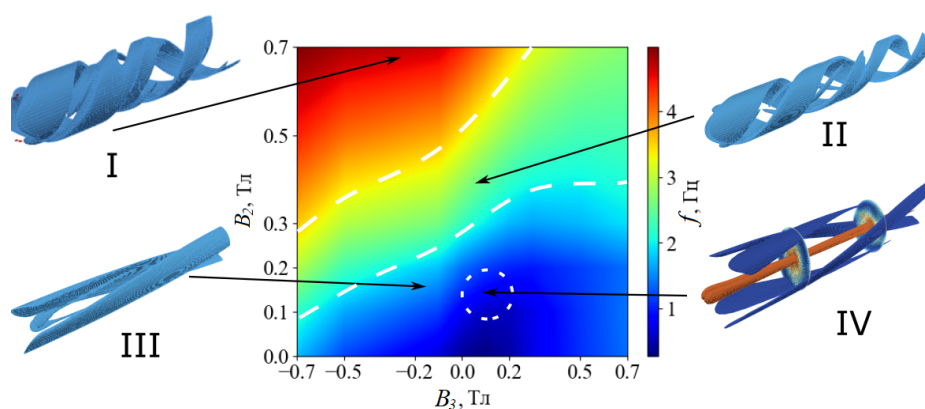


Рис. 8. Зависимость частоты колебаний тангенциальной скорости от величины магнитных полей B_2 и B_3 ; область существования течения с противоположной закруткой изображена замкнутой пунктирной линией

Обнаружена узкая область параметров, при которых на оси канала возникает ненулевое противоположно направленное вращательное течение жидкости. Такой эффект наблюдается при слабых полях B_2 , немного превосходящих B_3 . Несмотря на то что частота колебаний в режимах III и IV примерно одинакова, структура течения оказывается существенно различающейся.

4. Заключение и дискуссия

Расчеты подтвердили выдвигаемые предположения о возможности осуществления бесконтактной закрутки транзитного потока жидкого металла в цилиндрическом канале с помощью совокупности постоянных магнитных полей. Анализ результатов показал, что при воздействии поля B_1 возмущения аксиальной компоненты скорости не превышают 10%, а азимутальная компонента скорости не возникает, то есть закрутка происходить не может.

Действие магнитных полей B_2 и B_3 по отдельности вызывает закрутку транзитного течения, при этом частота вращения увеличивается с усилением магнитного поля. В магнитном поле B_2 , таком же по величине, как поле B_3 , степень закрутки существеннее. Азимутальная компонента скорости сосредоточена в пристеночной области, а пульсации скорости относительно слабые, хотя и увеличиваются с ростом поля. Воздействие поля B_3 также приводит к формированию азимутальной компоненты скорости, однако ее источник находится ближе к оси канала. При малой интенсивности этого поля закручивается ядро течения около оси канала. С ростом интенсивности поля B_3 закрученное течение становится пространственно неоднородным, появляются волнообразные структуры.

Следует отметить, что при контактом подводе тока к каналу и создании поля B_3 в жидком металле возникают электровихревые течения [29, 30]. К тому же во внешнем магнитном поле B_1 появляется еще одна компонента электромагнитной силы, которая вызывает локализованную закрутку течения вокруг линии, вдоль которой течет ток j_3 . Таким образом, на фоне основного описанного выше крупномасштабного закрученного течения появляются два дополнительных вихря, оси которых направлены перпендикулярно оси канала, что существенно усложняет общую картину течения. Интенсивность формирования этих вихрей, как и всего электровихревого течения, может быть существенно снижена при использовании умеренных значений тока j_3 при интенсивном внешнем течении.

Результат совместного воздействия полей B_2 и B_3 определяется направлением азимутальной компоненты электромагнитной силы, создаваемой этими течениями. Уместно напомнить, что смена направления токов j_2 или j_3 влечет за собой изменение направления закрутки силами f_2 и f_3 соответственно. Многообразие возможных

режимов отражает итоговый рисунок 8. Азимутальные силы, направленные одинаково, в целом усиливают общее вращение потока, что проявляется в увеличении частоты. Результат воздействия разнонаправленных сил зависит от соотношения их интенсивностей.

Наиболее интересным представляется режим, в котором осевая часть течения закручена в одну сторону, а периферийная в другую. Он возникает в довольно узком диапазоне значений полей. При большинстве наборов параметров течение является неустойчивым: оно сохраняется на небольшом расстоянии от источника, а затем распадается на несколько обособленных струй, закрученных в разные стороны и движущихся по спиральным траекториям. При этом общая закрутка не формируется. Данное явление объясняется перезамыканием азимутальных линий тока в процессе формирования кратчайших траекторий течения.

Генератор закрутки, конфигурация и параметры которого используются в исследовании, изготовить несложно, как и цилиндрический канал диаметром 0.1 м. Скорость жидкого натриевого теплоносителя 1 м/с соответствует характерному практическому расходу около 1 л/с. Магнитное поле $B_1 \sim 0.01$ Тл легко порождает либо катушки Гельмгольца, либо постоянные магниты с ферромагнитным ярмом [26]. Создание магнитного поля боковыми стержнями $B_2 \sim 0.1 - 1$ Тл также не вызывает трудностей: их диаметр может быть большим, поэтому плотность тока и электрическое сопротивление будут умеренными.

При необходимости использования поля $B_3 \sim 0.1 - 1$ Тл потребуется ток силой от 1 до 10 тысяч ампер, который выдержит медный электрод диаметром 20 мм. На предельных значениях будет сильное тепловыделение, которое нужно учитывать, однако этот избыток тепла снимется интенсивным транзитным потоком жидкого металла. С практической точки зрения наиболее рационально использовать именно боковые медные стержни, что может в исследуемом пределе создавать азимутальную скорость, сопоставимую со скоростью транзитного течения. Это открывает перспективы проведения экспериментального исследования, аналогичного описанному в работе [27], но на натриевом стенде при более интенсивных параметрах с целью подтверждения эффекта и изучения его основных особенностей. Значимость такого исследования с теоретической точки зрения обусловлена участием закрученных потоков электропроводящих недр космических тел в формировании магнитных полей и взаимодействии с ними. Освоение методик создания подобных потоков в земных условиях приближает к реализации экспериментальных исследований этих фундаментальных процессов. Важность полученных результатов заключается в том, что они доказывают возможность бесконтактного создания интенсивных перемешивающих течений с помощью постоянных магнитных полей, которые не генерируют электромагнитных помех для оборудования.

В заключение следует сказать, что закрутка течения осуществляется с помощью всего одного модуля, индуцирующего магнитные поля, которые в локализованной области канала наводят азимутальные компоненты электромагнитных сил. Последовательное расположение таких модулей на некотором расстоянии друг от друга вдоль канала может либо компенсировать затухание закрутки, либо усиливать ее при необходимости. С помощью этих течений можно гомогенизировать состав и температуру жидкометаллического теплоносителя в цилиндрическом трубопроводе, а также интенсифицировать в нем теплообменные процессы.

Работа выполнена в рамках крупного научного проекта при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение №075-15-2024-535 от 23.04.2024).

Литература

1. Соколов Д.Д., Степанов Р.А., Фрик П.Г. Динамо: на пути от астрофизических моделей к лабораторному эксперименту // Успехи физических наук. 2014. Т. 184, № 3. С. 313–335. DOI: 10.3367/UFN.0184.201403g.0313
2. Повх И.Л., Капустя А.Б., Чекин Б.В. Магнитная гидродинамика в металлургии. М.: Металлургия, 1974. 240 с.
3. Архипов В.М. Техника работы с натрием на АЭС. М.: Энергоатомиздат, 1986. 136 с.
4. Брановер Г.Г., Цинобер А.Б. Магнитная гидродинамика несжимаемых сред. М.: Наука, 1970. 379 с.
5. Верте Л.А. Электромагнитный транспорт жидкого металла. М.: Металлургия, 1965. 236 с.
6. Noeppel A., Budenkova O., Fautrelle Y. Numerical investigation of the influence of forced convection induced by a travelling magnetic field during solidification of metallic alloys // Magnetohydrodynamics. 2009. Vol. 45, no. 4. P. 497–503. DOI: 10.22364/mhd.45.4.2
7. Колесниченко И.В., Халилов Р.И. Экстремум зависимости напора электромагнитного насоса для жидкого металла от частоты питающего тока // Вычислительная механика сплошных сред. 2022. Т. 15, № 4. С. 495–506. DOI: 10.7242/1999-6691/2022.15.4.38
8. Гельфгат Ю.М., Приеде Я. МГД-течения во вращающемся магнитном поле (Обзор) // Магнитная гидродинамика. 1995. Т. 31, № 2. С. 214–230.
9. Kolesnichenko I., Okatev R. Equalisation the toroidal and poloidal kinetic energies of liquid metal stirring flow // The European Physical Journal Plus. 2024. Vol. 139, no. 9. 846. DOI: 10.1140/epjp/s13360-024-05629-7
10. Бояревич В.В., Фрейберг Я.Ж., Шилова Е.И., Щербинин Э.В. Электровихревые течения / под ред. Э.В. Щербинин. Рига: Зинатне, 1985. 315 с.
11. Denisov S., Dolgikh V., Khripchenko S., Kolesnichenko I. The electrovortex centrifugal pump // Magnetohydrodynamics. 2016. Vol. 52, no. 1/2. P. 25–34. DOI: 10.22364/mhd.52.1-2.4

12. *Kazak O.* Numerical modelling of electrovortex and heat flows in dc electric arc furnace with cooling bottom electrode // *Heat and Mass Transfer*. 2014. Vol. 50, no. 5. P. 685–692. DOI: 10.1007/s00231-013-1265-1
13. *Kelley D.H., Weier T.* Fluid Mechanics of Liquid Metal Batteries // *Applied Mechanics Reviews*. 2018. Vol. 70, no. 2. 020801. DOI: 10.1115/1.4038699
14. *Frick P., Mandrykin S., Eltishchev V., Kolesnichenko I.* Electro-vortex flows in a cylindrical cell under axial magnetic field // *Journal of Fluid Mechanics*. 2022. Vol. 949. A20. DOI: 10.1017/jfm.2022.746
15. *Митрополит И.Ю., Гольбрайх Е., Колесниченко И.В.* Закрученное МГД-течение в замкнутом канале круглого сечения // *Журнал технической физики*. 2026. Т. 96, № 2. С. 199–211. DOI: 10.61011/JTF.2026.02.62279.142-25
16. *Kolesnichenko I., Ozernykh V.* Interaction between counter-rotating azimuthal and axial liquid metal flows in cylindrical channel // *Physical Review Fluids*. 2025. Vol. 10, no. 11. 113701. DOI: 10.1103/PhysRevFluids.10.113701
17. *Losev G., Mamykin A., Kolesnichenko I.* Rich vortex dynamic of liquid metal in T-shaped cylindrical cell under counter-rotating magnetic field action // *Journal of Fluid Mechanics*. 2025. Vol. 1023. A42. DOI: 10.1017/jfm.2025.10857
18. *Озерных В.С., Лосев Г.Л., Гольбрайх Е., Колесниченко И.В.* Начальная стадия формирования вихревого течения в индукторе с вращающимися встречно магнитными полями // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2023. Т. 16, № 4. С. 493–503. DOI: 10.7242/1999-6691/2023.16.4.41
19. *Karcher C., Hernández D.* Dynamics of falling liquid metal droplets and jets affected by a strong magnetic field // *Magnetohydrodynamics*. 2017. Vol. 53, no. 4. P. 739–746. DOI: 10.22364/mhd.53.4.16
20. *Molokov S., Reed C.B.* Flow of a Two-Dimensional Liquid Metal Jet in a Strong Magnetic Field: tech. rep. / Argonne National Laboratory. 2002. ANL/TD/TM02–29. DOI: 10.2172/821667
21. *Листратов Я.И., Разуванов Н.Г., Беляев И.А., Свиридов Е.В.* Динамика затопленного струйного течения в трубе в продольном магнитном поле // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2022. Т. 15, № 4. С. 480–494. DOI: 10.7242/1999-6691/2022.15.4.37
22. *Belyaev I.A., Pyatnitskaya N.Y., Luchinkin N.A., Krasnov D., Kolesnikov Y.B., Listratov Y.I., Mironov I.S., Zikanov O., Sviridov E.V.* Flat liquid metal jet affected by a transverse magnetic field // *Magnetohydrodynamics*. 2021. Vol. 57, no. 2. P. 211–222. DOI: 10.22364/mhd.57.2.6
23. *Мулладжанов Р.И., Яворский Н.И.* Затопленная струя проводящей жидкости в присутствии магнитного поля // *Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика*. 2012. Т. 7, № 2. С. 25–38. DOI: 10.54362/1818-7919-2012-7-2-25-38
24. *Belyaev I.A., Mironov I.S., Luchinkin N.A., Listratov Y.I., Kolesnikov Y.B., Krasnov D., Zikanov O., Molokov S.* Experimental study of submerged liquid metal jet in a rectangular duct in a transverse magnetic field // *Journal of Fluid Mechanics*. 2022. Vol. 953. A10. DOI: 10.1017/jfm.2022.879
25. *Votyakov E.V., Kassinos S.C.* On the analogy between streamlined magnetic and solid obstacles // *Physics of Fluids*. 2009. Vol. 21, no. 9. 097102. DOI: 10.1063/1.3231833
26. *Kolesnichenko I., Mamykin A., Golbraikh E., Pavlinov A.* Application of the temperature correlation method to measuring the flow rate of liquid sodium // *Magnetohydrodynamics*. 2021. Vol. 57, no. 4. P. 547–558. DOI: 10.22364/mhd.57.4.9
27. *Kolesnichenko I., Frick P.* Conducting fluid flow in a helical magnetic field // *Magnetohydrodynamics*. 2009. Vol. 45, no. 2. P. 165–172. DOI: 10.22364/mhd.45.2.5
28. *Kolesnichenko I., Frick P., Khalilov R., Mandrykin S.* Interaction between the flow of liquid sodium and a helical magnetic field // *Proceedings of 10-th International PAMIR conference on Fundamental and Applied MHD, Cagliari, Italy, June 20-24. 2016*. P. 707–711.
29. *Mandrykin S., Kolesnichenko I., Frick P.* Electro-vortex flows generated by electrodes localized on the cylinder side wall // *Magnetohydrodynamics*. 2019. Vol. 55, no. 1/2. P. 115–124. DOI: 10.22364/mhd.55.1-2.14
30. *Kolesnichenko I., Frick P., Eltishchev V., Mandrykin S., Stefani F.* Evolution of a strong electrovortex flow in a cylindrical cell // *Physical Review Fluids*. 2020. Vol. 5, no. 12. 123703. DOI: 10.1103/PhysRevFluids.5.123703
31. *Bondarenko A., Kolesnichenko I.* Occurrence and coexistence of secondary vortices in a rotating magnetic field driven axially symmetric flow of liquid metal in a double-section cylindrical cell // *European Journal of Mechanics - B/Fluids*. 2026. Vol. 119. 204536. DOI: 10.1016/j.euromechflu.2026.204536

Сведения об авторах:

Озерных Владимир Сергеевич (корр.), мнс, Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614018, г. Пермь, ул. Академика Королёва, д. 1; e-mail: ozernykh.v@icmm.ru; ORCID: 0000-0003-1123-4198

Колесниченко Илья Владимирович, дфмн, зав. лаб., ИМСС УрО РАН; e-mail: kiv@icmm.ru; ORCID: 0000-0001-9378-5334

Research article

Generation of swirling liquid metal flow in a cylindrical channel under the action of stationary magnetic fields*V.S. Ozernykh, I.V. Kolesnichenko**Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russian Federation*

This paper investigates numerically a transit flow of liquid metal in a cylindrical channel, in which the metal is exposed to a constant magnetic field of complex configuration that causes swirling of the flow. From a theoretical standpoint, the relevance of the study stems from the fact that swirling flows of electrically conducting matter from the depth of cosmic bodies (stars, planets) generate cosmic magnetic fields and interact with them. Of practical interest is the possibility of non-contact excitation of intense mixing flows by constant magnetic fields that do not produce time-varying electromagnetic interference. Using these flows it is possible to homogenize the properties and temperature of the liquid metal coolant in a cylindrical pipeline, or to intensify its heat exchange processes. The magnetic field is generated by a pair of Helmholtz coils oriented orthogonally to the channel axis and a system of electrodes of special configuration that induce a magnetic field along the channel axis. The interaction of the through flow with the magnetic field created by the Helmholtz coils generates an electric current, which is mainly orthogonal to the channel axis. The interaction of this current with the magnetic field produced by the system of electrodes gives rise to the electromagnetic force, whose azimuthal component causes the flow to swirl. The numerical study was carried out using the original mathematical model that describes magnetohydrodynamic processes within the induction-free approximation. It has been shown that constant magnetic fields can maintain permanent swirling of the flow. The dependencies of the swirl intensity on the process parameters have been obtained, and the diagrams of the resulting flow regimes have been constructed. The results of the contact and non-contact generation of magnetic fields by the second source are compared.

Keywords: magnetohydrodynamics, swirling flow, liquid metal, magnetic obstacle, electromagnetic force

Received: 29.06.2026 / **Accepted:** 16.09.2026 / **Published online:** 31.10.2026

Acknowledgements

The work was carried out as part of a major scientific project funded by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (Agreement No. 075-15-2024-535 dated 23.04.2024).

References

1. Sokoloff D.D., Stepanov R.A., Frick P.G. Dynamos: from an astrophysical model to laboratory experiments. *Physics-Uspekhi*. 2014. Vol. 57, no. 3. P. 292–311. DOI: 10.3367/UFNe.0184.201403g.0313
2. Povkh I.L., Kapusta A.B., Chekin B.V. *Magnitnaya gidrodinamika v metallurgii*. M.: Metallurgiya, 1974. 240 p.
3. Arkhipov V.M. *Tekhnika raboty s natriyem na AES*. M.: Energoatomizdat, 1986. 136 p.
4. Branover G.G., Tsinober A.B. *Magnitnaya gidrodinamika neshchimayemykh sred*. M.: Nauka, 1970. 379 p.
5. Verte L.A. *Elektromagnitnyy transport zhidkogo metalla*. M.: Metallurgiya, 1965. 236 p.
6. Noepfel A., Budenkova O., Fautrelle Y. Numerical investigation of the influence of forced convection induced by a travelling magnetic field during solidification of metallic alloys. *Magnetohydrodynamics*. 2009. Vol. 45, no. 4. P. 497–503. DOI: 10.22364/mhd.45.4.2
7. Kolesnichenko I.V., Khalilov R.I. Extremum in the dependence of the head generated by electromagnetic pump of liquid metal on feeding current frequency. *Computational Continuum Mechanics*. 2022. Vol. 15, no. 4. P. 495–506. DOI: 10.7242/1999-6691/2022.15.4.38
8. Gelfgat Y.M., Priede J. MHD flows in a rotating magnetic field (a review). *Magnetohydrodynamics*. 1995. Vol. 31, no. 2. P. 188–200.
9. Kolesnichenko I., Okatev R. Equalisation the toroidal and poloidal kinetic energies of liquid metal stirring flow. *The European Physical Journal Plus*. 2024. Vol. 139, no. 9. 846. DOI: 10.1140/epjp/s13360-024-05629-7
10. Bojarevič V., Freibergs J.A., Shilova E.I., Shcherbinin E.V. *Electrically Induced Vortical Flows* / ed. by E.V. Shcherbinin. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1989. 400 p. DOI: 10.1007/978-94-009-1163-5
11. Denisov S., Dolgikh V., Khripchenko S., Kolesnichenko I. The electrovortex centrifugal pump. *Magnetohydrodynamics*. 2016. Vol. 52, no. 1/2. P. 25–34. DOI: 10.22364/mhd.52.1-2.4
12. Kazak O. Numerical modelling of electrovortex and heat flows in dc electric arc furnace with cooling bottom electrode. *Heat and Mass Transfer*. 2014. Vol. 50, no. 5. P. 685–692. DOI: 10.1007/s00231-013-1265-1

13. Kelley D.H., Weier T. Fluid Mechanics of Liquid Metal Batteries. *Applied Mechanics Reviews*. 2018. Vol. 70, no. 2. 020801. DOI: 10.1115/1.4038699
14. Frick P., Mandrykin S., Eltishchev V., Kolesnichenko I. Electro-vortex flows in a cylindrical cell under axial magnetic field. *Journal of Fluid Mechanics*. 2022. Vol. 949. A20. DOI: 10.1017/jfm.2022.746
15. Mitropolit I.I., Golbraikh E., Kolesnichenko I.V. Swirling MHD-flow in a closed channel with a circular cross-section. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*. 2026. Vol. 96, no. 2. P. 199–211. DOI: 10.61011/JTF.2026.02.62279.142–25
16. Kolesnichenko I., Ozernykh V. Interaction between counter-rotating azimuthal and axial liquid metal flows in cylindrical channel. *Physical Review Fluids*. 2025. Vol. 10, no. 11. 113701. DOI: 10.1103/7bs3-xt8t
17. Losev G., Mamykin A., Kolesnichenko I. Rich vortex dynamic of liquid metal in T-shaped cylindrical cell under counter-rotating magnetic field action. *Journal of Fluid Mechanics*. 2025. Vol. 1023. A42. DOI: 10.1017/jfm.2025.10857
18. Ozernykh V.S., Losev G.L., Golbraikh E., Kolesnichenko I.V. Initial stage of formation of vortex flow in an inductor with counter-rotating magnetic fields. *Computational Continuum Mechanics*. 2023. Vol. 16, no. 4. P. 493–503. DOI: 10.7242/1999-6691/2023.16.4.41
19. Karcher C., Hernández D. Dynamics of falling liquid metal droplets and jets affected by a strong magnetic field. *Magnetohydrodynamics*. 2017. Vol. 53, no. 4. P. 739–746. DOI: 10.22364/mhd.53.4.16
20. Molokov S., Reed C.B. Flow of a Two-Dimensional Liquid Metal Jet in a Strong Magnetic Field. 2002. DOI: 10.2172/821667
21. Listratov Y.I., Razuvanov N.G., Belyaev I.A., Sviridov E.V. Dynamics of submerged jet flow in a pipe in a longitudinal magnetic field. *Computational Continuum Mechanics*. 2022. Vol. 15, no. 4. P. 480–494. DOI: 10.7242/1999-6691/2022.15.4.37
22. Belyaev I.A., Pyatnitskaya N.Y., Luchinkin N.A., Krasnov D., Kolesnikov Y.B., Listratov Y.I., Mironov I.S., Zikanov O., Sviridov E.V. Flat liquid metal jet affected by a transverse magnetic field. *Magnetohydrodynamics*. 2021. Vol. 57, no. 2. P. 211–222. DOI: 10.22364/mhd.57.2.6
23. Mulyadzhyanov R.I., Yavorsky N.I. Submerged jet of a conducting fluid in the presence of the magnetic field. *Vestnik Novosibirskogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Fizika*. 2012. Vol. 7, no. 2. P. 25–38. DOI: 10.54362/1818-7919-2012-7-2-25-38
24. Belyaev I.A., Mironov I.S., Luchinkin N.A., Listratov Y.I., Kolesnikov Y.B., Krasnov D., Zikanov O., Molokov S. Experimental study of submerged liquid metal jet in a rectangular duct in a transverse magnetic field. *Journal of Fluid Mechanics*. 2022. Vol. 953. A10. DOI: 10.1017/jfm.2022.879
25. Votyakov E.V., Kassinos S.C. On the analogy between streamlined magnetic and solid obstacles. *Physics of Fluids*. 2009. Vol. 21, no. 9. 097102. DOI: 10.1063/1.3231833
26. Kolesnichenko I., Mamykin A., Golbraikh E., Pavlinov A. Application of the temperature correlation method to measuring the flow rate of liquid sodium. *Magnetohydrodynamics*. 2021. Vol. 57, no. 4. P. 547–558. DOI: 10.22364/mhd.57.4.9
27. Kolesnichenko I., Frick P. Conducting fluid flow in a helical magnetic field. *Magnetohydrodynamics*. 2009. Vol. 45, no. 2. P. 165–172. DOI: 10.22364/mhd.45.2.5
28. Kolesnichenko I., Frick P., Khalilov R., Mandrykin S. Interaction between the flow of liquid sodium and a helical magnetic field. 2016
29. Mandrykin S., Kolesnichenko I., Frick P. Electrovortex flows generated by electrodes localized on the cylinder side wall. *Magnetohydrodynamics*. 2019. Vol. 55, no. 1/2. P. 115–124. DOI: 10.22364/mhd.55.1-2.14
30. Kolesnichenko I., Frick P., Eltishchev V., Mandrykin S., Stefani F. Evolution of a strong electrovortex flow in a cylindrical cell. *Physical Review Fluids*. 2020. Vol. 5, no. 12. 123703. DOI: 10.1103/PhysRevFluids.5.123703
31. Bondarenko A., Kolesnichenko I. Occurrence and coexistence of secondary vortices in a rotating magnetic field driven axially symmetric flow of liquid metal in a double-section cylindrical cell. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*. 2026. Vol. 119. 204536. DOI: 10.1016/j.euromechflu.2026.204536