

ЛИТЕЙНОЕ ПРОИЗВОДСТВО

УДК 669.2/.8:53.09

<https://doi.org/10.18503/1995-2732-2018-16-3-57-66>

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПЛАВ ПАРАМАГНИТНОГО МЕТАЛЛА ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Долгушин Д.М.¹, Дубский Г.А.¹, Нефедьев А.А.¹, Риве В.В.¹, Долгушина О.В.¹, Кайпер А.²¹Магнитогорский государственный технический университет им. Г.И. Носова, Магнитогорск, Россия²Школа Северного моря, Санкт-Петербург-Ординг, Германия

Аннотация

Постановка задачи (актуальность работы): при исследовании влияния магнитного поля на кристаллизующийся расплав основным узлом в экспериментальной установке является управляемый кристаллизатор, позволяющий изменять градиент температуры охлаждаемого расплава и величину напряженности магнитного поля (постоянного или переменного). Для количественной оценки влияния этих параметров на процесс кристаллизации необходима теоретическая оценка факторов, связанных с магнитным полем и градиентом охлаждения. В известной научной литературе подобных оценок не приводится. В настоящей работе представлено описание уникального, созданного в нашей лаборатории, управляемого кристаллизатора, а также теория воздействия импульсного магнитного поля на парамагнитный расплав в процессе кристаллизации. Цель работы: разработка теории воздействия импульсного магнитного поля на парамагнитный металл и проведение количественных оценок результата воздействия. Используемые методы: теоретические исследования на основе системы фундаментальных электродинамических уравнений Максвелла, а также законов Био-Савара-Лапласа, Ома, Ампера. Результат: рассмотрены основные механизмы воздействия импульсного магнитного поля на кристаллизующийся расплав. Рассчитаны: 1) радиальная компонента магнитного давления, действующая на расплав; 2) давление, действующее на торцы расплава; 3) количество джоулевого тепла, вводимого в расплав за время действия одного импульса магнитного поля. Показано: 1) радиальное магнитное давление достигает существенного значения и является знакопеременным за время действия импульса разряда; 2) давление на торцы расплава незначительно; 3) джоулево тепло, вводимое в расплав вихревыми токами за время действия импульса разряда, может достигать более 30 Дж при $U_0 = 1000$ В. Практическая значимость: полученные результаты будут использованы при анализе экспериментальных данных по кристаллизации силуминов под действием магнитного поля и без него в управляемом кристаллизаторе. Также полученные результаты могут быть использованы при разработке новых методов, способов или технологий получения материалов с наперед заданными физико-механическими свойствами.

Ключевые слова: управляемый кристаллизатор, расплав парамагнитного металла, алюминий, импульсное магнитное поле, пондеромоторные силы, переходные процессы, количество теплоты.

Введение

В настоящее время трудно себе представить такие отрасли производства, как авиастроение, ракетостроение, автомобилестроение и другие без сложных алюминиевых сплавов с наперед заданными физико-механическими свойствами. Наиболее востребованными алюминиевыми сплавами являются силумины, обладающие достаточно хорошими литейными свойствами, позволяющими получать полуфабрикаты и готовые изделия [1–2]. Качество, технологичность и комплекс физико-механических свойств этих продук-

тов во многом зависит от дефектности отливок и микроструктуры литого металла после его кристаллизации в кристаллизационной форме.

Ввиду особенностей физических свойств алюминия [3], для получения качественных литых полуфабрикатов и изделий необходимы дополнительные внешние воздействия на кристаллизующийся расплав сплава. В настоящее время все чаще [4–12] используют различные физические поля, воздействующие на кристаллизующийся расплав конструкционного металла. В данной работе рассмотрены пондеромоторные и другие воздействия со стороны магнитного поля на исследуемые расплавы парамагнитных силуминов.

© Долгушин Д.М., Дубский Г.А., Нефедьев А.А., Риве В.В., Долгушина О.В., Кайпер А., 2018

Кристаллизатор

Для проведения исследования разработана и изготовлена экспериментальная установка, состоящая из: 1) электрической печи сопротивления на силитовых стержнях; 2) управляемого кристаллизатора, совмещенного с короткой катушкой, позволяющей создавать магнитное поле (постоянное или переменное), вектор индукции которого направлен по оси тигля, вводимого в кристаллизатор.

Упрощенная схема кристаллизатора представлена на **рис. 1**. В структуру данного кристаллизатора входят: 1 – алундовая труба, соосная с нагревательным каналом печи сопротивления на силитовых стержнях; 2 – асбест; 3 – отражательный экран из нержавеющей стали; 4 – охлаждаемая «рубашка»; 5 – тигель с расплавом; 6 – каркас катушки (соленоида), создающей магнитное поле; 7 – обмотка катушки (соленоида); 8 – хромель-алюмелевая термопара (ТХА) для контроля и измерения температуры стенки кристаллизатора; 9 – ТХА для контроля и измерения температуры кристаллизующего расплава; 10 – электропечь кристаллизатора.

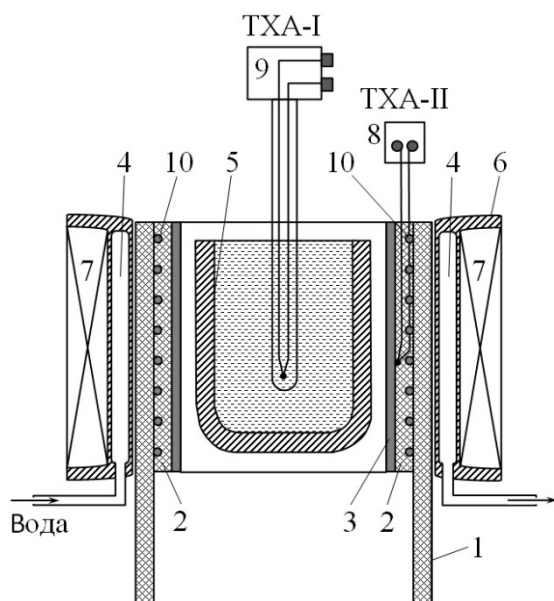


Рис. 1. Упрощенная схема кристаллизатора, совмещенного с катушкой импульсного магнитного поля

Соосное положение трубы 1 с нагревательным каналом печи позволяет с помощью специального устройства тигель 5 с пробой и термопарой ТХА-I перемещать из печи сразу в кристаллизатор и обратно. В этом случае время, затраченное на процесс перемещения расплава из печи в кристаллизатор, составляет не более 2 с.

Это позволяет наблюдать и контролировать процесс кристаллизации пробы (под воздействием внешнего магнитного поля и без него) непосредственно сразу от температуры, до которой был доведен расплав в печи. Наличие слоя асбеста 2, отражательного экрана 3 и охлаждаемой рубашки 4 предотвращает перегрев обмотки 7 соленоида. А электропечь 10 позволяет поддерживать постоянный температурный градиент между кристаллизующимся расплавом и стенкой кристаллизатора.

Для создания импульсного магнитного поля обмотка соленоида включается в разрядный контур, принципиальная схема которого представлена на **рис. 2**. Режим работы данной схемы такой, что ключи К1 и К2 включаются поочередно. Вначале включается К1, а К2 выключен. При этом происходит зарядка конденсатора C до разности потенциалов U_0 . Затем К1 выключается и включается К2, вследствие чего конденсатор разряжается на катушку L . После разрядки конденсатора и исчезновении электрических колебаний в данном контуре ключ К2 выключается, и далее повторяется весь цикл заново. При этом схема работает в автоматическом режиме, что обеспечивается дополнительными (не изображенными на данной схеме) электрическими узлами управления работой ключей К1 и К2.

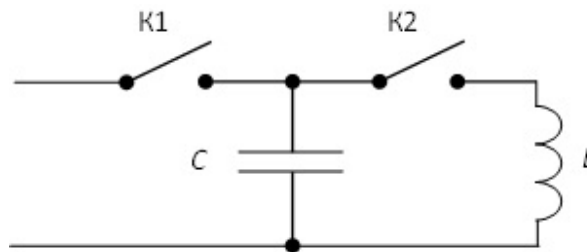


Рис. 2. Схема разрядного контура

Теория переходных процессов и пондеромоторных сил

Рассмотрим переходные процессы, протекающие в LC -контуре, после замыкания ключа К2. Примем момент замыкания ключа К2 за начальный, т.е. в момент его замыкания время $t=0$. Тогда получим, что в начальный момент конденсатор заряжен до максимальной разности потенциалов U_0 , а в катушке индуктивности L ток равен нулю. Так как пластины конденсатора замкнуты катушкой, то он начнет разряжаться, и в данном контуре возникнут электрические колебания. При этом заряд конденсатора будет меняться по закону

$$q = q_0 \exp(-\beta t) \cos(\omega t), \quad (1)$$

где $q_0 = CU_0$ – заряд конденсатора в момент замыкания ключа К2; $\beta = R/(2L)$ – коэффициент затухания электрических колебаний; R – активное сопротивление обмотки соленоида; $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ – циклическая частота затухающих колебаний; $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ – собственная циклическая частота колебательного контура.

Тогда из определения силы электрического тока $I = \frac{\partial q}{\partial t}$ получаем зависимость силы тока в катушке от времени в виде

$$I = q_0 \exp(-\beta t) (-\beta \cos(\omega t) - \omega \sin(\omega t)).$$

Полученное выражение для силы тока умножаем и делим на $\omega_0 = \sqrt{\omega^2 + \beta^2}$ и, введя обозначение $\sin \varphi = \omega / \omega_0$ и $\cos \varphi = -\beta / \omega_0$, после некоторых математических преобразований зависимость силы тока от времени будет иметь вид

$$I = I_0 \exp(-\beta t) \cos(\omega t + \varphi). \quad (2)$$

Здесь амплитудное значение силы тока в начальный момент времени $I_0 = \omega_0 q_0 = \omega_0 CU_0 = U_0 / Z$, а $Z = \sqrt{L/C}$ – волновое сопротивление колебательного контура. В последнем выражении для силы тока аргумент косинуса содержит введенную величину φ , которая имеет смысл опережения по фазе колебаний электрического тока перед колебаниями напряжения, при этом $\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \pi$.

На **рис. 3** представлены характерные зависимости от времени электрического заряда q в конденсаторе и силы тока I в катушке, полученные согласно выражениям (1) и (2). Причем следует заметить, что здесь представлены зависимости для одного такта замыкания ключа К2 (**см. рис. 2**). Поэтому в автоматическом режиме работы разрядного контура в катушке будут периодически возникать импульсы тока, соответствующие **рис. 3**. А период следования таких импульсов будет равен периоду работы схемы управления ключами К1 и К2.

Индукция магнитного поля, создаваемого в катушке, пропорциональна величине электрического тока $B \sim I$. Поэтому для магнитной индукции в центре катушки с учетом (2) можно записать следующую формулу:

$$B = B_0 \exp(-\beta t) \cos(\omega t + \varphi), \quad (3)$$

где амплитудное значение индукции магнитного поля B_0 в начальный момент времени можно оценить через амплитудное значение силы тока I_0 по закону Био-Савара-Лапласа. Конечное выражение для индукции магнитного поля B_0 на оси соленоида в его центре имеет вид

$$B_0 = \mu_0 \mu n I_0 \frac{l}{\sqrt{d^2 + l^2}} = \frac{\mu_0 \mu n U_0 l}{Z \sqrt{d^2 + l^2}}.$$

Здесь $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; μ – магнитная проницаемость среды внутри соленоида; l – длина соленоида; d – средний диаметр соленоида; $n = \frac{N}{l}$ – число витков на единицу длины соленоида, где N соответственно общее число витков.

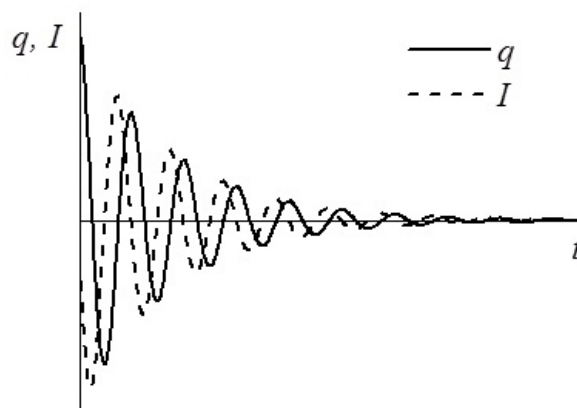


Рис. 3. Зависимость заряда на конденсаторе и силы тока в катушке от времени

График зависимости индукции магнитного поля от времени внутри катушки, соответствующий выражению (3), качественно совпадает с графиком зависимости силы тока от времени (**см. рис. 3**). Поэтому не будем останавливаться на графическом представлении данной зависимости.

Оценим наибольшую величину индукции магнитного поля внутри катушки, т.е. величину, соответствующую первой точке экстремума функции (3). Для этого сначала необходимо найти момент времени, когда наблюдается данный экстремум, т.е. решить уравнение $\frac{\partial B}{\partial t} = 0$.

Решение последнего уравнения приводит к следующему значению момента времени:

$$t_m = \frac{3\pi - 4\varphi}{2\omega}. \quad (4)$$

Следует отметить, что при поиске точки экстремума необходимо учитывать, что $\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \pi$ и должно выполняться условие $\omega t > 0$ (т.к. время и частота колебаний – положительные величины). Для дальнейших расчетов необходимы числовые значения параметров разрядного контура, которые в нашем случае имеют следующие значения: $C=600$ мкФ, $R=0,4$ Ом, $L=2,9$ мГн, $N=225$, $l=0,07$ м, $d=0,07$ м, $\mu=1$ и $U_0=300 \div 1000$ В.

Вычисления показывают, что модуль индукции магнитного поля B в точке экстремума принимает значения в диапазоне от 0,34 до 1,14 Тл. Подробные результаты расчетов значения модуля индукции магнитного поля при различных значениях начального напряжения U_0 на конденсаторе представлены на рис. 4.

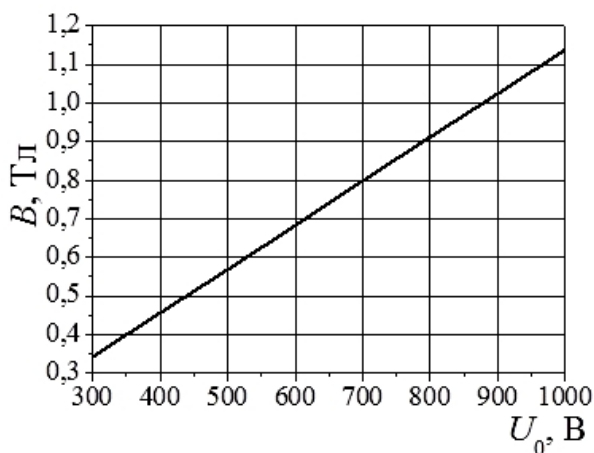


Рис. 4. Зависимость индукции магнитного поля от начального напряжения на конденсаторе

Таким образом, расчеты показывают, что внутри катушки возбуждаются сильные импульсные магнитные поля. Магнитное поле такой величины должно оказывать существенное влияние на расплав в процессе его кристаллизации.

Рассмотрим ponderomotorные силы, действующие на расплав со стороны импульсного магнитного поля. В экспериментальной установке расплав содержится в тигле цилиндрической формы и помещен внутрь катушки соосно с ней так, что центр масс расплава совпадает с центром катушки. При этом внутренний радиус тигля $r_0=0,01$ м, а расплав заполняет его на высоту $h=0,07$ м. Поэтому, учитывая симметрию установки, введем цилиндрическую систему координат с осью z , совпадающей с осью катушки. Тогда индукция магнитного поля внутри катушки будет направлена вдоль оси z .

Согласно законам электродинамики, изменяющееся магнитное поле создает вихревое электрическое:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (5)$$

Так как вектор магнитной индукции имеет только компоненту $B_z=B$, то согласно последнему уравнению у вектора $\text{rot } \mathbf{E}$ не нулевой будет тоже только компонента, направленная вдоль оси z . Тогда выражение (5) после преобразования запишется для цилиндрической системы координат в виде

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rE)}{\partial r} = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad (6)$$

где E – азимутальная компонента электрического поля в цилиндрической системе координат; r – радиальная координата цилиндрической системы координат.

Следовательно, возбуждаемое внутри расплава электрическое поле в каждой его точке будет направлено перпендикулярно радиусу этой точки, т.е. силовые линии электрического поля будут иметь форму окружностей с центром на оси симметрии образца.

Подстановка выражения (3) в уравнение (6) и решение полученного уравнения приводят к выражению, характеризующему закон изменения напряженности электрического поля внутри расплава. Данное решение имеет вид

$$E = -E_0 \exp(-\beta t) \cos(\omega t + 2\varphi), \quad (7)$$

где $E_0 = \omega_0 B_0 r$ – амплитудное значение напряженности электрического поля в начальный момент времени, т.е. в момент замыкания ключа К2 (см. рис. 2); r – радиальная координата.

На рис. 5 наглядно представлено сравнение характерных качественных зависимостей от времени индукции магнитного поля и напряженности электрического поля. Эти зависимости получены на основе выражений (3) и (7). Видно, что между колебаниями магнитного и электрического полей имеется сдвиг фаз. Из сравнения формул (3) и (7) следует, что этот сдвиг фаз равен $(\pi - \varphi)$, причем колебания магнитного поля опережают колебания электрического. Отличие же по фазе колебаний является следствием затухания в колебательном контуре.

Появление электрического поля в расплаве приводит к возникновению электрического тока. Согласно закону Ома, плотность электрического тока связана с напряженностью электрического

поля следующим выражением:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E},$$

где \mathbf{j} – вектор плотности электрического тока; σ – удельная проводимость расплава. Так как основным элементом в расплаве является алюминий, то для дальнейших расчетов примем $\sigma = 37 \times 10^6$ См/м (удельная проводимость алюминия). Вектор плотности электрического тока сонаправлен вектору напряженности электрического поля, поэтому в расплаве будут индуцироваться переменные круговые электрические токи, плотность которых определяется по следующей формуле:

$$\mathbf{j} = -j_0 \exp(-\beta t) \cos(\omega t + 2\varphi). \quad (8)$$

Здесь $j_0 = \sigma E_0 = \sigma \omega_0 B_0 r$.

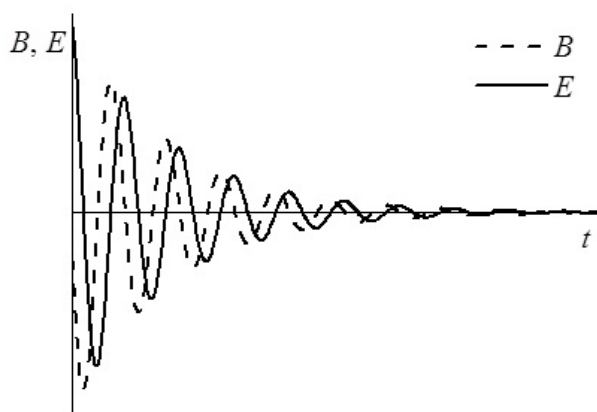


Рис. 5. Качественные зависимости от времени индукции магнитного поля и напряженности электрического

На проводник с током в магнитном поле действует сила Ампера со стороны этого поля. Объемная плотность этой силы определяется выражением

$$\mathbf{f} = [\mathbf{j} \times \mathbf{B}].$$

Расписывая векторное произведение и учитывая направления векторов плотности тока \mathbf{j} и магнитной индукции \mathbf{B} , получаем, что вектор объемной плотности силы Ампера имеет только радиальную компоненту, которая определяется выражением

$$\begin{aligned} f = & -f_0 \exp(-2\beta t) \cos(\omega t + \varphi) \times \\ & \times \cos(\omega t + 2\varphi), \end{aligned} \quad (9)$$

где $f_0 = j_0 B_0 = \sigma \omega_0 B_0^2 r$. График качественной зависимости плотности силы от времени пред-

ставлен на рис. 6. Отрицательное значение силы соответствует ее направлению к оси образца, а положительное значение – от оси. Момент времени, соответствующий первому наибольшему действию магнитного поля на расплав, равен моменту времени первой точки экстремума функции (9), который определяется из следующей формулы:

$$t_f = \frac{1}{\omega} \left(\arccos\left(\frac{\sin(\varphi)}{\sqrt{2}}\right) + \pi - 2\varphi \right). \quad (10)$$

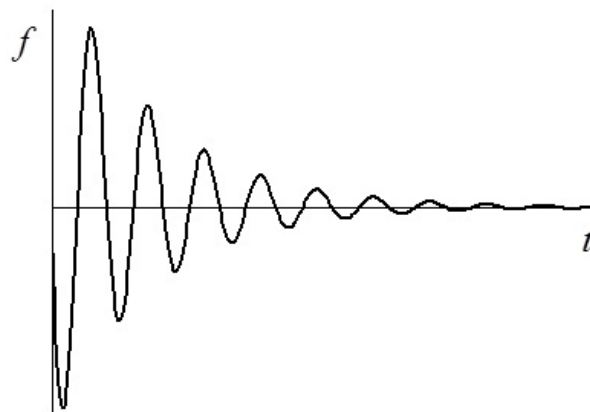


Рис. 6. Качественная зависимость плотности силы Ампера от времени

Вычислим радиальное давление, оказываемое магнитным полем на расплав, для момента времени, соответствующего выражению (10). Так как давление – это сила, приходящаяся на единицу поверхности, то

$$p = \frac{F}{S},$$

где в качестве поверхности S возьмем поверхность расплава, соответствующую фронту кристаллизации. В момент начала кристаллизации эта поверхность соответствует внутренней боковой поверхности тигля, поэтому $S = 2\pi r_0 h$. Величину силы F , действующей на расплав, найдем с помощью интегрирования выражения (9) по объему V , занимаемому расплавом в тигле:

$$F = \int_V f dV.$$

После интегрирования получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} F = & -\frac{2}{3} \pi \sigma \omega_0 B_0^2 h r_0^3 \exp(-2\beta t) \times \\ & \times \cos(\omega t + \varphi) \cos(\omega t + 2\varphi). \end{aligned} \quad (11)$$

Тогда выражение для давления с учетом $S = 2\pi r_0 h$ запишется в виде

$$p = -\frac{1}{3} \sigma \omega_0 B_0^2 r_0^2 \exp(-2\beta t) \times \cos(\omega t + \varphi) \cos(\omega t + 2\varphi). \quad (12)$$

При этом давление со знаком «-» соответствует сжимающему действию, а со знаком «+» – расширяющему действию. Кроме этого, полученная зависимость давления от времени качественно соответствует зависимости от времени объемной плотности силы. Поэтому первое наибольшее по модулю значение давления определяется также моментом времени t_f , вычисленным по формуле (10). А ранее были представлены расчеты индукции магнитного поля (рис. 4), соответствующие моменту времени t_m , вычисленному по формуле (4). Так как моменты времени t_m и t_f различны, то в момент, когда магнитное поле оказывает наибольшее действие на расплав, величина индукции магнитного поля будет отличаться от значения, приведенного на рис. 4. На рис. 7 представлено сравнение значений магнитной индукции, рассчитанных для обоих моментов времени. Видно, что в момент времени t_f значение магнитной индукции несколько меньше, чем в момент времени t_m .

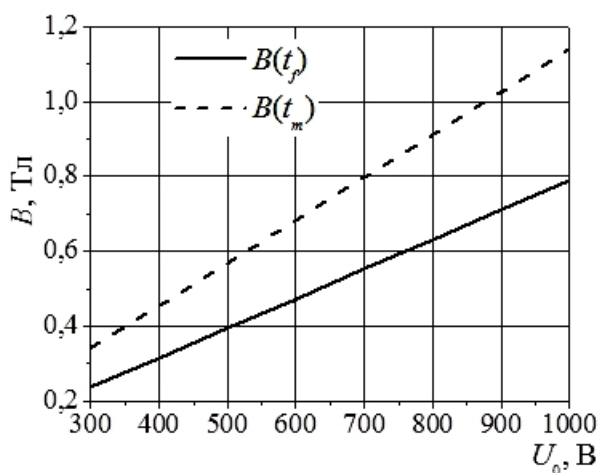


Рис. 7. Сравнение значений индукции магнитного поля, вычисленных для моментов времени t_m и t_f (см. формулы (4) и (10)), в зависимости от начального напряжения на конденсаторе

Расчеты по формуле (12) показывают, что в момент времени t_f давление на расплав со стороны магнитного поля достигает значения 3×10^5 Па, т.е. 3 атмосфер. Данный расчет произведен при начальном значении напряжения на конденсаторе $U_0 = 700$ В. Подробные результаты

расчета давления в зависимости от времени представлены на рис. 8. Здесь также результаты получены при $U_0 = 700$ В.

На рис. 9 представлены результаты расчета давления в момент времени t_f при различных значениях начального напряжения U_0 на конденсаторе. По графику виден нелинейный характер полученной зависимости. Анализ формулы (12) показывает, что эта зависимость квадратичная.

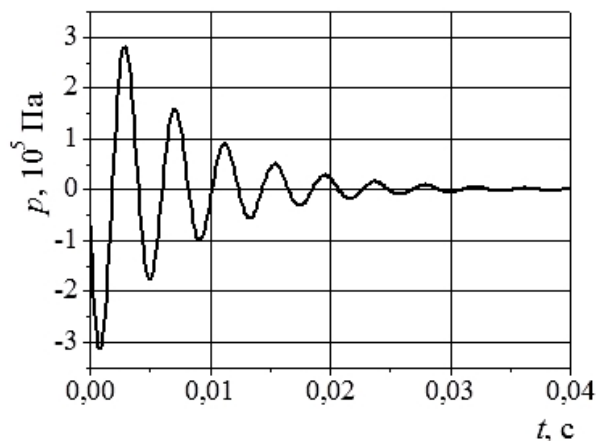


Рис. 8. Зависимость давления от времени

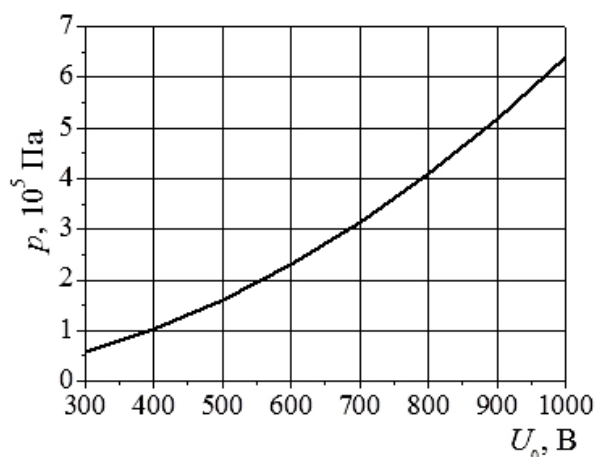


Рис. 9. Зависимость давления от начального напряжения на конденсаторе

Рассмотрим далее действие магнитного поля на расплав вдоль оси тигля на границе расплав–воздух. Известно, что магнитное давление на границе двух магнетиков определяется выражением

$$p_{||} = \left| \frac{\mathbf{B}_1 \mathbf{H}_1}{2} - \frac{\mathbf{B}_2 \mathbf{H}_2}{2} \right|. \quad (13)$$

Здесь у давления индекс «||» означает, что это давление действует вдоль оси соленоида, а \mathbf{B}_1 , \mathbf{H}_1 и \mathbf{B}_2 , \mathbf{H}_2 – индукция и напряженность магнитного поля в расплаве и в воздухе соответственно. При вычислениях опустим знак модуля

в выражении (13). Тогда если полученное значение давления будет иметь знак «+», то это будет означать действие давления, направленное из соленоида, а знак «-» – направленное внутрь соленоида.

Так как длина соленоида равна высоте расплава в тигле, то граница расплав–воздух находится на торце этого соленоида. А это означает, что магнитное поле здесь не будет однородным, и, следовательно, вектор магнитной индукции и вектор напряженности будут иметь по две компоненты, направленные вдоль оси соленоида и вдоль его радиуса. Учитывая такую геометрию магнитного поля и условия на границе для векторов магнитной индукции и напряженности, формула (13) переписывается в следующем виде:

$$p_{\parallel} = \frac{\chi B_r^2}{2\mu_0} - \frac{\chi B_z^2}{2\mu_0} = p_r + p_z, \quad (14)$$

где χ – магнитная восприимчивость расплава (для алюминия $\chi=16 \times 10^{-6}$); B_r – радиальная компонента вектора магнитной индукции на торце соленоида внутри расплава; B_z – осевая компонента вектора магнитной индукции на

торце соленоида внутри расплава; $p_r = \frac{\chi B_r^2}{2\mu_0}$ –

давление, связанное с радиальной компонентой вектора магнитной индукции; $p_z = -\frac{\chi B_z^2}{2\mu_0}$ – дав-

ление, связанное с осевой компонентой вектора магнитной индукции. При этом p_r направлено из катушки, p_z – внутрь катушки, а направление результирующего давления p_{\parallel} будет зависеть от числовых значений B_r и B_z вдоль радиуса катушки.

Получить аналитические выражения зависимостей $B_r(r)$ и $B_z(r)$ не удалось, поэтому для оценки значений B_r и B_z была разработана компьютерная программа на основе закона Био-Савара-Лапласа. Результаты расчетов данной программы представлены на **рис. 10**. Расчет производился на торце соленоида вдоль его радиуса от точки, лежащей на оси соленоида, до точки, находящейся на расстоянии двух радиусов от его оси. Полученные результаты качественно соответствуют действительному поведению магнитного поля. Перемена знака компоненты B_z означает изменение ее направления на противоположное.

Так как внутренний радиус тигля равен 0,01 м, то из полученных данных на **рис. 10** для вычисления давления нас интересует лишь диапазон по r от 0 до 0,01 м. В указанном диапазоне осевая компонента магнитной индукции значи-

тельно превышает радиальную компоненту. Поэтому результирующее давление на границе расплав–воздух будет направлено внутрь расплава, т.е. внутрь соленоида.

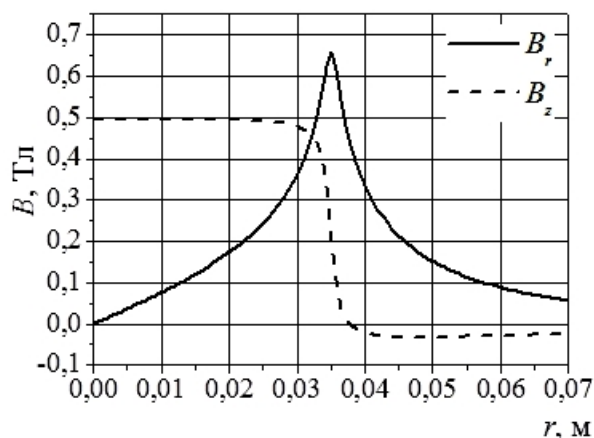


Рис. 10. Распределение радиальной и осевой компонент вектора магнитной индукции вдоль радиуса соленоида возле его торца

На **рис. 11** представлено распределение давлений p_r , p_z и результирующего давления p_{\parallel} вдоль радиуса расплава. Результаты получены также с использованием выше указанной компьютерной программы и формулы (14). Видно, что результирующее давление направлено внутрь соленоида и практически не меняется вдоль всего радиуса расплава.

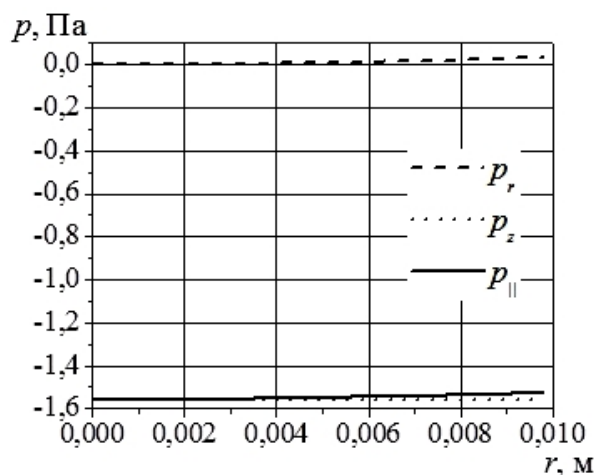


Рис. 11. Распределение осевого давления на расплав вдоль его радиуса

Тепловой эффект воздействия импульсного магнитного поля

Далее оценим величину количества теплоты, вводимое в исследуемый образец вихревыми токами, за время действия разрядного импульса тока в катушке индуктивности, т.е. за время одного

такта замыкания ключа К2 (см. рис. 2). Согласно закону Джоуля-Ленца в дифференциальной форме объемная плотность выделяемой тепловой мощности в проводнике определяется выражением

$$w = \sigma E^2, \quad (15)$$

где E определяется по формуле (7), с учетом которой выражение (15) переписывается в виде

$$w = \sigma \omega_0^2 B_0^2 r^2 \exp(-2\beta t) \cos^2(\omega t + 2\varphi). \quad (16)$$

Величину выделяемой тепловой мощности найдем, проинтегрировав выражение (16) по всему объему образца. После интегрирования получаем

$$P_w = \frac{4}{5} \pi \sigma \omega_0^2 B_0^2 r_0^5 \exp(-2\beta t) \cos^2(\omega t + 2\varphi). \quad (17)$$

Результаты вычисления выделяемой тепловой мощности внутри расплава по формуле (17) в зависимости от времени представлены на рис. 12. Результаты расчетов тепловой мощности соответствуют одному такту замыкания ключа К2.

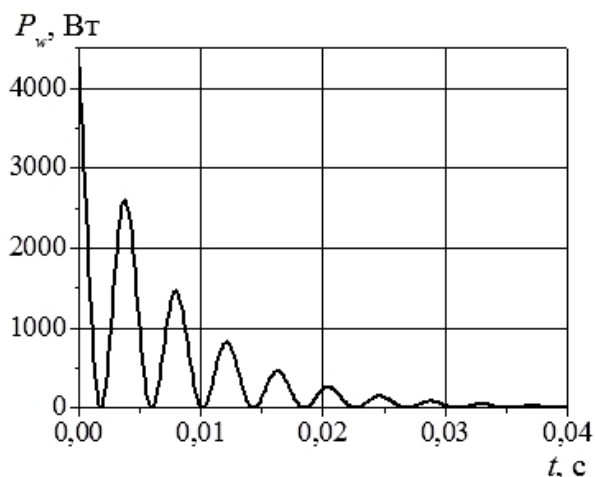


Рис. 12. Тепловая мощность, выделяемая внутри расплава в зависимости от времени

Для определения количества теплоты необходимо найти интеграл от выражения (17) следующего вида:

$$Q = \int_0^{\tau} P_w dt.$$

Здесь τ – время, соответствующее одному такту замыкания ключа К2. После интегрирования получаем

$$Q = \frac{\pi \sigma \omega_0^2 B_0^2 r_0^5}{5\beta} \left[\cos^2(\varphi) + \cos^2(2\varphi) - \exp(-2\beta\tau) (\cos^2(\omega\tau + \varphi) + \cos^2(\omega\tau + 2\varphi)) \right] \quad (18)$$

Результаты вычисления количества теплоты, полученные по формуле (18), в зависимости от начального значения напряжения U_0 на конденсаторе, представлены на рис. 13.

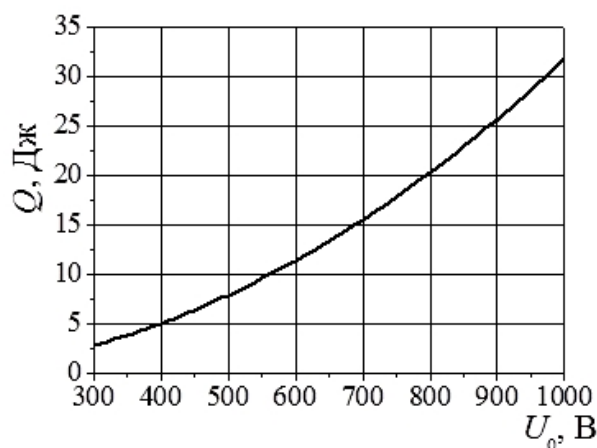


Рис. 13. Количество теплоты, вводимое в расплав, в зависимости от начального напряжения на конденсаторе

Заключение

Проведенные расчеты различных механизмов воздействия импульсного магнитного поля на расплав парамагнитного металла и их анализ позволяют сделать следующие выводы:

1. Импульсное магнитное поле является эффективным внешним энергосиловым фактором, способным влиять на энергетическое и динамическое состояние расплава [13].

2. Установлено, что импульсное магнитное поле изменяет статическое внутреннее давление в парамагнитном расплаве.

3. Проведенные расчеты показывают, что магнитное поле увеличивает значение потенциала Гиббса для жидкой фазы на величину $\Delta G(H) = \alpha H^2$, что ведет к возрастанию скрытой теплоты фазового перехода $L \rightarrow S$ [13].

4. Наведенные импульсным магнитным полем токи Фуко увеличивают за счет Джоулева тепла внутреннюю энергию расплава и создают гидродинамические эффекты в нем.

Полученные результаты планируется использовать при анализе экспериментальных данных по кристаллизации парамагнитных расплавов под действием магнитного поля и без него в управляемом кристаллизаторе. Также полученные результаты могут быть использованы при разработке новых методов, способов или технологий получения материалов с наперед заданными физико-механическими свойствами.

Список литературы

1. Дибров И.А. Состояние и перспективы развития производства отливок из алюминиевых сплавов в России // Литейщик России. 2007. № 5. С. 28–29.
2. Ren-Guo Guan, Tie D. A review on grain refinement of aluminum alloys: progresses, challenges and prospects. *Acta Metall. Sinica*. 2017. Vol. 30(5). P. 409–432.
3. Термовременная обработка алюминиевых сплавов / Ф.М. Котлярский, Г.П. Борисов, В.М. Дука и др. // Процессы литья. 2012. № 3. С. 42–52.
4. Deev V.B., Selyanin I.F., Kutsenko A.I., Belov N.A., Ponomareva K.V. Promising resource saving technology for processing melts during production of cast aluminum alloys. *Metallurgist*. 2015. Vol. 58. No. 11–12. P. 1123–1127.
5. Ефимов В.А., Эльдарханов А.С. Физические методы воздействия на процессы затвердевания сплавов. М.: Металлургия, 1995. 272 с.
6. Заббаров Р., Бибииков А.М., Живодёров В.М. Структурные изменения и свойства алюминиевых сплавов, обработанных магнитным полем // Металлургия машиностроения. 2009. № 6. С. 25–27.
7. Ловцов Д.П. Перспективные технологические методы управления качеством отливок // Литейщик России. 2004. № 6. С. 8–10.
8. Propescu M., Vagra B. Microstructure of aluminum alloys solidified by rotating electric field. *Mater. Mech.* 2015. No. 10. P. 44–48.
9. Zhang Y., Cheng X., Zhong H., Xu Z., Li L., Gong Y., Miao X., Changjiang, Song C., Zhai Q. Comparative study on the grain refinement of Al-Si alloy solidified under the impact of pulsed electric current and travelling magnetic field. *Metals*. 2016. Vol. 6. P. 170.
10. Bustos O., Ordoñez S., Colás R. Rheological and microstructural study of A356 alloy solidified under magnetic stirring. *Int. J. Metalcasting*. 2013. Vol. 7. No. 1. P. 29–37.
11. Wang, X., Sun, G., Wang, L., Ma Q., Cui J. A new approach for preparing SiC particle-reinforced aluminum matrix composites by applying electromagnetic field. *J. Wuhan Univ. of Technology (Mater. Sci.)*. 2016. Vol. 31. No. 4. P. 717–721.
12. Zhang Y., Zuo T.T., Tang Z., Gao C.M., Dahmen K.A., Peter K., Lu Z.P. Effect of electromagnetic field on microstructure and properties of bulk AlCrFeNiMo_{0.2} high-entropy alloy. *J. Mater. Eng. Perform.* 2015. Vol. 4. No. 11. P. 4475–4481.
13. Вдовин К.Н., Дубский Г.А., Егорова Л.Г. / Влияние магнитного поля на процесс кристаллизации алюминиевых расплавов // Изв. вузов. Цветная металлургия. 2018. № 2. С. 34–42. doi: 10.17073/0021-3438-2018-2-34-42

Поступила 31.05.18

Принята в печать 09.07.18

INFORMATION ABOUT THE PAPER IN ENGLISH

<https://doi.org/10.18503/1995-2732-2018-16-3-57-66>

EFFECT OF PULSED MAGNETIC FIELD ON PARAMAGNETIC MELT DURING CRYSTALLIZATION

Denis M. Dolgushin – PhD (Physics & Mathematics), Associate Professor
Nosov Magnitogorsk State Technical University, Magnitogorsk, Russia. E-mail: denisdolgushin@mail.ru

Gennady A. Dubsky – PhD (Physics & Mathematics), Associate Professor
Nosov Magnitogorsk State Technical University, Magnitogorsk, Russia.

Aleksandr A. Nefedev – PhD (Eng.), Senior Lecturer
Nosov Magnitogorsk State Technical University, Magnitogorsk, Russia. E-mail: shuric_xp@mail.ru

Vladimir V. Rive – PhD (Physics & Mathematics), Senior Lecturer
Nosov Magnitogorsk State Technical University, Magnitogorsk, Russia. E-mail: rive_v_v@mail.ru

Olga V. Dolgushina – Senior Lecturer
Nosov Magnitogorsk State Technical University, Magnitogorsk, Russia. E-mail: helgavp@mail.ru

Andrey Kayper – High School Teacher of Mathematics, Physics and Philosophy
North Sea School, Sankt Peter-Ording, Germany. E-mail: andrej.keiper@repiek.de

Abstract

Problem Statement (Relevance): When studying the effect of magnetic field on a crystallizing melt in laboratory environment, a controllable mould provides the key unit that allows to change the temperature gradient of the cooled melt, as well as the strength of the magnetic field (constant or alternating). For quantitative analysis of such effect, one would need to do a theoretical analysis of the factors relat-

ed to the magnetic field and the temperature gradient. No such analysis can be found in the available scientific literature. This paper describes a unique controllable mould designed by our laboratory and contains some theoretical background of the effect produced by pulsed magnetic field on the paramagnetic melt during crystallization. **Objectives:** The objective of this research was to formulate the theory of the effect produced by pulsed magnetic field on

paramagnetic metal and to carry out a quantitative analysis of such effect. Methods Applied: Theoretical study conducted on the basis of Maxwell equations, as well as the Biot–Savart, Ohm and Ampère laws. Findings: The authors examined the basic mechanisms behind pulsed magnetic field and its effect on solidifying metal. The following parameters were calculated: 1) the radial component of the pressure created by magnetic field 2) the pressure acting on the ends of the crystallizing melt 3) the amount of Joule heat transferred to the melt during one magnetic pulse. It was shown that: 1) the radial magnetic pressure can be quite high and alternates during one discharge pulse time; 2) the pressure acting on the ends of the melt is non significant; 3) the Joule heat transferred to the melt by eddy currents during one discharge pulse can reach 30 J with $U_0=1000$ V. Practical Relevance: The obtained results can be useful in the analysis of experimental data on silumin crystallization in a controllable mould under the impact of magnetic field and without it. The obtained results can also be used for the development of new methods, techniques or technologies for producing materials with predetermined physical and mechanical properties.

Keywords: Controllable mould, paramagnetic melt, aluminium, pulsed magnetic field, ponderomotive forces, transient events, Joule heat.

References

1. Dibrov I.A. Russian aluminium casting industry: Current status and development prospects. *Liteishchik Rossii* [Russian foundry man], 2007, no. 5, pp. 28–29. (In Russ.)
2. Ren-Guo Guan, Tie D. A review on grain refinement of aluminum alloys: progresses, challenges and prospects. *Acta Metall. Sinica*. 2017, vol. 30(5), pp. 409–432.
3. Deev V.B., Selyanin I.F., Kutsenko A.I., Belov N.A., Ponomareva K.V. Promising resource saving technology for processing melts during production of cast aluminum alloys. *Metallurgist*. 2015, vol. 58, no. 11–12, pp. 1123–1127.
4. Kotlyarsky F.M., Borisov G.P., Duka V.M. et al. Temperature-time treatment of aluminium alloys. *Protsessy litiya* [Casting processes], 2012, no. 3, pp. 42–52. (In Russ.)
5. Efimov V.A., Eldarkhanov A.S. *Fizicheskie metody vozdeystviya na protsessy zatverdevaniya splavov* [Physical effects on alloy solidification]. Moscow: Metallurgiya, 1995, 272 p. (In Russ.)
6. Zabbarov R., Bibikov A.M., Zhivoderov V.M. Structural changes in and properties of magnetic field treated aluminium alloys. *Metallurgiya mashinostroeniya* [Metallurgy of machine building], 2009, no. 6, pp. 25–27. (In Russ.)
7. Lovtsov D.P. Innovative processing techniques to control the casting quality. *Liteishchik Rossii* [Russian foundry man], 2004, no. 6, pp. 8–10. (In Russ.)
8. Propescu M., Vagra B. Microstructure of aluminum alloys solidified by rotating electric field. *Mater. Mech.* 2015, no. 10, pp. 44–48.
9. Zhang Y., Cheng X., Zhong H., Xu Z., Li L., Gong Y., Miao X., Changjiang, Song C., Zhai Q. Comparative study on the grain refinement of Al–Si alloy solidified under the impact of pulsed electric current and travelling magnetic field. *Metals*. 2016, vol. 6, p. 170.
10. Bustos O., Ordoñez S., Colás R. Rheological and microstructural study of A356 alloy solidified under magnetic stirring. *Int. J. Metalcasting*. 2013, vol. 7, no. 1, pp. 29–37.
11. Wang, X., Sun, G., Wang, L., Ma Q., Cui J. A new approach for preparing SiC particle-reinforced aluminum matrix composites by applying electromagnetic field. *J. Wuhan Univ. of Technology (Mater. Sci.)*. 2016, vol. 31, no. 4, pp. 717–721.
12. Zhang Y., Zuo T.T., Tang Z., Gao C.M., Dahmen K.A., Peter K., Lu Z.P. Effect of electromagnetic field on microstructure and properties of bulk AlCrFeNiMo_{0.2} high-entropy alloy. *J. Mater. Eng. Perform.* 2015, vol. 4, no. 11, pp. 4475–4481.
13. Vdovin K.N., Dubsky G.A., Egorova L.G. Effect of magnetic field on the crystallization of aluminum melts. *Izvestiya vuzov Tsvetnaya Metallurgiya* [University proceedings. Non-ferrous metallurgy], 2018, no.2, pp. 34–42. DOI: 10.17073/0021-3438-2018-2-34-42

Received 31/05/18

Accepted 09/07/18

Образец для цитирования

Воздействие импульсного магнитного поля на расплав парамагнитного металла при кристаллизации / Долгушин Д.М., Дубский Г.А., Нефедьев А.А., Риве В.В., Долгушина О.В., Кайпер А. // Вестник Магнитогорского государственного технического университета им. Г.И. Носова. 2018. Т.16. №3. С. 57–66. <https://doi.org/10.18503/1995-2732-2018-16-3-57-66>

For citation

Dolgushin D.M., Dubsky G.A., Nefedev A.A., Rive V.V., Dolgushina O.V., Kayper A. Effect of pulsed magnetic field on paramagnetic melt during crystallization. *Vestnik Magnitogorskogo Gosudarstvennogo Tekhnicheskogo Universiteta im. G.I. Nosova* [Vestnik of Nosov Magnitogorsk State Technical University]. 2018, vol. 16, no. 3, pp. 57–66. <https://doi.org/10.18503/1995-2732-2018-16-3-57-66>