

УДК 621.373.1:537.812:539.32

СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ, ВЫЗЫВАЮЩЕГО РАЗРУШЕНИЕ СТАЛЬНОГО ИНДУКТОРА ПРИ МНОГОКРАТНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

© 2023 г. П. А. Русских¹, *, Г. Ш. Болтачев¹, С. Н. Паранин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук”, Екатеринбург, Россия

*E-mail: russkikh_p@inbox.ru

Поступила в редакцию 22.05.2023 г.

После доработки 19.06.2023 г.

Принята к публикации 28.07.2023 г.

Рассмотрены способы увеличения импульсного магнитного поля амплитудой порядка 40 Тл, которое цилиндрический толстостенный индуктор из стали 30ХГСА может выдержать без разрушения при многократном воздействии. Способы включают изменение параметров материала, характеристик магнитного импульса, внутреннего радиуса, создание профиля удельного сопротивления, спадающего от внутренней поверхности вглубь материала.

DOI: 10.31857/S0367676523702678, EDN: FCSSRQ

ВВЕДЕНИЕ

Методы магнитно-импульсной обработки материалов привлекательны для широкого круга технологических процессов [1], однако их известным ограничением является невысокий ресурс индукторных систем, генерирующих импульсные магнитные поля. Причиной малого срока эксплуатации является растрескивание рабочей поверхности проводящего материала (внутренняя поверхность индуктора, либо поверхность концентратора магнитного потока) [2, 3]. Зарождение трещин обусловлено наличием сильных термомеханических напряжений вследствие быстрого омического нагрева проводника, и происходит в случае материала, обладающего некоторым ресурсом пластичности, по механизму малоциклового усталости [4, 5]. При этом превышение предела текучести, соответствующего некоторой пороговой амплитуде магнитного поля $B_{th,1}$, в течение первоначального омического нагрева не является обязательным условием дальнейшего разрушения. Незначительная пластическая деформация, реализуемая на стадии омического нагрева, при последующем охлаждении неизбежно приводит к появлению остаточных упругих напряжений, растягивающих поверхность в аксиальных и азимутальных направлениях. Такой материал оказывается “подготовлен” к последующим импульсам магнитного поля, и может выдержать их без повторного выхода на уровень предела текучести. Механизм малоциклового усталости будет запущен, если в ходе первого импульса материал дважды достигает порога текучести [6]: при нагреве и при последующем охлаждении. При этом все последующие,

идентичные по амплитуде, импульсные магнитные поля будут приводить к быстрому накоплению деформаций, что в итоге неизбежно приведет к разрушению материала. В случае относительно хрупкого материала, не обладающего достаточным ресурсом пластичности, разрушительным может оказаться даже однократное достижение предела текучести при самом первом нагреве [7]. Анализ соответствующего порогового поля $B_{th,1}$ проведен в работе [1]. Предметом настоящего исследования является относительно пластичный материал, т.е. материал, обладающий некоторым минимальным ресурсом пластичности, и поэтому разрушаемый не хрупко, а по механизму малоциклового усталости. Для такого материала в качестве порогового поля $B_{th,2}$ мы будем использовать минимальную амплитуду магнитного поля на поверхности проводника, при которой индуцируемые термомеханические напряжения в материале достигают выполнения условия пластичности Мизеса при охлаждении.

Для увеличения стойкости индукторных систем могут быть применены различные подходы [1, 6], и, в частности, создание градиентного профиля сопротивления в проводящем материале [8–10]. В материале со спадающим от поверхности удельным электросопротивлением ток и нагрев смещаются вглубь материала, что может заметно увеличить его ресурс в импульсных полях. При качественном анализе этого эффекта в [8, 9] не учитывалось изменение электрического сопротивления при нагреве. В сильных же импульсных полях, амплитудой порядка 40 Тл, которые являются предметом настоящего исследования,

данным фактором уже нельзя пренебречь, поскольку связанное с этим увеличение удельного сопротивления существенно влияет на процесс магнитной диффузии [1, 6].

Таким образом, в настоящей работе мы исследуем воздействие сильных импульсных магнитных полей, амплитудой порядка 40 Тл, на достаточно пластичный, т.е. не подверженный хрупкому разрушению, проводящий материал в форме полого цилиндра, как с пространственно-однородным начальным удельным сопротивлением, так и с различными профилями начального электросопротивления на внутренней (рабочей) поверхности. В качестве материала для моделирования была выбрана традиционная для использования в индукторных системах [2] сталь 30ХГСА, сочетающая в себе высокую прочность, доступность и относительно невысокое электрическое сопротивление. Геометрия проводника соответствует форме типичных одновитковых индукторов и концентраторов магнитного потока. Амплитуда исследуемых полей, порядка 40 Тл, позволит, с одной стороны, пренебречь эффектами магнитного гистерезиса, наблюдаемыми в слабых полях [11], с другой стороны, избежать процессов плавления и взрыва проводника, происходящих в сверхсильных магнитных полях (более 100 Тл), и требующих использования широкодиапазонных уравнений состояния вещества [12, 13].

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим полый цилиндрический проводник, представленный на рис. 1. Экспериментальные данные о разрушении поверхности концентраторов магнитного потока [2], показывают, что при специальной подготовке (сглаживании торцевых кромок) зарождение трещин необязательно локализуется вблизи торца, и нередко происходит в средней части концентратора. Поэтому, с целью упрощения теоретической модели, будем считать проводящий цилиндр достаточно протяженным, пренебрегая краевыми эффектами. В такой постановке, используя цилиндрическую систему координат (r, φ, z) с z -осью совмещенной с осью проводника, можно утверждать, что смещение материала $\vec{w}$ возможно только в радиальном направлении, т.е. $\vec{w} = (w, 0, 0)$, индукция магнитного поля имеет только z -компоненту, т.е. $\vec{B} = (0, 0, B)$, и т.д. При этом все искомые функции зависят от радиуса r и времени t .

Пространственные распределения магнитного поля $B(r, t)$ и плотности тока $j(r, t)$ определяются известным уравнением магнитной диффузии [13]:

$$\mu \frac{\partial B}{\partial t} = \left(\frac{\rho_e}{r} + \frac{\partial \rho_e}{\partial r} \right) \frac{\partial B}{\partial r} + \rho_e \frac{\partial^2 B}{\partial r^2}, \quad j = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial B}{\partial r}, \quad (1)$$

где $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Начальным условием для уравнения (1) является отсутствие магнитного

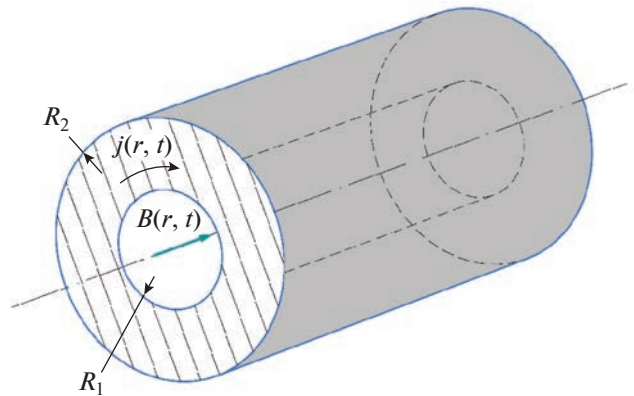


Рис. 1. Геометрия модельного проводника (полый цилиндр), имитирующего внутреннюю область индуктора или концентратора магнитного потока.

поля в проводнике в момент $t = 0$. В качестве граничных условий будем использовать отсутствие магнитного поля на внешней границе проводящего цилиндра, и импульс магнитного поля во внутренней полости $B_0(t)$, т.е. на границе $r = R_1$, в виде четырех периодов затухающей синусоиды:

$$B_0(t) = B_m \exp\left(-\frac{t}{T_e}\right) \sin\left(\frac{2\pi t}{T_s}\right), \quad 0 < t < 4T_s, \quad (2)$$

с параметрами $T_e = 20$ мкс и $T_s = 24$ мкс, что соответствует типичным импульсам магнитного поля в экспериментах [2, 14]. Удельное электрическое сопротивление ρ_e материала задавалось в следующем виде:

$$\rho_e(r, t) = \rho_e^* [\gamma_e(r) + k_p T(r, t)], \quad (3)$$

где ρ_e^* — начальное электрическое сопротивление материала вдали от модифицированной поверхности, k_p — температурный коэффициент сопротивления, T — приращение температуры относительно начального (комнатного) значения. Зависимость $\gamma_e(r)$, определяющая начальное электрическое сопротивление в модифицированном слое, задавалась как [6]

$$\gamma_e(r) = 1 + \gamma_0 \exp\left[-(x/x_c)^{N_\gamma}\right], \quad x = r - R_1, \quad (4)$$

где γ_0 — “амплитуда” модификации, x_c — эффективная глубина модифицированного слоя, и $N_\gamma \geq 1$ — параметр, характеризующий резкость перехода на границе модифицированного слоя. Максимально резкий ступенчатый профиль соответствует $N_\gamma \rightarrow \infty$. Минимальное значение $N_\gamma = 1$ соответствует наиболее плавному, экспоненциальному профилю начального удельного сопротивления.

Приращение температуры T описывается уравнением теплопроводности:

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \rho_e j^2 + \sigma_{ij} \frac{\partial \epsilon_{ij}}{\partial t}, \quad (5)$$

где c — объемная теплоемкость, λ — коэффициент теплопроводности, второй член справа описывает омический нагрев, а третий член — механическую работу (σ_{ij} и ϵ_{ij} — тензоры напряжений и деформаций, соответственно). Начальное условие к уравнению (5): $T(r) = 0$ при $t = 0$. В качестве граничных условий использовались адиабатичность внутренней поверхности, $\partial T / \partial r = 0$ при $r = R_1$, и изотермичность внешней, $T(R_2) = 0$.

Появление механических напряжений в толще проводящего материала при протекании по нему тока $j(r, t)$ обусловлено, во-первых, действием объемной силы Ампера, для радиальной компоненты которой имеем

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

и, во-вторых, термоупругими напряжениями, описываемыми в рамках линейного упругого тела:

$$\sigma_i = \frac{E\nu}{(1-2\nu)(1+\nu)} (\epsilon_r^{(e)} + \epsilon_\phi^{(e)} + \epsilon_z^{(e)}) + \frac{E}{1+\nu} \epsilon_i^{(e)} - \frac{E\beta_\nu T}{1-2\nu}, \quad (i = r, \phi, z), \quad \epsilon_r^{(e)} = \frac{\partial w}{\partial r} - \epsilon_r^{(p)}, \quad (7)$$

$$\epsilon_\phi^{(e)} = \frac{w}{r} - \epsilon_\phi^{(p)}, \quad \epsilon_z^{(e)} = -\epsilon_z^{(p)},$$

где β_ν — коэффициент линейного температурного расширения, E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона. Задача о распределении механических напряжений и деформаций анализируется в квазистатическом приближении, которое соответствует условию механического равновесия [15]:

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\phi}{r} = \frac{1}{\mu} B \frac{\partial B}{\partial r}. \quad (8)$$

В качестве граничных условий для механической задачи использовались: отсутствие радиальных напряжений на внутренней границе $\sigma_r(R_1) = 0$, и отсутствие смещений на внешней границе $w(R_2) = 0$. Для определения предельных упругих напряжений применяется критерий текучести Мизеса [15]

$$(\sigma_r - \sigma_\phi)^2 + (\sigma_r - \sigma_z)^2 + (\sigma_\phi - \sigma_z)^2 = 2\sigma_s^2, \quad (9)$$

$$\sigma_s(T) = \sigma_{s,0} \left(1 - \frac{T}{T_{\text{melt}}} \right),$$

где σ_s — предел текучести материала при одноосном растяжении, аппроксимированный линейной зависимостью от температуры, T_{melt} — температура плавления. Для расчетов использованы значения $\sigma_{s,0} = 1$ ГПа и $T_{\text{melt}} = 1380$ К, соответствующие стали 30ХГСА [16]. Предполагается, что процесс пластического течения протекает без изменения объема, т.е. для пластических деформаций всегда выполняется соотношение:

$$\epsilon_r^{(p)} + \epsilon_\phi^{(p)} + \epsilon_z^{(p)} = 0. \quad (10)$$

Замыкает систему перечисленных уравнений ассоциированный закон пластического течения [15]:

$$\frac{\partial \epsilon_r^{(p)}}{\partial t} (\sigma_\phi - \sigma_z) + \frac{\partial \epsilon_\phi^{(p)}}{\partial t} (\sigma_z - \sigma_r) + \frac{\partial \epsilon_z^{(p)}}{\partial t} (\sigma_r - \sigma_\phi) = 0. \quad (11)$$

Ниже представлены, полученные в рамках сформулированной теоретической модели, результаты для цилиндрического проводника с радиусами $R_1 = 5$ мм, $R_2 = 13$ мм, и параметрами, соответствующими стали 30ХГСА 16: $\rho_e^* = 42 \cdot 10^{-8}$ Ом · м, $c = 3688$ кДж/(м³ · К), $k_p = 1.38 \cdot 10^{-3}$ К⁻¹, $\lambda = 39$ Вт/(м · К), $E = 205$ ГПа, $\nu = 0.3$, $\beta_\nu = 13 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹.

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ НА ВЕЛИЧИНУ ПОРОГОВОГО ПОЛЯ У ОДНОРОДНОГО МАТЕРИАЛА

В сравнении с пороговым полем $B_{\text{th},1}$, исследованным нами в предыдущей работе [1], пороговое поле $B_{\text{th},2}$ связано с удвоенной амплитудой изменения напряжений: от предела текучести (9) на сжатие при первоначальном нагреве до предела текучести на растяжение при последующем охлаждении проводящего материала. Здесь стоит заметить, что используемая нами упрощенная пластическая модель (9) не учитывает эффекты типа упрочнения или Баушингера [15]. Далее, в соответствии с законом упругости (7), можно ожидать, что удвоение амплитуды изменения напряжений потребует вдвое более высокого нагрева, который, согласно (5), в первую очередь определяется квадратом плотности индуцируемого магнитным полем тока. Поэтому, в первом приближении, можно предполагать, что $B_{\text{th},2} \cong \sqrt{2} B_{\text{th},1}$. Как показали расчеты, выполненные в рамках сформулированной модели, данное приближение выполняется с достаточно высокой точностью.

В частности, как один из возможных способов повышения ресурса индукторной системы, нами было исследовано влияние параметров T_e и T_s исходного импульсного поля (2) на пороговое поле $B_{\text{th},2}$ для однородного проводящего материала, т.е. когда в (4) “амплитуда” модификации $\gamma_0 = 0$. Получаемые при этом расчетные кривые $B_{\text{th},2}(T_e)$ (при фиксированном значении $T_s = 24$ мкс) и $B_{\text{th},2}(T_s)$ (при фиксированном значении $T_e = 20$ мкс) с высокой точностью могут быть получены умножением на $\sqrt{2}$ соответствующих зависимостей для порогового поля $B_{\text{th},1}$, представленных в работе [1]. Это позволяет, в свою очередь, сформулировать аналогичные работе [1] выводы. Для повышения ресурса индукторной

системы предпочтительно использовать электрический контур: 1) с быстрым затуханием, т.е. с малыми значениями T_e ; 2) генерирующий относительно длинные импульсы (2), период T_s которых превышает характерное время затухания T_e .

Влияние различных индивидуальных свойств материала (теплоемкость, модуль Юнга и т.д.) на величину порогового поля $B_{th,2}$ по аналогии с работой [1] будем характеризовать производной

$$P_{\chi,2} = \frac{\chi}{B_{th,2}} \left(\frac{\partial B_{th,2}}{\partial \chi} \right). \quad (12)$$

Полученные для магнитного импульса (2) с фиксированными параметрами $T_e = 20$ мкс и $T_s = 24$ мкс значения $P_{\chi,2}$ показывают, как и для порогового поля $B_{th,1}$ [1], относительно слабое влияние упругих констант (модуль Юнга, коэффициент Пуассона). В то же время значения $P_{\chi,2}$ для теплофизических свойств позволяют сформулировать вывод, что при прочих равных условиях, в первую очередь, при одинаковой удельной проводимости, в качестве материала индуктора предпочтительнее использовать материал с высоким значением теплоемкости ($P_{c,2} = 0.49$) и низким значением коэффициента теплового расширения ($P_{\beta,2} = -0.45$). Причем, более высокие значения коэффициентов влияния $P_{\chi,2}$, по сравнению с хрупким материалом [1], свидетельствуют о более сильном влиянии свойств пластичного материала на его стойкость.

Влияние удельного сопротивления материала ρ_e^* на величину порогового поля $B_{th,2}$ в диапазоне от сопротивления меди ($\rho_e^* = 1.7 \cdot 10^{-8}$ Ом · м) до сопротивления высокорезистивных сталей ($\rho_e^* \approx 100 \cdot 10^{-8}$ Ом · м) продемонстрировано на рис. 2. Как было отмечено выше, кривые $B_{th,2}(\rho_e^*)$ и $B_{th,1}(\rho_e^*)$ с достаточно высокой точностью соответствуют приближению $B_{th,2} \approx \sqrt{2} B_{th,1}$. Соответственно, характер кривой $B_{th,2}(\rho_e^*)$ объясняется теми же факторами, что и перечисленные в работе [1] для кривой $B_{th,1}(\rho_e^*)$. В частности, на искривленной поверхности ток стремится сконцентрироваться в области меньших радиусов [13], что способствует более сильному нагреву такой поверхности по сравнению с плоской границей. Роль данного фактора становится особенно ощутимой при больших значениях ρ_e^* , когда толщина скин-слоя становится сопоставима с радиусом кривизны R_l . Этим объясняется увеличение с ростом ρ_e^* расхождения на рис. 2 между кри-

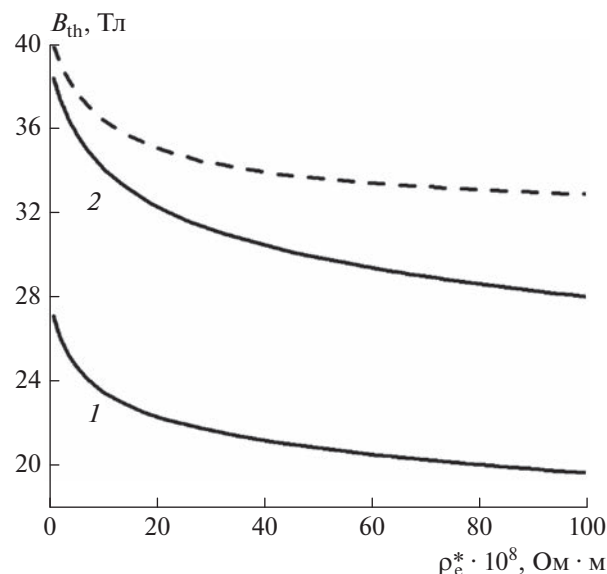


Рис. 2. Зависимость пороговых полей $B_{th,1}$ [1] и $B_{th,2}$ (линии 1 и 2, соответственно) от удельного сопротивления для однородного цилиндрического проводника ($R_l = 5$ мм). Штриховая линия — $B_{th,2}$ в плоской геометрии ($R_l \rightarrow \infty$).

выми $B_{th,2}(\rho_e^*)$ для искривленной (с $R_l = 5$ мм) и плоской ($R_l \rightarrow \infty$) поверхности. Более подробно влияние кривизны поверхности на пороговое поле и поверхностный нагрев проводника обсудим в следующем разделе.

ВЛИЯНИЕ КРИВИЗНЫ ПОВЕРХНОСТИ В ОДНОРОДНОМ МАТЕРИАЛЕ

Зависимости $B_{th,1}(R_l)$ и $B_{th,2}(R_l)$ для стального ($\rho_e^* = 42 \cdot 10^{-8}$ Ом · м) цилиндрического проводника толщиной $R_2 - R_l = 8$ мм представлены на рис. 3а. В области высоких значений радиуса поверхности ($R_l > \delta \approx 1.6$ мм) величины пороговых полей быстро стремятся к плоскому пределу: примерно 23 Тл для $B_{th,1}$ и 34 Тл для $B_{th,2}$. На противоположном пределе ($R_l \rightarrow 0$) пороговые поля уменьшаются вплоть до нуля ($B_{th} \approx R_l^{1/2}$), т.е. стойкость индуктора (или концентратора) будет довольно быстро снижаться с увеличением кривизны его рабочей поверхности. Уменьшение пороговых полей обусловлено при уменьшении R_l все более резкой концентрацией тока в поверхностном слое, которая даже при уменьшении магнитного поля вплоть до нуля обеспечивает достижение достаточно высокой температуры нагрева поверхности (см. рис. 3б). Именно нагрев, т.е. увеличение температуры, определяет уровень термоупругих напряжений в материале, и как

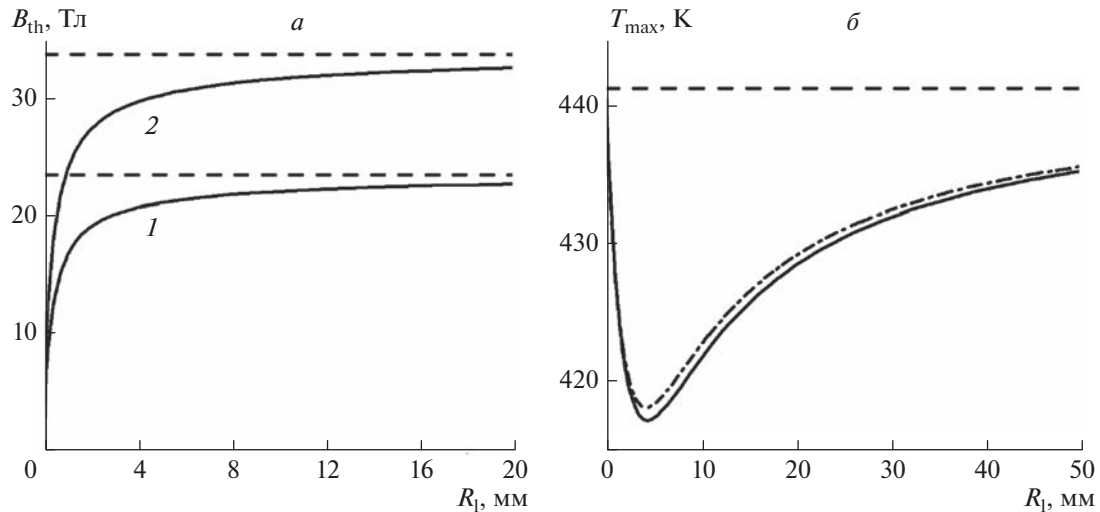


Рис. 3. Зависимости пороговых полей $B_{th,1}$ [1] и $B_{th,2}$ (линии 1 и 2, соответственно) (а) и максимальной температуры T_{max} нагрева поверхности, соответствующей пороговому полю $B_{th,2}$ (б) от внутреннего радиуса R_1 цилиндрического проводника. Штриховые линии соответствуют плоскому пределу $R_1 \rightarrow \infty$. Штрихпунктирная кривая на рисунке (б) – аналитическая оценка T_{max} по (16).

следствие, достижение условия Мизеса (9) на стадиях нагрева или охлаждения. Магнитное поле при этом выступает лишь в роли инструмента, обеспечивающего необходимый для нагрева подвод энергии.

Как показывает рис. 3б, критическая температура поверхности T_{max} , соответствующая достижению предела текучести материалом при охлаждении, демонстрирует немонотонную зависимость от радиуса кривизны. Предельное при $R_1 \rightarrow \infty$ значение $T_{max,\infty} = 441$ К, отмеченное штриховой линией на рисунке, определяется соотношением [6]

$$T_{max,\infty} = 2 \frac{1-\nu}{E\beta_V} \sigma_s(T_{max,\infty}), \quad (13)$$

которое отличается от соответствующего соотношения для критической температуры хрупкого материала $T_{plast,\infty}$ лишь дополнительным множителем 2 в числителе справа. Последнее позволяет, используя полученное в работе [1] выражение, определяющее критическую температуру T_{plast} нагрева искривленной (цилиндрической) поверхности хрупкого проводящего материала, предложить его аналог для пластичного проводника:

$$T_{max} = \frac{2}{E\beta_V} \frac{(1-\nu)\sigma_s(T_{max})}{\sqrt{m^2(\nu^2 - \nu + 1) + m(1+\nu) + 1}}, \quad (14)$$

$$m = \frac{R_1\delta}{R_1^2 + (1-2\nu)R_2^2}, \quad \delta = \sqrt{\frac{T_s\rho_e(T_{max})}{\pi\mu_0}},$$

где температурные зависимости предела текучести $\sigma_s(T)$ и удельного сопротивления $\rho_e(T)$ определяются соотношениями (10) и (3), соответствен-

но. Рисунок 3б показывает, что определяемые (15) значения T_{max} демонстрируют хорошее согласие с результатами численных расчетов. Здесь же стоит отметить, что предложенная зависимость $T_{max}(R_1)$ дает значение $T_{max,\infty}$ (для плоского случая) как при больших радиусах R_1 и R_2 , так и при $R_1 \rightarrow 0$, что опять же соответствует результатам численного моделирования.

Таким образом, полученный результат (15) позволяет проводить аналитическую оценку нагрева поверхности, представляющего угрозу разрушения для пластического изначально однородного материала. Эффективное снижение поверхностного нагрева проводника во внешнем импульсном магнитном поле может быть достигнуто за счет использования изначально неоднородного материала с повышенным удельным сопротивлением вблизи рабочей поверхности [6, 13]. Изучению данной возможности в рамках модифицированных профилей (4) посвящен следующий раздел.

ПОВЫШЕНИЕ СТОЙКОСТИ МАТЕРИАЛА ЗА СЧЕТ ФОРМИРОВАНИЯ НЕОДНОРОДНОГО ПРОФИЛЯ НАЧАЛЬНОГО УДЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

На рис. 4а представлены зависимости порогового поля $B_{th,2}$ от “глубины” модифицированного слоя x_c для различных типов профиля модификации (4), которые соответствуют определенным значениям параметра N_γ , от наиболее плавного при $N_\gamma = 1$ до ступенчатого при $N_\gamma \rightarrow \infty$. В качестве “амплитуды” модификации для всех профилей $\gamma_e(r)$ используется

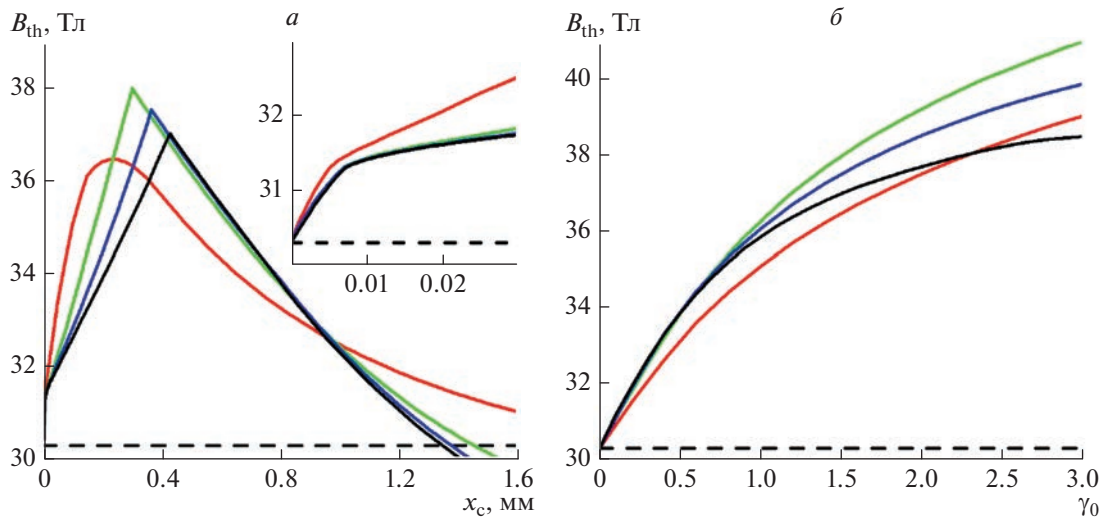


Рис. 4. Зависимости порогового поля $B_{th,2}$ от “глубины” модифицированного слоя x_c при $\gamma_0 = 1.5$ для значений $N_\gamma = 1.0, 2.7, 6.0$, и для ступенчатого профиля $N_\gamma \rightarrow \infty$ (а). Максимальное пороговое поле $B_{th,max}$ в зависимости от “амплитуды” модификации γ_0 для тех же N_γ (б). Штриховая линия соответствует однородному материалу ($\gamma_0 = 0$).

$\gamma_0 = 1.5$, т.е. в начальном (ненагретом) состоянии удельное сопротивление на поверхности в 2.5 раза превышает его величину в глубине: $\rho_e(R_l) = 105 \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, что практически совпадает с верхней границей диапазона сопротивлений высокорезистивных сталей, изображенного на рис. 2.

Немодифицированный материал, с $\rho_e^* = 42 \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, имеет пороговое поле $B_{th} \approx 30 \text{ Тл}$. Увеличение удельного сопротивления всего материала, как видно, по рис. 2, снижает пороговое поле. В то же время, как показывает рис. 4а, повышение начального удельного сопротивления в относительно небольшом, с глубиной x_c не более 1 мм, поверхностном слое позволяет существенно повысить пороговое магнитное поле. Зависимость $B_{th,2}(x_c)$ демонстрирует немонотонный характер с максимумом при некоторой оптимальной “глубине” модифицированного слоя $x_{c,max}$. Координаты этого максимума ($x_{c,max}, B_{th,max}$) различны для разных профилей (4). Авторы [9] утверждают, что наиболее выгодным профилем сопротивления $\rho_e(x)$ является экспоненциальный $N_\gamma = 1$. В отличие от них, наши расчеты, учитывающие рост удельного сопротивления с температурой, показывают, что при “амплитуде модификации” $\gamma_0 = 1.5$ наиболее предпочтителен профиль со значением $N_\gamma \approx 2.7$. Для этого профиля пороговое поле увеличивается до величины $B_{th,max} \approx 38 \text{ Тл}$, т.е. примерно на 25% относительно немодифицированного материала.

Характер влияния “глубины” модифицированного слоя x_c на величину порогового поля $B_{th,2}$ абсолютно аналогичен влиянию x_c на пороговое

поле $B_{th,1}$ хрупкого материала [1]. В области значений $x_c < x_{c,max}$ для профилей с $N_\gamma > 1$ предел текучести при пороговом значении магнитного поля достигается в глубине материала, в окрестности внутреннего локального максимума температуры. С увеличением глубины модифицированного слоя “слабое” место, где наблюдается максимальный нагрев материала, возвращается на рабочую поверхность проводника, при $x = 0$. Это приводит к наличию излома на кривых $B_{th,2}(x_c)$ в точке максимума для $N_\gamma > 1$. Оптимальная глубина модифицированного слоя $x_{c,max}$ характеризуется достижением напряжением порога текучести одновременно и в точке локального максимума температуры в глубине материала, и на поверхности. Для экспоненциального профиля с $N_\gamma = 1$ возвращение “слабого” места из глубины на поверхность при увеличении параметра x_c происходит левее максимума, в области $x_c < x_{c,max}$, и соответствующая точка излома менее заметна на рис. 4а.

Увеличение “амплитуды” γ_0 модификации удельного сопротивления, как показывает рис. 4б, позволяет повысить величины пороговых полей. Здесь интересно отметить, что при высоких амплитудах модификации, начиная с $\gamma_0 \approx 2.4$, ступенчатый профиль становится самым неэффективным из представленных на рис. 4б. Увеличение амплитуды модификации γ_0 , как и в случае хрупкого материала [1], подразумевает, как правило, увеличение оптимальной “глубины” $x_{c,max}$ модифицированного слоя. Исключение составляет лишь область при $\gamma_0 < 0.3$. Здесь, вследствие повышения роли теплообмена при малой глубине

модифицированного слоя, величины $x_{c,max}$ стабилизируются на значениях от 87 (для ступенчатого профиля) до 127 мкм (для экспоненциального профиля), что практически совпадает с аналогичными значениями хрупкого материала [1].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализированы пространственные распределения магнитных полей, генерируемых индуктором из стали 30ХГСА. Определена амплитуда поля во внутренней полости индуктора, при которой механические напряжения, возникающие при остывании материала, достигают выполнения условия текучести Мизеса. Реализуемое при этом пластическое течение запускает механизм малоциклового усталости, который в ходе последующих аналогичных импульсов магнитного поля неизбежно приводит к разрушению материала, поэтому соответствующая амплитуда поля была названа пороговой. Для однородного материала предложено аналитическое выражение, позволяющее с высокой точностью оценивать максимальную температуру нагрева, соответствующую этому пороговому магнитному полю.

Показано увеличение порогового магнитного поля в электрических контурах с относительно быстрым затуханием электромагнитных колебаний, характерное время затухания в которых меньше периода колебаний. Наиболее значимыми характеристиками материала индуктора, влияющими на его стойкость в импульсных магнитных полях, являются теплофизические параметры. В целях повышения порогового поля предпочтительнее использовать проводник с высокой теплоемкостью и низким коэффициентом теплового расширения.

Обнаружено, что в сравнении с однородным материалом формирование поверхностного слоя с повышенным начальным сопротивлением $\rho_c(r)$ позволяет существенно увеличить пороговое магнитное поле. В частности, когда удельное сопротивление на поверхности в 2.5 раза превышает соответствующее значение в глубине материала, пороговое поле стального индуктора при наиболее оптимальных форме и глубине профиля $\rho_c(r)$ увеличивается примерно на 25%, с 30 до 38 Тл.

Исследование выполнено при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и ГК Росатом (проект № 20-21-00050).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Русских П.А., Болтачев Г.Ш., Паранин С.Н. // ЖТФ. 2023. Т. 93. № 5. С. 654.
2. Spirin A.V., Boltachev G.Sh., Krutikov V.I. et al. // AIP Conf. Proc. 2019. V. 2174. No. 1. Art. No. 020163.
3. Krivosheev S.I., Adamian Yu.E., Alekseev D.I. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1147. Art. No. 012033.
4. Карпова И.М., Титков В.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. № 7. С. 137.
5. Карпова И.М., Титков В.В. // ЖТФ. 1995. Т. 65. № 6. С. 54.
6. Russkikh P.A., Boltachev G.S., Paraniin S.N. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2021. V. 49. No. 9. P. 2463.
7. Spirin A.V., Russkikh P.A., Krutikov V.I. et al. // Proc. 20th Int. Symp. on High-Current Electronics. (Tomsk, 2018). P. 148.
8. Karpova I.M., Semakhin A.N., Titkov V.V. et al. Analysis of methods of lowering heating of and thermal stresses in the coils in high magnetic fields. N.Y.: Nova Science Publ., 1990. P. 209.
9. Шнеерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов. М.: Энергоатомиздат, 1992. 413 с.
10. Spirin A.V., Zaytsev E.Y., Paraniin S.N. // IEEE Trans. Magn. 2022. V. 58. No. 6. Art. No. 8401107.
11. Алехина Ю.А., Перов Н.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 2. С. 170; Alekhina Y.A., Perov N.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 2. P. 120.
12. Оreshkin В.И., Чайковский С.А., Дацко И.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 4. С. 457; Oreshkin V.I., Chaikovsky S.A., Datsko I.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 4. P. 399.
13. Knoepfel H. Pulsed high magnetic fields. Physical effects and generation methods concerning pulsed fields up to the megaersted level. Amsterdam-London: North-Holland Publ. Company, 1970. P. 372.
14. Spirin A.V., Boltachev G.Sh., Paraniin S.N. et al. // Proc. EAPPC / BEAMS. 2018. (Changsha, 2018) P. 172.
15. Sedov L.I. Mechanics of continuous media. V. 1 and 2. Singapore: World Scientific, 1997. 1368 p.
16. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. Таблицы физических величин. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1009 с.

Methods to increase the threshold pulsed magnetic field which causes destruction of a steel inductor under repeated impact

P. A. Russkikh^{a, *}, G. Sh. Boltachev^a, S. N. Paraniin^a

^aInstitute of Electrophysics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, 620016 Russia

*e-mail: russkikh_p@inbox.ru

Methods of increasing the pulsed magnetic field with an amplitude of about 40 T, which the cylindrical thick-walled inductor made of 30ХГСА steel can withstand without destruction under repeated impact, are considered. The methods include changing the material parameters, magnetic pulse characteristics, inner radius, creating a profile of resistivity decreasing from the inner surface deep into the material.

Keywords: inductor, magnetic field diffusion, pulsed magnetic field, plastic deformation, yield strength, low-cycle fatigue