

## 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 холоднокатаных 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 холоднокатаные 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 холоднокатаных 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  $\beta$  – 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,  $\alpha$  – 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  $\alpha$  – 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  $\alpha$  – 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  $\Psi$ :

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

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.

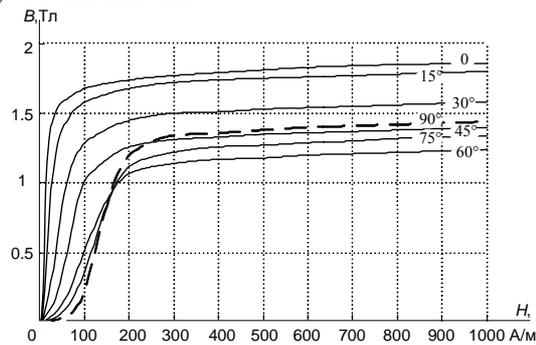


Рис. 1. Кривые намагничивания холоднокатаной стали марки 3405

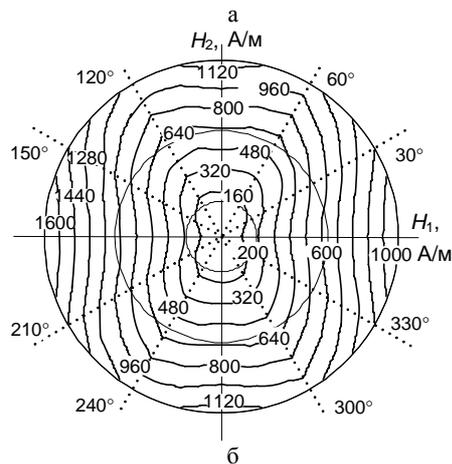
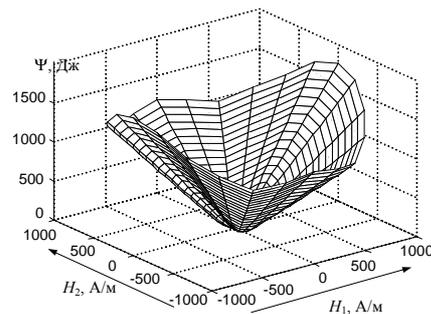


Рис. 2. Потенциальная функция  $\Psi(\mathbf{H})$  для стали 3405 (а); эквипотенциалы функции  $\Psi(\mathbf{H})$  (б)

Рассчитанные дифференцированием потенциала  $\Psi$  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.

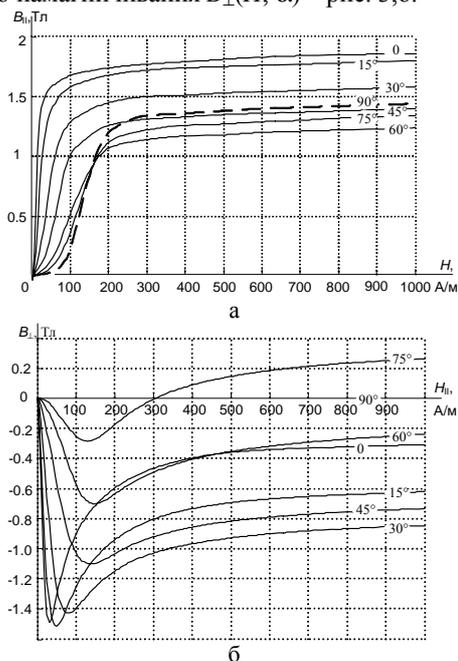


Рис. 3. Характеристики намагничивания стали 3405: а –  $B_{\parallel}(H, \alpha)$ ; б –  $B_{\perp}(H, \alpha)$

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  $\psi$  между векторами  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{B}$  – около  $40^\circ$ . 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.

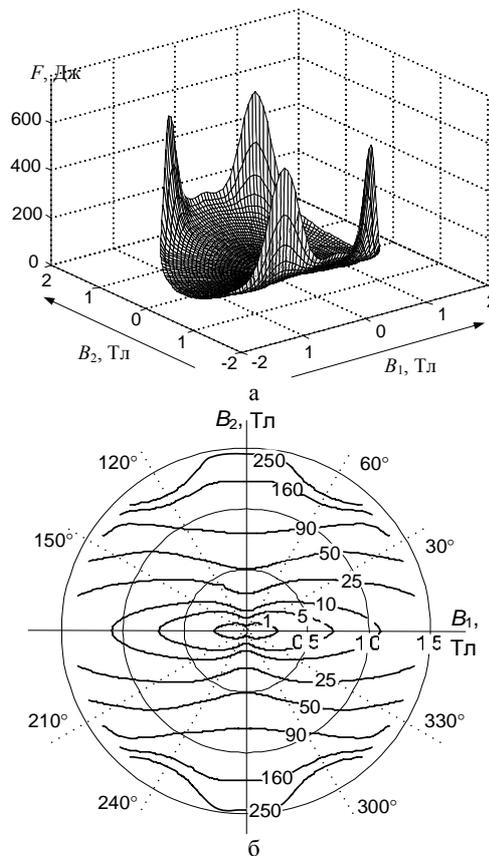


Рис. 4. Потенциальная функция  $F(\mathbf{B})$  для стали 3405 (а); эквипотенциалы функции  $F(\mathbf{B})$  (б)

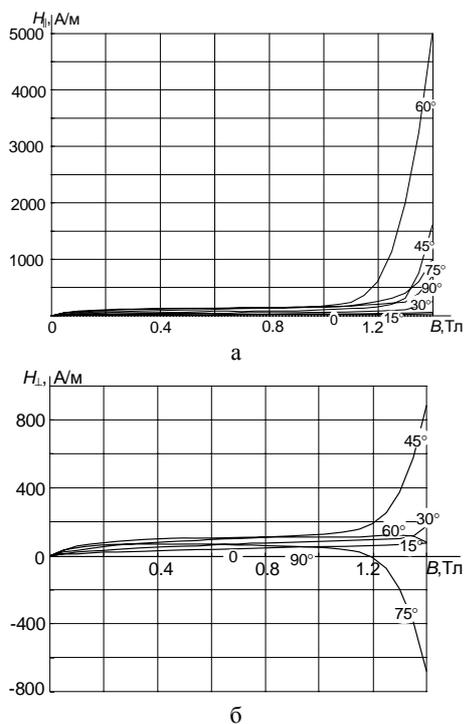


Рис. 5. Характеристики намагничивания стали 3405: а –  $H_{\parallel}(B, \alpha)$ ; б –  $H_{\perp}(B, \alpha)$

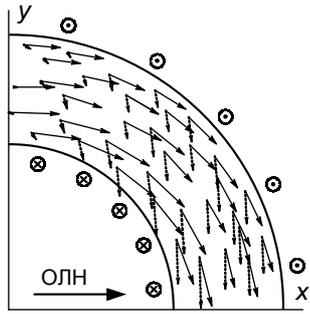


Рис. 6. Совмещенное распределение векторов магнитной индукции ( $\rightarrow$ ) и напряженности поля ( $\cdots\rightarrow$ ) в цилиндрическом образце из анизотропной стали (ось легкого намагничивания направлена по оси  $x$ )

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  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  и  $90^\circ$  к направлению прокатки. Размеры одного элемента магнитопровода  $10 \times 30$  см, МДС одной обмотки 1000 А.

На рис. 7, а – в, соответствующих углам  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  и  $90^\circ$  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  $0^\circ$ (а),  $45^\circ$ (б) и  $90^\circ$ (в) к направлению прокатки

Обратная картина наблюдается для направления прокатки  $90^\circ$  (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 ( $0^\circ$ ),  $H_{cp1-1'} = 2167$  А/м,  $H_{cp2-2'} = 2120$  А/м ( $45^\circ$ ),  $H_{cp1-1'} = 2234$  А/м,  $H_{cp2-2'} = 2165$  А/м ( $90^\circ$ ).

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. – Вип. 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. – Вип. 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 магнитоэлектростатических 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.