

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И ХАРАКТЕРИСТИК НАМАГНИЧИВАНИЯ ЛИСТОВЫХ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ СТАЛЕЙ

Розглянуті особливості магнітних властивостей та існуючих способів побудови характеристик намагнічування холоднокатаних листових електротехнічних сталей. Дана критична оцінка методів вимірювання магнітних характеристик і проілюстрована суперечність векторних моделей намагнічування, отриманих при різних підходах до обробки експериментальної інформації.

Рассмотрены особенности магнитных свойств и существующих способов построения характеристик намагничивания холоднокатанных листовых электротехнических сталей. Дана критическая оценка методов измерения магнитных характеристик и проиллюстрирована противоречивость векторных моделей намагничивания, полученных при различных подходах к обработке экспериментальной информации.

ВВЕДЕНИЕ

Необходимость повышения точности расчетов электромагнитных систем с применением ЭВМ стимулировала исследования по изучению особенностей магнитных свойств и характеристик намагничивания листовых электротехнических сталей (ЭТС). Преимущественное распространение получили холоднокатанные ЭТС, которые имеют явно выраженную анизотропию магнитных свойств. Учет нелинейной магнитной анизотропии требует построения векторных характеристик намагничивания [1-14]. Как показывает анализ научно-технической литературы, существующие подходы к построению этих характеристик могут приводить к противоречивым результатам в зависимости от постановки и способа обработки результатов эксперимента. Хотя очевидно, что адекватность модельных и реальных характеристик намагничивания зависит как от полноты и точности экспериментальной информации, так и от корректности способов ее обработки, этот факт не получил в литературе должного отображения. В частности, не всегда четко трактуются вопросы полноты и достоверности исходной экспериментальной информации, выбора базовых векторов поля и его структуры при наличии нелинейной анизотропии среды. Практически не изучены особенности построения трехмерных векторных характеристик намагничивания. Поэтому исследование магнитных свойств анизотропных листовых электротехнических сталей остается актуальной задачей теоретической и прикладной электротехники.

ОСНОВНЫЕ ПОДХОДЫ К МОДЕЛИРОВАНИЮ ХАРАКТЕРИСТИК НАМАГНИЧИВАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В широком плане проблема описания магнитных свойств холоднокатанных листовых электротехнических сталей непосредственно связана с основными подходами к моделированию характеристик намагничивания нелинейных анизотропных материалов. Известные способы учета нелинейной анизотропии отличаются большим многообразием и не всегда имеют необходимое теоретическое обоснование. В ряде работ [15, 16] анизотропию магнитных свойств учитывают скалярной зависимостью $\mu^{-1} = g(B^2, \cos \beta)$, где β – угол между направлениями поля магнитной индукции \mathbf{B} и главной оси анизотропии. Применяется также аналитическая аппроксимация семейства характеристик $B=F(H, \alpha)$, где B, H – модули магнитной индукции и напряженности магнитного поля, α – угол меж-

ду вектором \mathbf{H} и направлением прокатки [17]. Очевидно, указанные способы приводят к частичной потере информации о магнитных свойствах среды. Это же в еще большей степени относится к описанию анизотропных магнитных свойств системой соотношений $B_i = B_i(H_i)$ или диагональным тензором статической магнитной проницаемости $\mu_{ii}(\mathbf{H})$, $i=1, 2, 3$ [18]. Указанные подходы не базируются на фундаментальных законах перемагничивания сред с обратимыми свойствами, что неизбежно сказывается на точности и достоверности математических моделей магнитных свойств анизотропных материалов.

Некоторые общие идеи и закономерности намагничивания ферромагнетиков в безгистерезисном приближении рассмотрены в работах Э.В. Колесникова [1] и Р.В. Фильца [2], которые применили энергетические потенциалы для построения векторной математической модели намагничивания листовых анизотропных сталей. Как будет показано ниже, именно концепция энергетических, а в более широком плане термодинамических потенциалов, является наиболее естественной и конструктивной основой для построения уравнений материального состояния среды. Такой подход к построению векторных характеристик намагничивания анизотропных листовых ЭТС рассмотрен в статьях авторов [7-14].

Несмотря на заметный интерес к рассматриваемой проблеме, она все еще содержит спорные и неоднозначные аспекты. Как правило, справочная информация о характеристиках намагничивания ЭТС задается в виде семейств характеристик $B=F(H, \alpha)$, где α – угол между направлением прокатки и вектором намагничивающего поля [19-21]. Первый вопрос, который возникает при построении векторной характеристики намагничивания на основе исходной информации в виде семейства характеристик $B=F(H, \alpha)$, состоит в правильной трактовке этих характеристик. Очевидно, что величины B и H не могут быть модулями соответствующих векторов, поскольку в этом случае по необходимости следует их совпадение по направлению. Поэтому речь может идти только о проекции одного из векторов поля на направление другого, т.е. о так называемых характеристиках продольного намагничивания. Но в этом случае возможны два варианта трактовки этих характеристик – в виде $B_{||}=F(H, \alpha)$ или $H_{||}=F(B, \alpha)$, где α – угол между направлением прокатки и вектором \mathbf{H} или \mathbf{B} соответственно. В научно-технической литературе такая интерпретация справочной информации встречается

одинаково часто: $B_{||}=F(H, \alpha)$ [2, 7-9], $H_{||}=F(B, \alpha)$ [1, 3-5]. Как будет показано ниже, эти варианты не эквивалентны и приводят к различным векторным характеристикам намагничивания $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ или $\mathbf{H}(\mathbf{B})$.

В технической литературе распространено мнение, что для построения векторной характеристики намагничивания анизотропных сред необходимо задание двух ортогональных семейств, например, $B_{||}=F(H, \alpha)$ и $B_{\perp}=F(H, \alpha)$. Однако восполнение одного из ортогональных семейств характеристик намагничивания по заданному другому можно получить применением развитого авторами данной статьи принципа взаимности, который имеет универсальный характер для произвольных сред с обратимыми процессами намагничивания [10-11]. Аналогичный результат вытекает также из энергетического подхода к построению векторных характеристик намагничивания в безгистерезисном приближении, развитый в работах [1, 2, 12, 14].

В настоящее время общепринятой базой для построения материальных уравнений считаются законы и ограничения термодинамики [22-25]. Если в качестве вектора независимых переменных принять $(\sigma_{ij}, H_i, T) \equiv$ (компоненты тензора напряжений, компоненты вектора напряженности магнитного поля, абсолютная температура), а в качестве зависимых $(\varepsilon_{ij}, B_i, S) \equiv$ (компоненты тензора деформаций, компоненты вектора магнитной индукции, энтропия), то, например, для дифференциала B_i можно записать:

$$dB_i = \left(\frac{\partial B_i}{\partial \sigma_{jk}} \right)_{H,T} d\sigma_{jk} + \left(\frac{\partial B_i}{\partial H_j} \right)_{\sigma,T} dH_j + \left(\frac{\partial B_i}{\partial T} \right)_{\sigma,H} dT. \quad (1)$$

В предположении обратимости всех процессов из первого и второго законов термодинамики следует

$$dU = \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} + H_i dB_i + TdS, \quad (2)$$

где U – плотность внутренней энергии.

Для последующего рассмотрения введем термодинамические функции (потенциалы) F и Ψ :

$$F = U - TS, \quad \Psi = U - TS - \mathbf{B}\mathbf{H}. \quad (3)$$

Приведенные выше соотношения можно записать также в виде диссипационных неравенств [20]:

$$-\dot{F} - \dot{T}S - \mathbf{H}\dot{\mathbf{B}} + \sigma\dot{\varepsilon} \geq 0, \quad (4)$$

$$-\dot{\Psi} - \dot{T}S - \mathbf{H}\dot{\mathbf{B}} + \sigma\dot{\varepsilon} \geq 0, \quad (5)$$

в которых знак равенства относится к средам с обратимыми свойствами. В предположении изотермических процессов намагничивания в механически зажатом состоянии кристаллов ($T = \text{const}$, $\varepsilon = \text{const}$):

$$\mathbf{H} = -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{B}} = \mathbf{H}(\mathbf{B}) = -\text{grad}_{\mathbf{B}} F(\mathbf{B}) = -\nabla_{\mathbf{B}} F, \quad (6)$$

$$\mathbf{B} = -\frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{H}} = \mathbf{B}(\mathbf{H}) = -\text{grad}_{\mathbf{H}} \Psi(\mathbf{H}) = -\nabla_{\mathbf{H}} \Psi. \quad (7)$$

Последние выражения можно рассматривать как базовые для построения векторных математических моделей произвольных нелинейных сред с обратимыми магнитными свойствами.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для подтверждения вышесказанного ниже изложены результаты вычислительных экспериментов по моделированию двух вариантов задания первичной информации о магнитных свойствах ЭТС (на примере

холоднокатаной ЭТС марки 3405 НЛМК толщиной листа 0,35 мм). Предположим вначале, что приведенные на рис. 1 характеристики намагничивания есть зависимости $B_{||}(H, \alpha)$. Путем непосредственного интегрирования этих характеристик по радиальным направлениям ($\alpha = \text{const}$) получена поверхность $\Psi(\mathbf{H})$ (рис. 2,а) и соответствующее семейство эквипотенциалей (рис. 2,б). Векторная характеристика намагничивания среды рассчитывается дифференцированием потенциала $\Psi(\mathbf{H})$: $\mathbf{B}(\mathbf{H}) = \text{grad}_{\mathbf{H}} \Psi(\mathbf{H})$. Полученные при этом характеристики продольного $B_{||}(H, \alpha)$ и поперечного $B_{\perp}(H, \alpha)$ намагничивания изображены на рис. 2,а и 2,б соответственно.

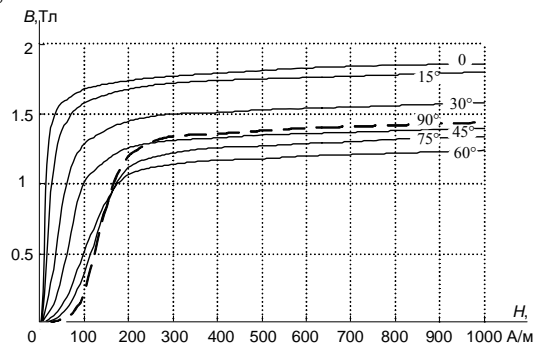


Рис. 1. Кривые намагничивания холоднокатаной стали марки 3405

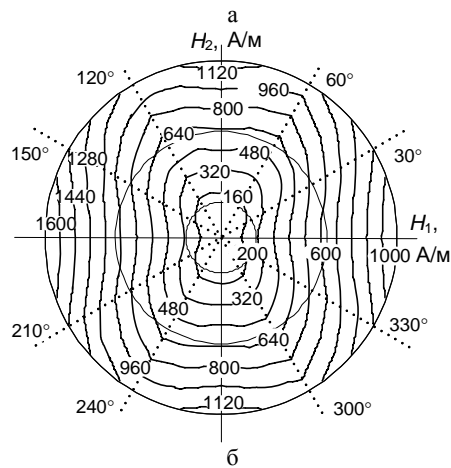
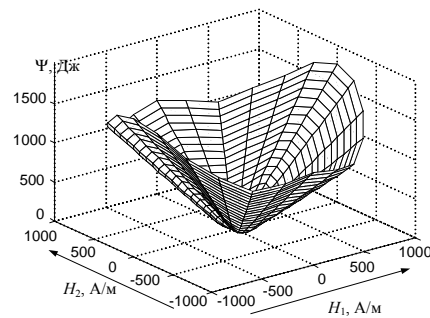


Рис. 2. Потенциальная функция $\Psi(\mathbf{H})$ для стали 3405 (а); эквипотенциалы функции $\Psi(\mathbf{H})$ (б)

Рассчитанные дифференцированием потенциала Ψ характеристики продольного намагничивания (рис. 3а), естественно, совпадают с исходными (рис. 1), поскольку они получены последовательным применением операций интегрирования и дифференцирования. Практическое совпадение характеристик подтверждает не только корректность этих процедур, но и высокую степень достоверности расчетных характеристик попе-

речного намагничивания $B_{\perp}(H, \alpha)$ – рис. 3,б.

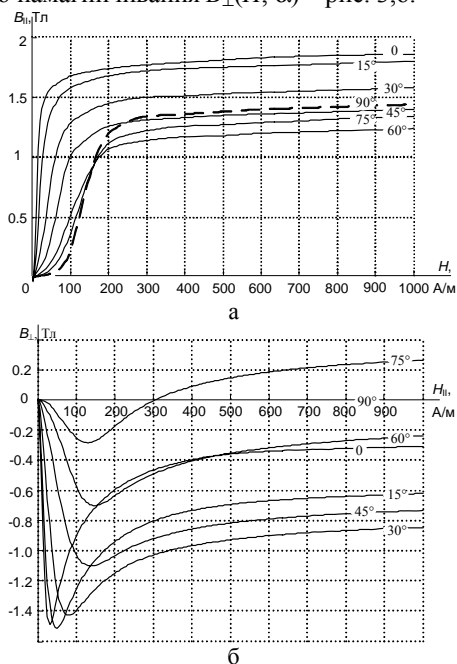


Рис. 3. Характеристики намагничивания стали 3405:
а – $B_{\parallel}(H, \alpha)$; б – $B_{\perp}(H, \alpha)$

Если же рассматривать приведенные на рис. 1 характеристики намагничивания как зависимости $H_{\parallel}(B, \alpha)$, то их интегрирование приводит к потенциальной функции $F(\mathbf{B})$, показанной на рис. 4,а. Линии равного потенциала, соответствующие поверхности $F(\mathbf{B})$, приведены на рис. 4,б. Векторная характеристика намагничивания среды $\mathbf{H}(\mathbf{B})$ рассчитывается дифференцированием потенциала $F(\mathbf{B})$: $\mathbf{H}(\mathbf{B}) = \text{grad}_{\mathbf{B}} F(\mathbf{B})$. Полученные при этом характеристики продольного $H_{\parallel}(B, \alpha)$ и поперечного $H_{\perp}(B, \alpha)$ намагничивания изображены на рис. 5,а и 5,б соответственно.

Напомним, что описанные выше процедуры "восстановления" векторных характеристик намагничивания $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ или $\mathbf{H}(\mathbf{B})$ относились к одному и тому же материалу (различие было только в трактовке исходных скалярных семейств характеристик продольного намагничивания). Естественно, возникает вопрос о взаимном соответствии характеристик $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ и $\mathbf{H}(\mathbf{B})$.

Проведем сравнение представленных выше моделей для некоторого фиксированного состояния среды. Пусть, например, $\mathbf{B} = (B, \alpha) = (1,3 \text{ Тл}, 45^\circ)$. Соответствующее данному вектору \mathbf{B} значение вектора \mathbf{H} определим из материального уравнения $\mathbf{H}(\mathbf{B})$ (рис. 5): $H_{\parallel} = 480 \text{ А/м}$, $H_{\perp} = 400 \text{ А/м}$, т.е. $H = 625 \text{ А/м}$, а угол ψ между векторами \mathbf{H} и \mathbf{B} – около 40° . Таким образом, в данном случае $\mathbf{H} = (H, \alpha + \psi) = (625 \text{ А/м}, 85^\circ)$. В то же время для данного значения вектора \mathbf{H} составляющие вектора \mathbf{B} в соответствии с рис. 3 равны: $B_{\parallel} = 1,45 \text{ Тл}$, $B_{\perp} = 0,1 \text{ Тл}$, чему соответствуют значения $B = 1,453 \text{ Тл}$ и $\psi = 12,5^\circ$. Таким образом, полученное значение вектора $\mathbf{B} = (1,45 \text{ Тл}, 72,5^\circ)$ значительно отличается от исходного $\mathbf{B} = (1,3 \text{ Тл}, 45^\circ)$.

Приведенные расчеты свидетельствуют о высокой чувствительности расчетной векторной модели намагничивания к условиям эксперимента и четкости соответствия измеряемых и декларируемых величин. В связи с этим закономерно возникает вопрос: направление какого из векторов поля является более

предсказуемым в условиях традиционных экспериментов с анизотропными образцами? Ответ на этот вопрос помогают получить результаты моделирования магнитостатического поля в полом цилиндрическом образце, представленные на рис. 6.

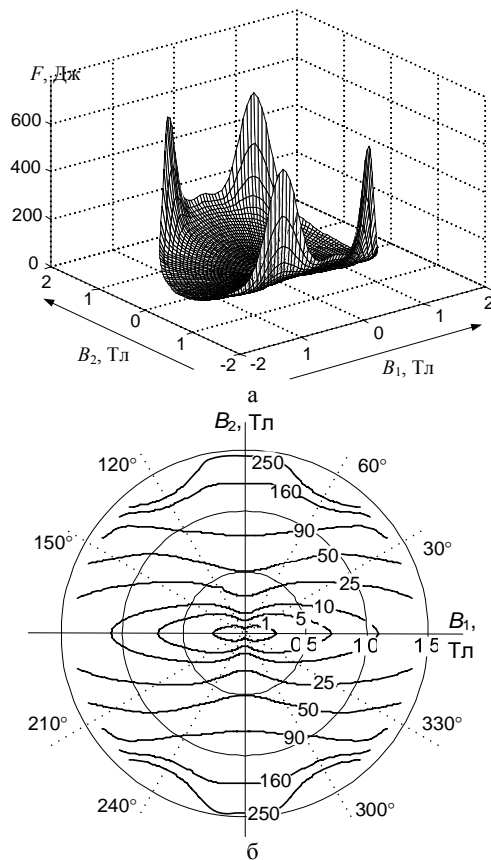


Рис. 4. Потенциальная функция $F(\mathbf{B})$ для стали 3405 (а); эквипотенциалы функции $F(\mathbf{B})$ (б)

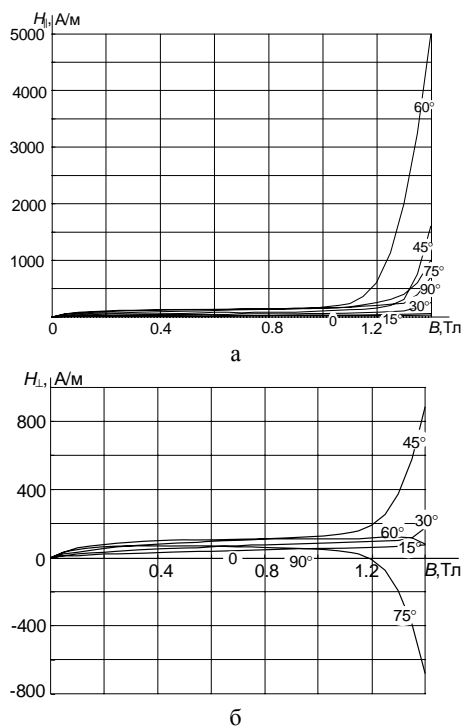


Рис. 5. Характеристики намагничивания стали 3405:
а – $H_{\parallel}(B, \alpha)$; б – $H_{\perp}(B, \alpha)$

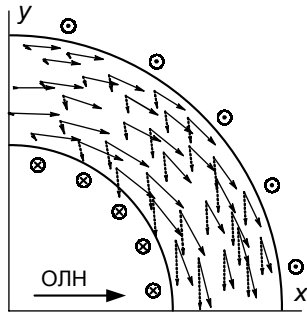


Рис. 6. Совмещенное распределение векторов магнитной индукции (\rightarrow) и напряженности поля ($\cdots\rightarrow$) в цилиндрическом образце из анизотропной стали (ось легкого намагничивания направлена по оси x)

Для простоты рассмотрена линейная анизотропная среда с относительной магнитной проницаемостью по осям $\mu_x = 10000$ и $\mu_y = 1000$. Кольцевое сечение цилиндра имеет радиусы 15 см и 25 см. Обмотка с током, равномерно распределенная по дуге окружности, осуществляет планарное намагничивание сердечника.

Как видно из рис. 6, анизотропия магнитных свойств материала практически не влияет на направление вектора магнитной индукции (сплошные векторы) и в то же время существенно влияет на величину и направление напряженности поля (пунктирные векторы). Важно отметить, что если коэффициент неоднородности модуля вектора магнитной индукции составляет $k_B = 1,478$, то для напряженности этот показатель равен $k_H = 9,98$. При этом неоднородность магнитной индукции обусловлена не анизотропией, а различной удаленностью расчетных точек по радиусу цилиндра (для изотропной среды коэффициент неоднородности $k_B = k_H = 1,495$).

Таким образом, применение закона полного тока для определения вектора напряженности, которое регламентируется ГОСТ 12119.1-98 [26], может привести к существенным погрешностям как по величине, так и по направлению действительного вектора напряженности.

Для более полного представления о картине магнитного поля в типовых конструкциях измерительных систем рассмотрим также распределение поля в двумерном аналоге аппарата Эпштейна. Магнитопровод составлен в стык из четырех одинаковых сердечников, набранных из пластин ЭТС Э320, вырезанных под углами 0° , 45° и 90° к направлению прокатки. Размеры одного элемента магнитопровода 10×30 см, МДС одной обмотки 1000 А.

На рис. 7, а – в, соответствующих углам 0° , 45° и 90° к направлению прокатки, сплошными линиями показаны векторы магнитной индукции. Средние расчетные значения магнитной индукции в сечениях 1-1' и 2-2' соответственно равны: 1,615 Тл и 1,601 Тл; 1,347 Тл и 1,349 Тл; 1,398 Тл и 1,391 Тл. Что касается распределения вектора напряженности магнитного поля, то оно имеет значительно более сложный характер (пунктирные векторы на рис. 7). Во-первых, значения напряженности существенно зависят от длины силовой линии. С другой стороны, если направление поля магнитной индукции мало чувствительно к ориентации оси легкого намагничивания, то поле вектора напряженности в анизотропной среде очень чувствительно к угловым параметрам. Особенно отчетливо

это видно в угловых областях магнитопровода. Например, в основной части верхнего участка магнитопровода (рис. 7) при совпадении силовой линии с направлением прокатки напряженность поля вдоль силовых линий изменяется незначительно. В то же время в правой части этого участка наблюдается не только изменение направления вектора напряженности, но и значительное увеличение ее модуля. Это объясняется отклонением намагничивающего поля от направления прокатки и значительным увеличением напряженности поля (см. рис. 7, а) при мало изменившемся значении магнитной индукции (напомним, что в данном случае $B \cong 1,61$ Тл).



Рис. 7. Поле вектора B (сплошные линии) и вектора H (пунктирные линии). Листы вырезаны под углами 0° (а), 45° (б) и 90° (в) к направлению прокатки

Обратная картина наблюдается для направления прокатки 90° (рис. 7, в). В данном случае в угловых точках магнитопровода наблюдается уменьшение напряженности магнитного поля вследствие разворота вектора B в более легком направлении намагничивания.

Сложный характер распределения вектора намагниченности даже в симметричном квадратном магнитопроводе требует осторожного применения закона полного тока для определения среднего значения продольной составляющей напряженности поля, как регламентирует ГОСТ 12119.1-98. Ограничение ширины листов (не более 3 см) и сборка листов в стык - внахлестку значительно снижают проявление угловых эффектов, хотя и не устраняют их полностью. Что же касается рассматриваемых систем, то при одинаковых значениях МДС $I_w = 2000$ А/м и длине средней силовой линии $L_{cp} = 1,2$ м для всех вариантов расчетное среднее значение напряженности по закону полного тока должно составлять $H_{cp} = I_w / L_{cp} = 1667$ А/м. В то же время из решения магнитоэтической задачи для сечений 1-1' и 2-2' соответственно имеем: $H_{cp1-1'} = 1041$ А/м, $H_{cp2-2'} = 1015$ А/м (0°), $H_{cp1-1'} = 2167$ А/м, $H_{cp2-2'} = 2120$ А/м (45°), $H_{cp1-1'} = 2234$ А/м, $H_{cp2-2'} = 2165$ А/м (90°).

Приведенные результаты свидетельствуют о более однородном и предсказуемом характере распределения вектора магнитной индукции в типовых измерительных системах. Этот факт позволяет считать

предпочтительной базовой информацией для построения векторной модели магнитного состояния ЭТС семейство характеристик $H_{||}(B, \alpha)$.

ВЫВОДЫ

1. В настоящее время отсутствует единый подход к описанию и способам учета магнитных свойств нелинейных анизотропных материалов, в частности, холоднокатаных электротехнических сталей.
2. Математически корректной и оптимальной векторной моделью магнитного состояния нелинейных анизотропных электротехнических сталей в безгистерезисном приближении является скалярная зависимость энергетического потенциала для вектора магнитной напряженности в \mathbf{B} -пространстве.
3. Точность идентификации магнитных свойств анизотропных электротехнических сталей зависит в первую очередь от точности измерения угловых характеристик продольного намагничивания $H_{||}(B, \alpha)$. Основные усилия при экспериментальном исследовании магнитных свойств холоднокатаных электротехнических сталей должны быть направлены на совершенствование методов магнитных измерений этих характеристик.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колесников Э.В., Ткачев А.Н., Горбунцов А.Ф. Экспериментальное исследование и математическое моделирование планарного перемагничивания холоднокатаной стали // Изв. Вузов. Электромеханика. – 1983. – №6. – С. 23-30.
2. Фильц Р.В. Дифференциальный сеточный метод расчета магнитного поля в нелинейных средах // Доклады АН УССР. Сер. А. – 1979. – №9. – С. 710-713.
3. Калинин Е.В., Любимый В.И., Першин В.В., Тильк В.Т. Анализ и математическое описание характеристик намагничивания анизотропных холоднокатаных электротехнических сталей // Электротехника. – 1985. – № 10. – С. 34-37.
4. Калинин Е.В. Экспериментальное исследование и математическое описание векторных характеристик намагничивания анизотропных листовых электротехнических сталей // Электротехника. – 2000. – № 2.
5. Калинин Е.В. Измерение магнитных характеристик листовых электротехнических сталей на кольцевых образцах // Электротехника. – 2001. – № 6.
6. Сидельников А.В. Способы описания магнитных свойств анизотропной безгистерезисной стали при расчетах электромагнитных полей // Электротехника. – 1989. – №4. – С. 65-68.
7. Толмачев С.Т., Рожненко Ж.Г. Математическая модель ферромагнитных анизотропных материалов в безгистерезисном приближении // Разработка рудных месторождений. Научно-техн. сб. – Криворожский технический университет, 2004. – Вып. 85. – С. 113-117.
8. Толмачев С.Т., Рожненко Ж.Г. Универсальные свойства кривых намагничивания безгистерезисной среды // Вісник Кременчуцького державного політехнічного університету. – 2004. – Вып. 5(28). – С. 8-12.
9. Толмачев С.Т., Рожненко Ж.Г. Векторная математическая модель анизотропных электротехнических сталей // Тез. докл. Міжнародної науково-технічної конференції студентів, аспірантів і молодих наукових робітників "Електротехніка і електромеханіка ЕТЕМ-2004" (Миколаїв, 25-27 листопада 2004 р.) – 2004. – С. 114-115.
10. Рожненко Ж.Г., Толмачев С.Т. Интегральный принцип взаимности в теории и практике определяющих уравнений нелинейной анизотропной среды // Технічна електродинаміка. – 2005. – №1. – С. 3-8.
11. Рожненко Ж.Г., Толмачев С.Т. Асимптотические свойства характеристик намагничивания безгистерезисных анизотропных материалов // Вісник Криворізького технічного університету: Зб. наук. праць. – Кривий Ріг, 2005. – Вып. 7. –

С. 132-135.

12. Tolmachev S.T., Rozhnenko Z.G. The Theory of the Defining Equations for Nonlinear Anisotropic Materials // Proceedings of the XIII International Symposium on Theoretical Electrical Engineering ISTET'05. – Lviv, 2005. – P. 97-100.
13. Рожненко Ж.Г. Способы идентификации магнитных свойств нелинейных анизотропных материалов // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – Харьков, 2005. – №4/2 (16). – С. 86-89.
14. Рожненко, С. Толмачов. Векторні характеристики намагнічування нелінійних анізотропних безгістерезисних середовищ // Теоретична електротехніка. – 2008. – Вип. 59 – С. 103– 112.
15. Дойников Н.Р., Пузынович Ю.Т. Численное моделирование магнитостатических полей с учетом магнитной анизотропии стали // ЖТФ. – 1975. – Т. 45, вып. 11.– С. 2204-2206.
16. Endo K., Kihara M., Takasaki E. Modification of Linda to treat the grain orientation effect // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1973. – Vol. NS-20, № 3. – P. 716-718.
17. Тенетко Н.И., Черемисов И.Я. Приближенные аналитические выражения семейств характеристик намагничивания холоднокатаных анизотропных электротехнических сталей // Техническая электродинамика. – 1990. – № 3. – С. 18-23.
18. Расчет трехмерных электромагнитных полей / О.В. Тозони, И.Д. Маергойз. – К.: Техніка, 1974. – 352 с.
19. Холоднокатаные электротехнические стали: [Справочник] / Б.В. Молотилов. – М.: Металлургия, 1989. – 168 с.
20. Дружинин В.В. Магнитные свойства электротехнической стали. – М.: Энергия, 1974. – 240 с.
21. Черемисов И.Я., Тенетко Н.И., Корнилов В.И. Метод расчета характеристики намагничивания яра статора двухполосного турбогенератора // Электротехника. – 1970. – №1. – С. 46-49.
22. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1989. – 504 с.
23. Микаэлян М.А. Термодинамические неравенства для магнитной проницаемости вещества // Краткие сообщения по физике. – Физический институт им. П.Н.Лебедева. – 2002. – №9. – С. 33-45.
24. Coleman B.D., Dill E.H. Thermodynamic Restrictions on the Constitutive Equations of Electromagnetic Theory // Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP). – 1971. – Vol. 22, No 4. – P. 691-702.
25. Най Д. Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц. – М.: Мир, 1967. – 304 с.
26. ГОСТ 12119.1-98. Сталь электротехническая. Методы определения магнитных и электрических свойств. Межгосударственный совет по стандартизации, метрологии и сертификации. – Взамен ГОСТ 12119-80; Введ. 01.07.99. – М.: Изд-во стандартов, 1999. – 4 с.

Поступила 01.10.2009

Толмачев Станислав Трофимович, д.т.н., проф.
Рожненко Жанна Георгиевна, к.т.н.
Криворожский технический университет,
кафедра электромеханики
Украина, 50027, Кривой Рог, ул. XXII Партсъезда, 11
тел. (056) 409 06 33, e-mail: kafem@mail.ru

Zh.G. Rozhnenko, S.T. Tolmachev

Features of magnetic properties and magnetization characteristics of electrical grade sheet.

Features of magnetic properties and existing methods of magnetization characteristics construction for cold-rolled electrical grade sheets are considered. A critical estimation of magnetic characteristic measurement methods is given, inconsistency of magnetization vector models obtained with different approaches to experimental information processing is illustrated.

Key words – cold-rolled electrical grade sheet, vertical magnetization characteristic, numerical calculation.