

Магнитогидродинамическая неустойчивость расплавленного импульсным током поверхностного слоя металла

© С.Д. Самуйлов,¹ И.П. Шербаков,¹ Ю.Н. Бочаров,² С.И. Кривошеев,² С.Г. Магазинов²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: sam.mhd@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 29 марта 2023 г.

В окончательной редакции 16 мая 2023 г.

Принято к публикации 22 мая 2023 г.

Показано, что результаты диспергирования различных материалов в режиме импульсного токового воздействия соответствуют теоретическим оценкам длины волны магнитогидродинамической (МГД) неустойчивости. Размеры получаемых гранул металлов, в том числе тугоплавких, соответствуют режимам воздействия, а их микроструктура — условиям формирования. Моделирование в среде Comsol Multiphysics на качественном уровне выявило влияние толщины поверхностного слоя протекания тока на динамику формирования и отрыва капель жидкого металла. Показано, что одним из действующих факторов, провоцирующих зарождение и развитие неустойчивостей, является неоднородность распределения сил Лоренца в зоне токоподвода.

Ключевые слова: МГД неустойчивость, электрический взрыв, поверхностный эффект, гранулы (микрослитки), численное моделирование.

DOI: 10.21883/JTF.2023.08.55983.61-23

Введение

Исследование механизмов разрушения проводников электрическим током является фундаментальной научной задачей [1] и в то же время эти исследования дают целый ряд прикладных результатов, которые могут быть использованы в технике и технологиях. В частности, продукт разрушения — металлические гранулы (микрослитки) [2] — могут найти применение в перспективных, быстро развивающихся аддитивных технологиях [3,4], технологиях порошковой металлургии [5], а также для изготовления фильтров, катализаторов и т.п. В работе [1] анализируется современное состояние исследований в данной области и приведена обширная библиография. В частности, рассматривается режим сверхбыстрого электрического взрыва, при котором электрический ток не успевает проникать вглубь проводника и его разрушение начинается с разрушения поверхностного слоя — скин-режим. В этих опытах используются тонкие проволоочки, которые полностью диспергируются в ходе процесса. В настоящей работе исследуется другой вариант реализации данного физического явления. В качестве исследуемого образца используются достаточно толстые и прочные металлические стержни, при этом даже при весьма высокой плотности электрического тока на поверхности проводника, достаточной для плавления тонкого поверхностного слоя, сохраняется устойчивость проводника как целого. В этом режиме внутри проводника имеется твердый холодный стержень, а магнитогидродинамическая (МГД) неустойчивость разрушает только поверхностный слой проводника, из-за

скин-эффекта, при этом открывается возможность изучения не только продуктов разрушения — металлических капель, которые, остывая и кристаллизуясь, образуют гранулы, но и следов неустойчивости на поверхности стержня.

1. Постановка задачи

В настоящей работе рассматривается случай, когда энергия, введенная в поверхностный слой проводника, достаточна для плавления тонкого слоя материала на его поверхности, но заведомо недостаточна для испарения материала. Размеры образца и параметры процесса выбираются таким образом, чтобы избежать разрушения проводника как целого. Для этого силы упругости твердого холодного стержня должны быть достаточны для того, чтобы противостоять развитию винтовой неустойчивости твердого проводника. Соответствующие критерии сформулированы и экспериментально подтверждены в работах [6,7], соответствующие формулы приведены ниже. Кроме рассмотрения устойчивости проводника как целого по отношению к винтовой неустойчивости, как это делалось в работе [7], необходимо анализировать процессы в жидком расплавленном слое на поверхности проводника (рис. 1).

Электрический ток пропускается по проводнику, на поверхности которого образуется слой жидкого металла, в слое возбуждается МГД неустойчивость, возможность возбуждения которой теоретически обоснована

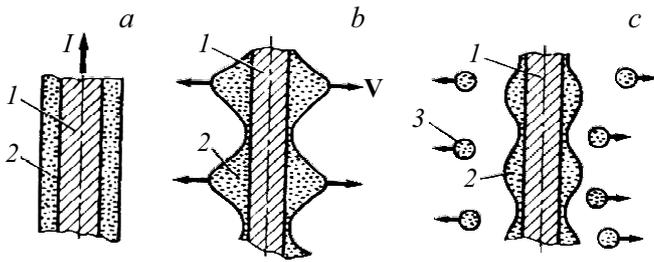


Рис. 1. МГД неустойчивость слоя проводящей жидкости, расположенной на поверхности твердого стержня, при протекании по проводнику электрического тока: 1 — твердый стержень, 2 — жидкий металл, который приходит в движение в результате развития неустойчивости, 3 — жидкие капли металла, которые после охлаждения и кристаллизации образуют гранулы.

в работах [8,9]. Твердый стержень препятствует разрушению проводника, а жидкость приходит в движение. В местах перетяжек магнитное давление больше, чем в соседних местах, и жидкость под действием магнитного давления движется к оси проводника, а между перетяжками жидкость движется наружу. Если кинетическая энергия этой жидкости, которая зависит от скорости развития неустойчивости и в конечном итоге определяется величиной тока, превысит энергию поверхностного натяжения жидкости, необходимую для формирования поверхности отрыва, часть жидкости оторвется от стержня в виде капель. Отрыв жидкости происходит по линии перегиба синусоиды. Это явление может быть использовано в качестве способа получения металлических гранул [10–12], в том числе из тугоплавких реакционных металлов, и оно же ведет к разрушению электродов в рельсовом ускорителе [13]. Подобная ситуация может возникать и в других устройствах и технологических процессах, в частности при электрической сварке и плавке, и будет приводить к разбрызгиванию металла. В то же время это явление можно использовать для обработки деталей и образцов.

В эксперименте такая ситуация впервые возникла при изучении винтовых неустойчивостей твердых проводников при резко выраженном поверхностном эффекте, т.е. сильно скинированном токе [7]. Разрушение поверхностного слоя образца расценивалось авторами как демонстрация принципиальной возможности добиться равномерного испарения металла с поверхности проводника, при условии, что винтовая неустойчивость не успевает развиваться. Однако анализ поверхности полученных образцов выявил следы неустойчивости и показал, что надо рассматривать устойчивость самого жидкого слоя металла на поверхности проводника.

2. Результаты теоретических исследований

В работах [8,9] такое теоретическое рассмотрение выполнено при тех же допущениях, при которых рассматривалась устойчивость жидкого цилиндра с током. Получены формулы [10], позволяющие рассчитать длину волны неустойчивости λ , минимальную величину тока, необходимую для отрыва капель металла от стержня I_{\min} , и минимально необходимое время его пропускания t , размер полученных капель (гранул) d_g . Максимально возможная величина тока I_{\max} определяется из условия устойчивости твердого стержня [7]:

$$\lambda = 140d \left[\frac{\alpha\delta^2}{dI^2} \right]^{1/4}, \quad (1)$$

$$I_{\min} = 10^4 \sqrt{\frac{\alpha d^3}{\Delta}}, \quad (2)$$

$$I_{\max} = \frac{2 \cdot 10^3 (d - \delta)^2 \sqrt{E_Y}}{l \sqrt{\ln \frac{4l}{\pi(d-\delta)} - 1.077}}, \quad (3)$$

$$t = 6 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{\Delta \rho d^3}{I^2}}, \quad (4)$$

$$d_g = 20 \left(\frac{\alpha \delta^2 d^3 \Delta^4}{I^2} \right)^{1/8}. \quad (5)$$

Здесь d — диаметр заготовки, α — коэффициент поверхностного натяжения жидкого металла, δ — толщина скинслоя для тока, I — величина электрического тока, протекающего по образцу (при теоретическом рассмотрении величина тока считается постоянной, при расчетах в качестве величины тока берут амплитуду импульса тока, что обеспечивает хорошее согласие расчетов с экспериментом), Δ — толщина расплавленного слоя на поверхности образца, E_Y — модуль упругости холодного материала образца, l — длина образца, ρ — плотность жидкого металла. Формула (1) представлена в работе [10] на основе теоретического анализа неустойчивости, выполненного в работе [8], в которой толщина расплавленного слоя принималась равной толщине слоя, по которому течет ток. Позднее в работе [9] рассмотрен более общий случай, когда эти величины не совпадают. Установлено, что длина волны зависит не от толщины расплавленного слоя, а от толщины слоя, по которому течет ток. Кроме того, в работе [6] показано, что разрушение проводника током может происходить уже после окончания импульса тока, в баллистическом режиме и соответственно минимальное время пропускания тока (4) может быть уменьшено, до величины примерно равной постоянной времени развития неустойчивости. Поскольку жидкий металл приходит в движение за более короткое время, снижаются и требования к минимальной величине тока, необходимой для отрыва металла от стержня (2).

3. Анализ неустойчивостей на поверхности тонких медных проводников

В работе [10] исследовались медные образцы, представленные авторами работы [7]. В этой работе плавление и диспергирование специальных медных образцов (рис. 2) осуществляется импульсом тока высокой частоты, возбуждаемым при разряде малоиндуктивной конденсаторной батареи емкостью $3 \mu\text{F}$ с максимальным зарядным напряжением 50 kV . Частота разрядного контура 250 kHz , амплитуда импульса тока 130 kA , характер разряда — периодический, затухающий. В качестве заготовки использовался медный цилиндрический образец диаметром $d = 1.5 \text{ mm}$ и длиной $l = 10 \text{ mm}$. Плавление слоя меди на поверхности проводника начинается при амплитуде импульса тока $\sim 100 \text{ kA}$. Толщина расплавленного слоя линейно растет с ростом амплитуды тока (зарядного напряжения) и при амплитуде тока 130 kA (зарядное напряжение 50 kV) толщина $\Delta = 40 \mu\text{m}$. Расчетный размер гранул $d_{gr} = 60 \mu\text{m}$. Толщина диспергированного за один импульс слоя материала определялась путем взвешивания проводника после каждого импульса тока. При небольшом зарядном напряжении на батарее масса проводника не меняется (величина тока недостаточна для плавления поверхностного слоя), а начиная с некоторого напряжения, начинается линейное увеличение толщины диспергированного слоя (что соответствует линейному увеличению толщины расплавленного слоя), и при максимальном зарядном напряжении 50 kV толщина диспергированного слоя составляет $20 \mu\text{m}$, при этом толщина расплавленного слоя равна $40 \mu\text{m}$.

На рис. 3 приведена фотография образца после пропускания по нему импульса тока. Предполагается, что на фотографии видны сформированные, но не оторвавшиеся капли металла. Размер этих капель (гранул) определялся с помощью компаратора ИЗА-2. 80% гранул имеют размер $80 \pm 40 \mu\text{m}$. Расчетный размер составляет $60 \mu\text{m}$.



Рис. 2. Фотография специального медного образца после пропускания импульсного электрического тока. На поверхности видны следы неустойчивости в виде поперечных полос.



Рис. 3. Фотография медного образца после пропускания электрического тока. Амплитуда импульса тока 130 kA .

4. Эксперименты с массивными образцами других металлов

В настоящей работе проведено более подробное изучение этого явления при протекании тока по образцам, диаметр которых был существенно больше глубины проникновения поля в материал. Исследовался ряд пробных образцов из разных металлов: меди, латуни, дюралюминия, высоколегированной нержавеющей стали 12X18H10T, которая может рассматриваться как близкий аналог жаропрочных никелевых сплавов. Исследовали образцы диаметром 9 mm , с использованием генератора импульсного тока, который позволял создавать импульсный ток амплитудой до 660 kA , при длительности первого полупериода тока $10 \mu\text{s}$. Получена и исследована партия гранул из нержавеющей стали ($\sim 100 \text{ g}$).

Установка для получения гранул состоит из камеры для охлаждения и сбора гранул, в которой расположен испытуемый образец, подключенный к генератору импульсного тока. Амплитуда импульса тока при практически постоянном волновом сопротивлении контура определялась уровнем зарядного напряжения на генераторе импульсного тока (ГИТ). Предварительные опыты с образцами из различных материалов показали, что параметры импульса тока, генерируемого ГИТ, недостаточны для исследования процесса диспергирования медных образцов, на которых наблюдались только следы начала процесса расплавления поверхностного слоя.

На поверхности латунных образцов удалось расплавить слой металла, и на некоторых участках образца видны следы неустойчивости в виде полос, однако эти следы слабо выражены. При исследовании образцов из дюралюминия плавление слоя металла удалось осуществить при существенно меньшем токе. Фотография образца представлена на рис. 4, а параметры опыта в подписи к нему. Поверхность образца носит ярко выраженные следы неустойчивости, однако следы первоначальной



Рис. 4. Фотография образца из дюралюминия. Амплитуда тока 300 кА, полупериод $10 \mu\text{s}$, коэффициент затухания 0,8, расчетная длина волны неустойчивости 0,14 мм, а по снимку образца $\sim 1 \text{ mm}$.

мелкомасштабной неустойчивости уже уничтожены. Таким образом, образцы из этих металлов оказались не удобны для исследования неустойчивостей. Исследование этих материалов с точки зрения генерации гранул не представлялось особенно актуальным, так как гранулы этих материалов могут быть получены более простыми методами.

5. Исследование образцов из высоколегированной нержавеющей стали

Более подробные исследования были проведены с образцами из высоколегированной нержавеющей стали 20Н18Х10Т, которую можно рассматривать в качестве близкого аналога жаропрочных никелевых сплавов, гранулы которых используют в металлургии гранул для получения ответственных деталей, при этом существующий способ их получения сложный и весьма затратный [4,5,14]. В этих опытах исследовали как неустойчивость, так и полученные гранулы. Были обработаны 100 образцов нержавеющей стали, часть гранул ($\sim 100 \text{ g}$) собрана со дна камеры. Обработка образцов велась при максимальном токе 660 кА, при этом на каждый образец подавалось три импульса тока с интервалом примерно в 1 мин. При этом последующие импульсы тока обрабатывали уже прогретый образец.

Анализ осциллограмм показал, что в каждом разряде ток сохраняет типичную форму $I(t) = \frac{U_0}{\rho} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$, где U_0 и ρ — зарядное напряжение и волновое сопротивление контура, T и τ — период разряда и постоянная времени затухания. При этом сопротивление, вносимое в контур разряда, при прохождении второго и третьего импульса увеличивается на $2,5\% \rho$, волновое сопротивление контура в этих опытах составляло $0,118 \Omega$.

На рис. 5 представлена фотография образца и результаты ее обработки. На фотографии видим, что диаметр образца в его средней части уменьшился (на 1 мм), отчетливо видны вертикальные полосы. Мы рассматриваем

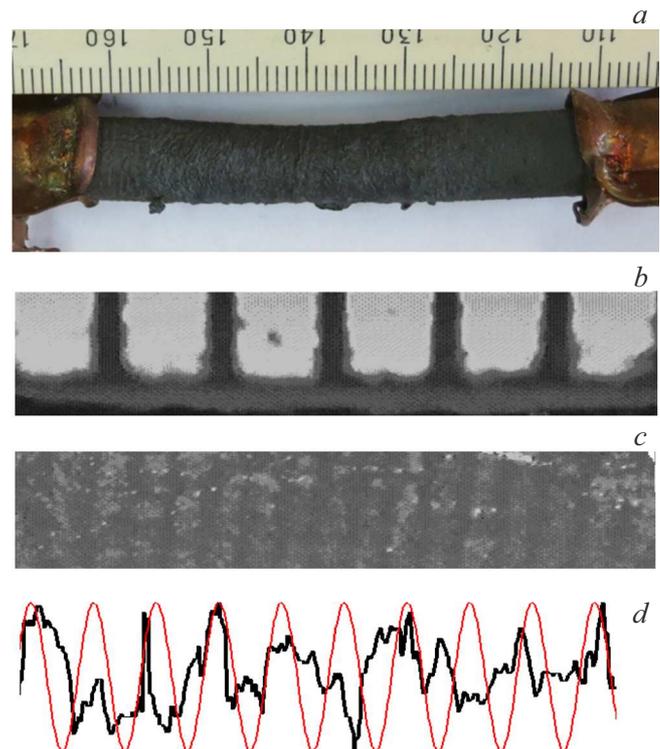


Рис. 5. *a* — фотография образца из нержавеющей стали 20Н18Х10Т после пропускания трех последовательных импульсов тока. Увеличенное изображение центральной части образца: *b* — зона линейки; *c* — центральная зона образца. Видны поперечные полосы — следы неустойчивости. *d* — рельеф образца и его аппроксимация синусоидой.

их как след неустойчивостей. Некоторые образцы при пропускании тока были сломаны электродинамическими силами, поэтому в составе партии гранул содержатся крупные частицы осколочной формы, слипшиеся частицы, а также небольшое количество частиц меди из электродов. Параметры опытов приведены в табл. 1, а в табл. 2 приведено распределение полученных гранул по размерам.

В ходе опытов для контроля измерено электрическое сопротивление образцов с использованием четырехконтактного метода измерений. Рассчитано удельное сопротивление материала, которое оказалось близко к соответствующему значению для стали 20Н18Х10Т, полученному из литературы. Сделан микрошлиф поперечного сечения одного из образцов, до и после распыления гранул. По сравнению с исходным состоянием отчетливо видны зоны термического воздействия, расположенные хаотично по сечению электрода и с поверхности на глубину $0,5\text{--}0,7 \text{ mm}$. Эта величина, как и следовало ожидать, несколько меньше чем расчетная толщина скин-слоя для введенной в проводник энергии $\delta/2 = 0,9 \text{ mm}$.

Согласно расчету, минимальная величина тока, необходимая для отрыва капле металла от стержня, $I_{\min} = 100 \text{ kA}$, максимально возможная величина тока

Таблица 1. Результаты опытов по распылению гранул нержавеющей стали 20H18X10T

| Расчет | | Эксперимент | |
|---|------|---|--------------|
| Диаметр заготовки, d , mm | 9 | В соответствии с расчетом | |
| Длина заготовки, l , mm | 50 | В соответствии с расчетом | |
| Удельное электрическое сопротивление $10^{-7} \Omega m$ | 7.2 | То же при измерении четырехконтактным методом | 8–9 |
| Толщина скин-слоя для вложенной в проводник энергии, $\delta/2$, mm | 0.9 | Толщина прогретого слоя на поверхности проводника (по микрошлифу), mm | 0.5–0.7 |
| Толщина расплавленного слоя на поверхности образца, Δ , mm | 0.1 | Не измерялась | |
| Минимальная величина тока необходимая для отрыва капель металла от стержня I_{\min} , kA, формула (2) | 100 | Амплитуда электрического тока, I , kA | 660 |
| Максимально возможная величина тока I_{\max} , kA, формула (3) | 900 | | |
| Минимально необходимое время пропускания тока, t , μs , формула (4) | 7 | Полупериод импульса тока, μs | 10 |
| В соответствии с экспериментальными данными | | Коэффициент затухания тока I_1/I_2 | 0.8 |
| Длина волны неустойчивости λ , mm, формула (1) | 0.25 | То же по расстоянию между полосами на снимке | 0.3 |
| Не рассчитывалась | | Толщина слоя материала диспергированного за три импульса тока mm | До 1 |
| Размер гранул, μm , формула (5) | 200 | Фракция с максимальным содержанием гранул, μm | –250 +180 |

Примечание*: I_1 и I_2 — амплитуды первой и второй полуволны тока.

Таблица 2. Распределение гранул нержавеющей стали по размерам

| Фракция, μm | +400 | –400 +350 | –350 +300 | –300 +250 | –250 +180 | –180 +140 | –140 +100 | –100 +70 | –70 |
|------------------|------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|-------------|-----|
| Содержание, % | 40 | 13 | 4 | 6 | 12 | 4 | 5 | 4 | 4 |

$I_{\max} = 900$ kA. Эксперименты проводились при воздействии на образцы импульсного тока с амплитудой $I = 660$ kA и длительностью первого полупериода $10 \mu s$.

Длина волны неустойчивости λ в эксперименте оценивалась, исходя из анализа поверхности образцов. Увеличенное изображение центральной части образца сканировалось по степени почернения изображения. Сканировалась зона линейки (рис. 6, *b*), и центральная зона проводника с явно видимыми вертикальными полосами (рис. 6, *c*). Анализ оптической профилограммы полученного изображения центральной зоны (рис. 6, *d*) показал применимость синусоидальной функции для ее аппроксимации и определения длины волны неустойчивости, которая составила 0.3 mm.

Толщина слоя диспергированного материала варьировалась от опыта к опыту и доходила до 1 mm, при этом начиналось формирование начальных дефектов в центральной части образца, развитие которых при увеличении толщины диспергированного слоя приводило к разрушению проводника.

6. Исследование гранул нержавеющей стали

Гранулы нержавеющей стали анализировали в лабораториях Всероссийского института легких сплавов (ВИЛС). Распределение гранул по размерам приведено

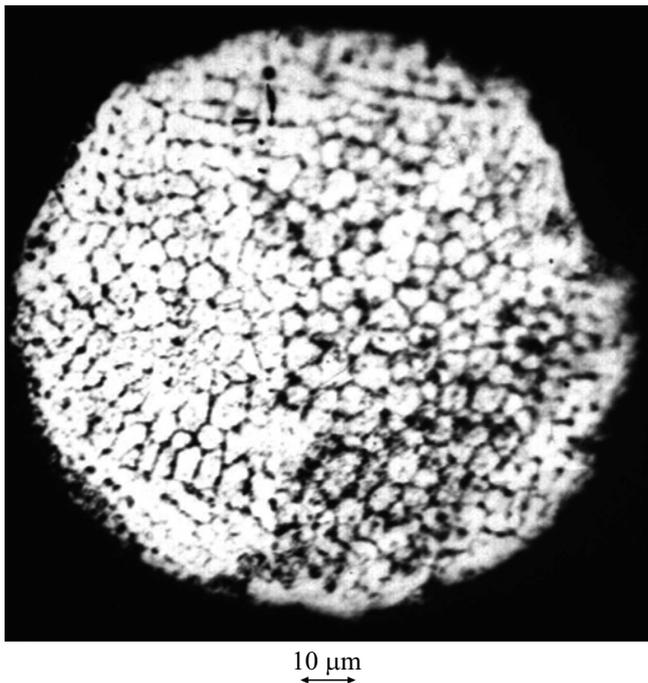


Рис. 6. Фотография микроструктуры гранулы фракции $-250 +180$. Размер данного фрагмента гранулы $180\ \mu\text{m}$, размер зерна $5\ \mu\text{m}$.

в табл. 2. Установлено, что формы гранул (пылевидная, сферическая, чешуйчатая, чешуйки) имеют признаки попадания жидкой капли на стенку камеры. Фактически большая часть партии гранул — это крупные частицы осколочной формы, а также слипшиеся частицы и чешуйки. Интересующие нас мелкодисперсные сферические гранулы составляют порядка 20% партии. Для этих гранул максимум распределения по размерам совпадает с расчетным размером гранул. На рис. 7 представлена фотография микроструктуры сферической гранулы фракции $-250 +180$, соответствующей максимуму распределения по размерам. Форма гранул, окисление поверхности, микроструктура и скорость охлаждения отвечают условиям их формирования.

Результаты опытов подтвердили теоретические представления о МГД неустойчивости слоя проводящей жидкости, расположенной на поверхности твердого стержня, и позволяют рассматривать этот процесс как перспективный метод получения гранул (микрослитков) тугоплавких металлов. В настоящее время такие гранулы весьма востребованы как для традиционных технологий металлургии гранул, так и для наиболее современных аддитивных технологий [3–5], а существующий способ из производства сложный и весьма затратный [14].

Размер гранул определяется диаметром заготовки, величиной тока и толщиной расплавленного слоя. Минимальный размер гранул, получаемых этим способом, — несколько μm , получение гранул меньших размеров невозможно в связи с увеличением необходимого для

диспергирования электрического тока и с недостаточной прочностью твердого стержня по сравнению с резко возрастающей электродинамической силой. Для получения гранул больших размеров принципиальных ограничений нет, однако возрастает энергия, необходимая для плавления слоя материала. Слой металла может быть нанесен на стержень (в том числе диэлектрический) извне; расплавлен внешним источником нагрева, или при пропускании высокочастотного электрического тока, который за счет сильного скин-эффекта течет только в тонком поверхностном слое, или коротким импульсом тока, который осуществляет как плавление, так и диспергирование металла. Мы использовали ток амплитудой $660\ \text{kA}$ и диспергировали поверхностный слой образцов с начальным диаметром $9\ \text{mm}$. В настоящее время существуют генераторы импульсного тока (ГИТ), генерирующие токи в десятки МА, достаточные для диспергирования металла с заготовок диаметром $10\ \text{cm}$ и более. В то же время этот процесс диспергирования можно рассматривать как удобную теоретическую и экспериментальную схему, а технологический процесс получения гранул, возможно, будет иным. Металлурги умеют лить металл через тонкие кольцевые зазоры, например [15], а способы подвода тока могут быть разными.

7. Анализ результатов исследования

Рассмотрим результаты настоящей работы в общей картине исследования механизмов разрушения проводников электрическим током. В свое время существенный вклад в эти исследования внесла группа Б.П. Перегула [6–10]. Механизмы разрушения проводников, выявленные в ходе тех исследований, схематически были разделены по основным проявлениям и действующим факторам. Было выделено 4 зоны:

- 1) зона, где преобладают капиллярные силы (неустойчивость Рэлея);
- 2) зона МГД, в которой происходит разрушение как твердых, так и жидких проводников;
- 3) зона перегретой неустойчивости, в которой разрушение проводника определяется тепловыми процессами;
- 4) скиновый режим.

Это разделение впервые представлено в диссертации М.Л. Льва, докладывалось на семинарах, однако в общедоступной литературе не представлено. В современной литературе [1] представлен фактически такой же подход к классификации процессов, при этом, однако, выделено 3 зоны:

- 1) зона медленного взрыва (МГД);
- 2) зона быстрого взрыва, где определяющими являются тепловые процессы;
- 3) зона взрыва поверхностного слоя проводника — скиновый режим.

В работе [16] исследовался скиновый взрыв медных, алюминиевых, титановых и стальных (сталь 3 и нержаве-

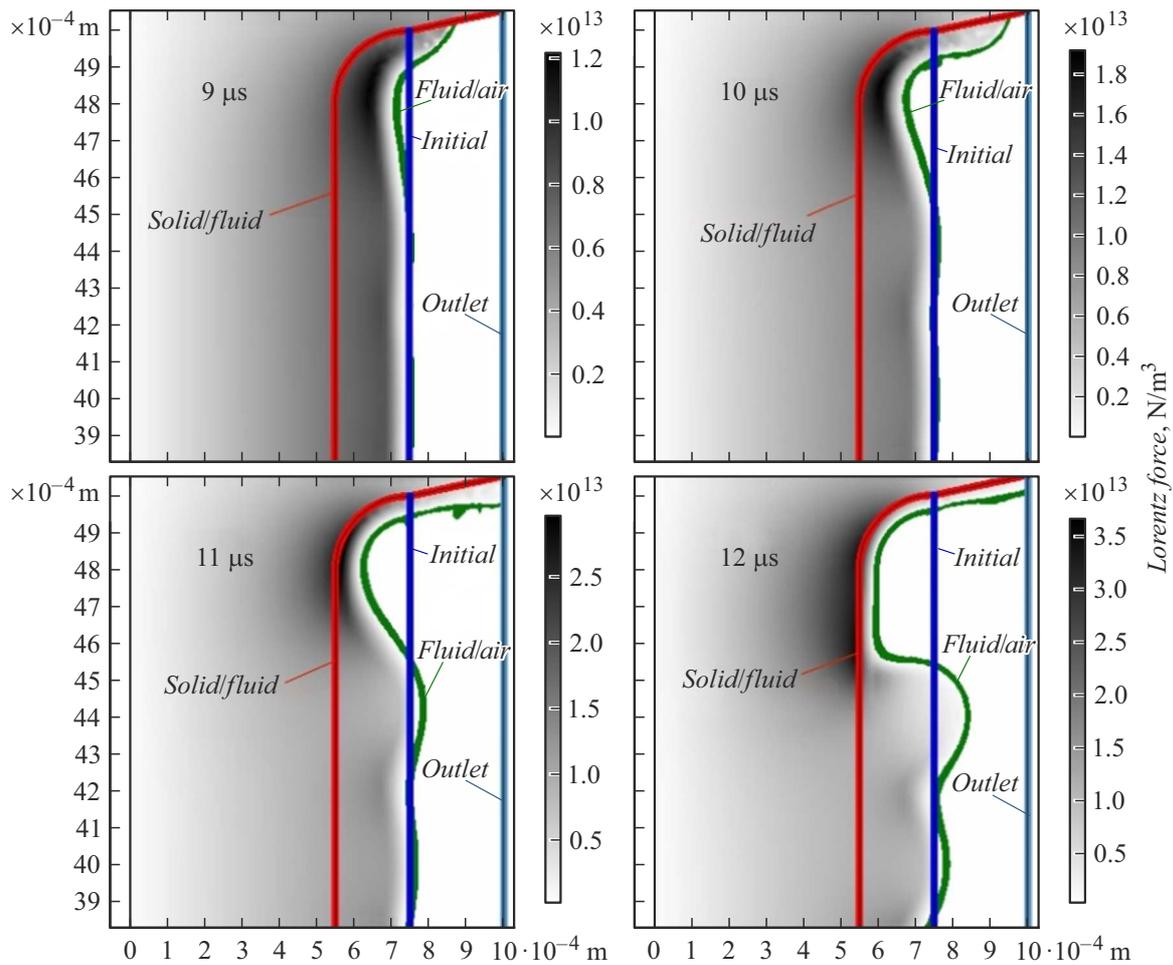


Рис. 7. Формирование начального возмущения в цилиндрическом проводнике в месте сопряжения с конусным токоподводом с распределением сил Лоренца в разные моменты времени при приложении линейно нарастающего со скоростью 100 В/μс напряжения.

ющая сталь) образцов диаметром 1 – 3 мм. Амплитуда тока составляла 2.5 МА, а время нарастания 100 ns. В результате опыта образцы полностью диспергированы. В работе [17] при тех же параметрах исследовались медные образцы. Установлено, что длина волны МГД неустойчивости на поверхности проводника составляла 0.2 – 0.5 мм.

Наша работа относится к зоне скин-взрыва, при этом к той ее части, где процессы определяются развитием МГД неустойчивости. Однако исследовались существенно более толстые и прочные проводники, а вложенная энергия была достаточна для плавления тонкого слоя на поверхности проводника, при этом условий для развития тепловых процессов не было, а величина тока была недостаточна для разрушения проводника как целого.

Мы считаем, что скиновый режим развития неустойчивости реализуется в том случае, когда толщина расплавленного слоя на поверхности проводника много меньше его радиуса. Тогда для типичных режимов разряда, в которых ток через образец имеет вид сильно

затухающей синусоиды, минимальный размер (радиус проводника), при котором реализуется скин-режим взаимодействия разрядного тока с проводником, может быть определен из следующего соотношения:

$$R_{\min} = \left[\frac{I_0^2}{J_{lb}} \frac{1}{4\pi} \frac{\mu_0}{\rho_s T} 2\tau \frac{1}{\left(\frac{T}{2\pi\tau}\right)^2 + 4} \left(1 - \exp(-T/\tau)\right) \right]^{0.5} + \left(\frac{\rho_s T}{\mu_0}\right)^{0.5}, \tag{6}$$

где I_0 — амплитуда тока, ρ_s и J_{lb} — удельное сопротивление и критический интеграл действия, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м. Так, для образцов из высоколегированной нержавеющей стали 20Н18Х10Т при амплитуде тока 660 кА минимальный радиус проводника, при котором формируется скиновый режим, составляет $R_{\min} = 3.5$ мм, что предполагает возможность этого режима при уменьшении начального радиуса 4.5 мм за счет развивающихся неустойчивостей при неоднократном воздействии на заготовку. Однако для нашего варианта возбуждения неустойчивости условие (6) заведомо

выполняется, так как в этом варианте требуется сохранить устойчивость проводника как целого по отношению к изгибной неустойчивости (3).

Для более углубленного анализа рассматриваемых процессов целесообразно оценить, какие дополнительные факторы могут оказывать влияние на процесс развития МГД неустойчивости, а также оценить динамику процесса образования и отрыва капель. Этот вопрос рассмотрен качественно путем численного моделирования в среде Comsol Multiphysics процесса протекания импульсного тока по цилиндрическому проводнику, часть или весь материал которого находится в жидком состоянии, при задании внешнего воздействия в виде линейно нарастающего напряжения на проводнике.

В электрической части задачи проводился расчет токов проводимости при приложении внешнего напряжения, в которой рассматривались следующие уравнения: закон непрерывности тока $\nabla \mathbf{J}_{ec} = \nabla(\mathbf{J}_{\sigma,ec} + \mathbf{J}_{e,ec}) = 0$, где \mathbf{J}_{ec} , $\mathbf{J}_{\sigma,ec}$, $\mathbf{J}_{e,ec}$ плотности тока полная, проводимости и внешнего воздействия; закон Ома $\mathbf{J}_{\sigma,ec} = \sigma \mathbf{E}_{ec}$; и связь напряженности с потенциалом электрического поля: $\mathbf{E}_{ec} = -\nabla V$. Электрическая задача сводится к одному уравнению относительно электрического потенциала:

$$\nabla(\sigma \nabla V + J_{e,ec}) = 0$$

и решается в модуле AC/DC/Electric current среды Comsol Mltiphysics.

После решения данного уравнения можно определить все параметры электрического поля, в том числе распределение плотности тока проводимости $\mathbf{J}_{\sigma,ec} = -\sigma \nabla V$ под действием внешнего напряжения, которая задается в виде внешнего воздействия $\mathbf{J}_{e,mf} = \mathbf{J}_{\sigma,ec}$ в магнитной части задачи.

В магнитной части задачи рассматривалась система уравнений магнитного поля, состоящая из закона полного тока: $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{mf} = \mathbf{J}_{\sigma,mf} + \mathbf{J}_{e,mf}$, где \mathbf{H} — вектор напряженности магнитного поля, $\mathbf{J}_{\sigma,mf}$, $\mathbf{J}_{e,mf}$ — плотности тока проводимости и внешнего воздействия; закона Ома: $\mathbf{J}_{\sigma,mf} = \sigma \mathbf{E}_{mf}$, σ — электропроводность, \mathbf{E}_{mf} — вектор напряженности электрического поля; закона электромагнитной индукции: $\nabla \times \mathbf{E}_{mf} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$, где \mathbf{B} — вектор индукции магнитного поля; и связи индукции с магнитным потенциалом $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, непротиворечащий закону Гаусса для магнитного поля: $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. Перечисленные уравнения сводятся к одному уравнению относительно векторного магнитного потенциала \mathbf{A} :

$$\Delta \mathbf{A} - \sigma \mu_{mf} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mu_{mf} \mathbf{J}_{e,mf}$$

и решаются в модуле AC/DC/Magnetic fields среды Comsol Multiphysics.

После решения данного уравнения можно определить все параметры магнитного поля, в том числе плотность наведенных токов $\mathbf{J}_{\sigma,mf} = -\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$, которая возвращается в качестве внешнего воздействия в электрическую часть задачи $\mathbf{J}_{e,ec} = \mathbf{J}_{\sigma,mf}$ и силу Лоренца по следующему

выражению: $\mathbf{f}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$, которая задавалась в качестве внешней объемной силы, действующей на жидкость.

В гидродинамической части задачи решалось уравнение Навье–Стокса для ламинарного течения несжимаемой ($\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$) ньютоновской жидкости:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \mu_{hd} \Delta \mathbf{u} + \mathbf{f}_L$$

в модуле Fluid Flow/Laminar Flow с применением модуля Level Set для моделирования двухфазного (жидкость–газ) течения и мультифизического интерфейса Two-phase Flow, Level set, связывающего два названных модуля между собой. В зависимости от изменения фазы среды (жидкость или газ) изменялись следующие свойства расчетной области: плотность ρ , коэффициент динамической вязкости μ_{hd} и электропроводность σ , т.е. при перемещении/изменении границы жидкость/газ свойства расчетных областей также перемещались/изменялись.

Решалась задача, типичная для систем, связанных с выделением энергии высокой плотности в проводнике: токоподводящие элементы конусного типа сопрягаются с цилиндрическим проводником, при этом рассматривается совместно электромагнитная задача и гидродинамическое течение проводящей жидкости под действием сил Лоренца, как описано выше при приложении к проводнику линейно нарастающего со скоростью $100 \text{ V}/\mu\text{s}$ напряжения. Результаты моделирования для случая тонкого расплавленного внешнего слоя проводящего материала приведены на рис. 7. Отчетливо видно, что в зоне сопряжения проводника и токоподвода имеет место усиление сил Лоренца, действующих на проводящий материал, что связано с локальным увеличением плотности тока в этой зоне. По мере протекания тока наблюдается перемещение части материала в сторону от поля (к оси проводника) и развитие волны возмущения, которая приводит к генерации неустойчивостей.

Независимо от начального состояния проводника (полностью или частично расплавленного) в начальной фазе процесса распределение сил Лоренца приводит к однотипному сценарию развития неустойчивости. Очевидно, что длина волны начального возмущения и зависимость скорости роста ее амплитуды зависят от угла сопряжения, но анализ этих взаимосвязей выходит за рамки настоящей работы и будет рассмотрен в дальнейшем.

Следует отметить и тот факт, что при моделировании не учитывалось изменение проводимости в результате нагрева. Однако в соответствии с многочисленными работами по нелинейной диффузии магнитного поля в проводник, следует ожидать более высокого контраста в распределении сил Лоренца уже в начальной фазе нагружения, когда интеграл действия не набрал критического для материала значения и скорость передачи этих возмущений близка к скорости звука в среде. Можно ожидать, что конфигурация структуры будет зависеть не только от однородности распределения плотности

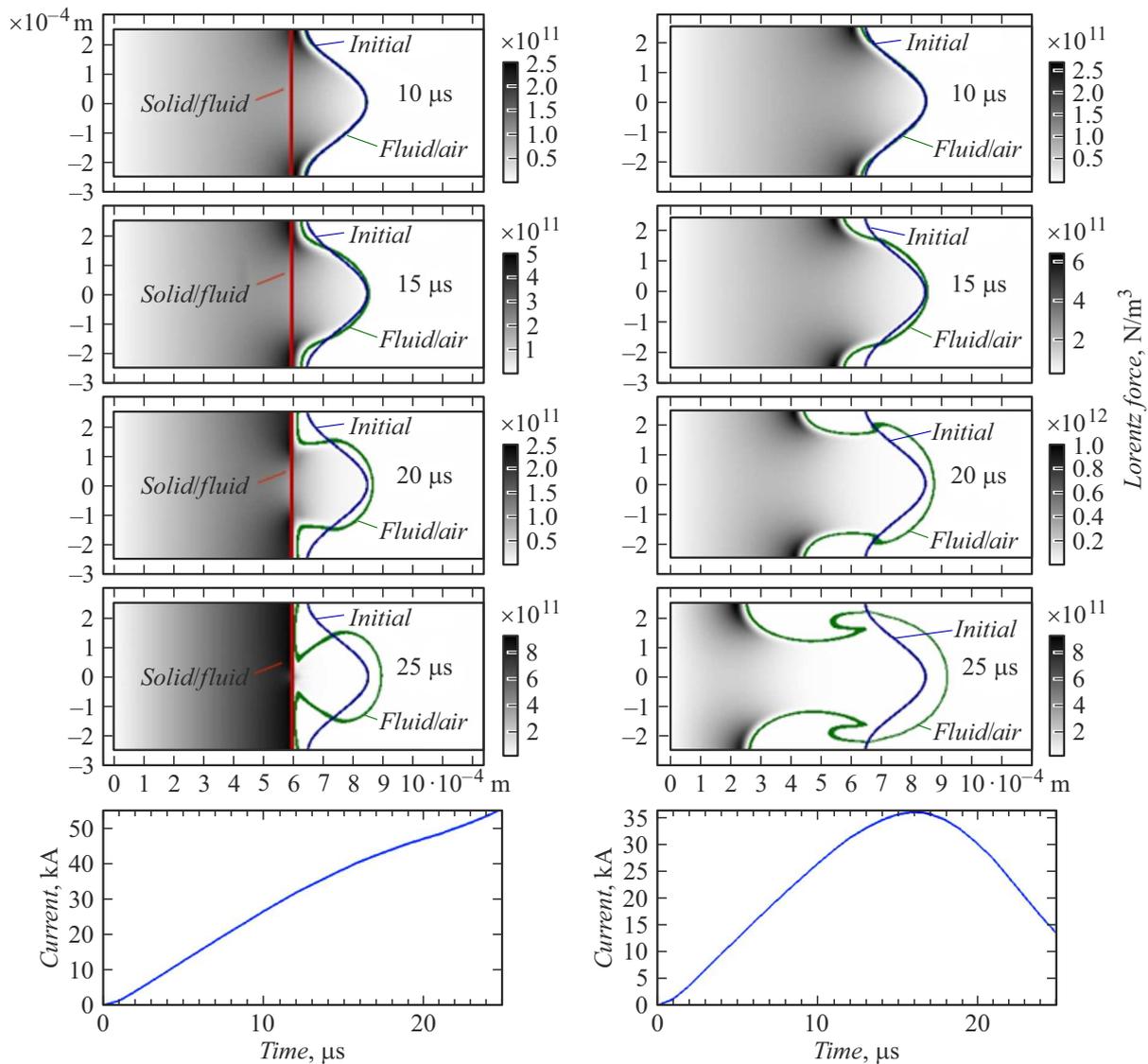


Рис. 8. Развитие начального возмущения на поверхности проводника с твердым керном (слева) и полностью жидкого (справа), и соответствующие им графики зависимости тока от времени при приложении линейно нарастающего со скоростью $1\text{ V}/\mu\text{s}$ напряжения.

проводника, качеством обработки его поверхности, но и определяться соотношением длины волны генерируемой неоднородным распределением тока (сил Лоренца) в зоне перехода и скоростью нарастания тока.

Сопоставляя эти расчеты с экспериментальными результатами, видим, что на медных проводниках (рис. 2 и 3) в зоне сопряжения конусного перехода с цилиндрической частью проводника действительно видны возмущения, примерно соответствующие тем, которые показаны на расчетном графике рис. 7. А на образце из дюралюминия (рис. 4) эти возмущения выражены достаточно явно. Образцы из нержавеющей стали в условиях проведенных опытов демонстрируют меньшую чувствительность к этому фактору. Это может быть связано с менее выраженным, чем у хорошо проводящих проводников поверхностным эффектом и, как следствие,

менее контрастным распределением сил Лоренца в зоне контакта; инерционными эффектами, обусловленными более высокой плотностью материала; неравномерным распределением температуры по длине проводника, обусловленного низкой теплопроводностью стали, и малой скважностью воздействующих импульсов, недостаточной для установления термодинамического равновесия проводника между импульсами. Исследование влияния неравномерности распределения сил Лоренца в зоне токоподвода на формирование неустойчивостей при МГД течения жидких слое представляется отдельной задачей и выходит за рамки настоящей работы.

Для качественной оценки динамики процесса образования и отрыва капель на поверхности медного цилиндра диаметром 1.3 mm формировалось искусственное начальное возмущение в виде синусоиды с амплитудой

0.1 mm и моделировался процесс развития неустойчивостей для случая полностью жидкого цилиндра и цилиндра с твердым ядром 1.2 mm, имитирующим нерасплавленную часть проводника, при приложении одинакового линейно нарастающего со скоростью $1 \text{ V}/\mu\text{s}$ напряжения. Результаты расчета представлены на рис. 8.

Видно, что частичное расплавление проводника приводит к уменьшению объема образующихся капель по сравнению с полностью расплавленным проводником. Моделирование процесса развития неустойчивостей показывает, что ответственным за их развитие является нарушение однородности в распределении сил Лоренца, действующих в вершине и впадине волны. Как и ожидалось, в соответствии с [18] плотность тока в вершине волны существенно меньше, чем во впадине, а соответствующие силы Лоренца, распределение которых приведено на рис. 8, приводят к увеличению размаха волны в основном за счет продвижения материала в глубь проводника. При достижении твердого ядра ситуация меняется. Материал из расплавленного слоя выталкивается в зону капли, размеры которой определяются толщиной расплавленного слоя и силами поверхностного натяжения. Развитие неустойчивости в полностью расплавленном проводнике в первые моменты происходит по тому же сценарию, в дальнейшем по мере роста глубины впадины увеличивается плотность тока в этой зоне, приводящая к увеличению сил Лоренца, направленных вглубь проводника. При этом наблюдается эффект положительной обратной связи: чем глубже впадина, тем больше плотность тока и соответственно значение сил Лоренца, под действием которых происходит увеличение скорости роста глубины впадины. Из-за увеличения глубины впадины увеличивается сопротивление проводника, что приводит к уменьшению протекаемого тока. Из сравнения графиков на рис. 8, видно, что при приложении одинакового линейно нарастающего напряжения в случае полностью расплавленного проводника его диаметр становится меньше, чем диаметр частично расплавленного проводника, что приводит к большему уменьшению тока.

Заключение

Анализ режимов взаимодействия цилиндрического проводника с протекающим током, достаточным для полного или частичного расплавления материала, демонстрирует не только многофакторность процесса формирования и развития неустойчивостей, но и возможность прогнозирования их развития для формирования заданного формата разрушения.

Экспериментально показана возможность реализации скин-режима диспергирования проводника за счет развития неустойчивости с длиной волны, близкой к расчетной. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с известными теоретическими

оценками и качественным сценарием динамики этого процесса из результатов численного моделирования.

Анализ результатов численного моделирования развития МГД неустойчивостей на качественном уровне продемонстрировал связь толщины расплавленного металла с размером капель, и выявил влияние неоднородности в распределении сил Лоренца на генерацию и развитие МГД неустойчивостей, позволил выявить дополнительные факторы, которые могут оказывать существенное влияние на рассматриваемый процесс развития МГД неустойчивости, на формирование и отрыв капель жидкого металла.

Скин-взрыв может осуществляться двумя способами: с полным послыйным разрушением проводника и с частичным разрушением лишь поверхностного слоя проводника. Во втором случае можно сохранить и изучать центральную часть проводника.

На примере жаропрочной стали показана возможность диспергирования поверхностного слоя образцов и формирования микрогранул с прогнозируемыми размерами.

Благодарности

Результаты работы были получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета им. Петра Великого.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] V.I. Oreshkin, R.V. Baksh. *IEEE Tr. Plasma Sci.*, **48** (5), 1214 (2020). DOI: 10.1109/TPS.2020.2985100
- [2] Н.Б. Волков, А.Е. Майер, В.С. Седой, Е.Л. Фенько, А.П. Яловец. *ЖТФ*, **80** (4), 77 (2010). [N.V. Volkov, E.L. Fen'ko, A.E. Mayer, A.P. Yalovets, V.S. Sedoi. *Tech. Phys.*, **55** (4), 509 (2010).]
- [3] В. Сорокин. *Аддитивные технологии*, 3, 21 (2022).
- [4] В.С. Климов, Д.А. Карягин, П.А. Ерохин. *Технология легких сплавов*, 3, 49 (2022).
- [5] Г.С. Гарибов. *Технология легких сплавов*, 2, 38 (2021).
- [6] К.Б. Абрамова, Н.А. Златин, Б.П. Перегуд. *ЖЭТФ*, **69** (6), 2007 (1975).
- [7] М.Л. Лев, Б.П. Перегуд, З.В. Федичкина. *ЖТФ*, **46** (1), 125 (1976).
- [8] С.Д. Самуйлов, А.А. Семенов. *Магнитная гидродинамика*, 3, 4 (1987).
- [9] С.Д. Самуйлов, А.А. Семенов. *ЖТФ*, **62** (8), 38 (1992).
- [10] К.Б. Абрамова, Б.П. Перегуд, С.Д. Самуйлов, А.А. Семенов. *Научно-технические достижения*, 6, 17 (1988).
- [11] S.D. Samuilov. *Proc. of the 15th International School-Conference on „New materials — Materials of Innovative Energy: Development, Characterization Methods and Application“* (Moscow, Russia, 2017), p. 524. DOI: 10.18502/kms.v4i1.2214

- [12] С.Д. Самуйлов. Технология металлов, 1, 6 (2018).
- [13] А.Г. Анисимов, А.Д. Матросов, Г.А. Швецов. Прикладная механика и техническая физика, **43** (3), 39 (2002). [G.A. Shvetsov, A.G. Anisimov, A.D. Matrosov. IEEE Tr. Magn. **39** (1), 82 (2003).]
- [14] Е.И. Старовойтенко. Технология легких сплавов, 1, 4 (2022).
- [15] С.Б. Батуев, Ш.М. Шейхалиев, С.И. Попель, В.А. Козьмин. АС. 1121101 (СССР). Б.И., 40 (1984).
- [16] S.A. Chaikovsky, V.I. Oreshkin, I.M. Datsko, N.A. Labetskaya, D.V. Rybka, N.A. Ratakhin. Phys. Plasmas, **22** (11), 112704 (2015). DOI: 10.1063/1.4935401
- [17] V.I. Oreshkin, S.A. Chaikovsky, I.M. Datsko, N.A. Labetskaya, G.A. Mesyats, E.V. Oreshkin, N.A. Ratakhin, D.V. Rybka. Phys. Plasmas, **23** (12), 122107 (2016). DOI: 10.1063/1.4971443
- [18] С.И. Кривошеев, С.Г. Магазинов, Г.А. Шнеерсон. Письма в ЖТФ, **45** (3), 41 (2019). DOI: 10.21883