

Об импульсном перемагничивании монокристаллов бората железа в присутствии поперечного магнитного поля

© О.С. Колотов, А.П. Красножон, В.А. Погожев

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 24 июля 1997 г.)

Впервые исследуется процесс 180° импульсного перемагничивания бората железа в присутствии поперечного магнитного поля. Изучение зависимости интенсивности магнитоупругих колебаний от амплитуды перемагничивающего поля и длительности основной стадии переходного процесса, а также анализ годографов вектора намагниченности показали, что основной причиной излома кривой импульсного перемагничивания является уменьшение потерь энергии на возбуждение магнитоупругих колебаний, обусловленное отставанием упругой подсистемы кристалла от магнитной при временах перемагничивания, меньших 13–16 ns.

Изучение переходных процессов в монокристаллах бората железа FeVO_3 представляет особый интерес, поскольку в этом магнетике в наиболее заметной и доступной для исследования форме проявляется взаимодействие магнитной и упругой подсистем кристалла [1–3]. К настоящему времени установлено [2–4], что магнитоупругое взаимодействие оказывает сильное влияние на форму основной импульсной интегральной характеристики — кривой импульсного перемагничивания, представляющей зависимость обратной длительности переходного процесса τ^{-1} от амплитуды перемагничивающего поля H_s . Обнаружено, что эффект "замораживания" кристаллической решетки, до этого наблюдавшийся в опытах по ферро- и антиферромагнитному резонансам на частотах $\sim 10^3$ – 10^4 MHz [5,6], реально начинает проявляться при временах перемагничивания ≤ 13 – 16 ns. Однако детально исследован всего лишь один переходной процесс — процесс 180° импульсного перемагничивания (при нулевом поперечном поле). Для получения более глубоких знаний об особенностях магнитного взаимодействия и его влияния на протекающие переходных процессов желательнее расширить круг исследуемых процессов. Так, обращение к режиму 90° импульсного намагничивания позволило сделать вывод о причине излома кривой $\tau^{-1}(H_s)$ [7]. Анализ годографа вектора намагниченности показал, что во всем исследованном диапазоне полей H_s намагничивание монокристаллов FeVO_3 происходит квазиоднородным вращением вектора намагниченности, и таким образом однозначно установлено, что форма кривой $\tau^{-1}(H_s)$ полностью определяется характером потерь энергии на возбуждение ударных магнитоупругих колебаний.

В данной работе впервые исследуется режим 180° импульсного перемагничивания монокристаллов FeVO_3 в присутствии поперечного магнитного поля H_\perp . Опираясь на опыт изучения Fe–Ni-пленок [8,9], можно было ожидать, что при достаточной величине поля H_\perp перемагничивание бората железа будет происходить квазиоднородным вращением намагниченности. Само по себе подтверждение справедливости этого предположения имело бы большое значение для развития физики

переходных процессов, поскольку открывалась бы дополнительная возможность для прямой проверки применимости уравнений движения намагниченности для описания импульсного перемагничивания. До сих пор подобные проверки проводились лишь для Fe–Ni-пленок (например, в [8]), которые, однако, обладают поликристаллической структурой, и поэтому в них невозможно проведение достаточно точных исследований. Нас же здесь интересует возможность получения однозначного представления о влиянии магнитоупругих колебаний на форму кривой импульсного перемагничивания.

1. Методика эксперимента

Изучался набор из шести монокристаллов FeVO_3 толщиной от 24 до $110 \mu\text{m}$. Образцы имели форму неправильных многоугольников с поперечными размерами 3–8 mm. В отсутствие внешних полей суммарный магнитный момент монокристаллов близок к нулю. Для технического насыщения в любом направлении в плоскости образца (перпендикулярной оси c) достаточно постоянного магнитного поля, минимальная напряженность которого H_{sat} для разных образцов лежит в пределах 1.4–2.5 Oe. Полученные результаты иллюстрируются на примере образца со следующими параметрами: толщина составляет $45 \mu\text{m}$, поле насыщения $H_{\text{sat}} = 1.4$ Oe, период магнитоупругих колебаний — 22 ns.

Исследования выполнены на индукционной установке, подобной используемым при изучении импульсных свойств Fe–Ni-пленок [10]. Образец помещался в перемагничивающее устройство в виде короткозамкнутого отрезка полосковой линии. Амплитуда перемагничивающих импульсов достигала 12 Oe, а длительность их фронта τ_f не превышала 1 ns [14].

Для построения годографа вектора намагниченности \mathbf{M} анализировались его составляющие M_x и M_y , соответственно коллинеарные и перпендикулярные импульсному полю \mathbf{H}_s . Регистрация их изменения осуществлялась с помощью продольного и поперечного съемных витков [8–10]. Сигнал, наводимый в одном из них, поступал

на стробоскопический преобразователь, а затем обрабатывался устройством автоматического вычитания помех и через низкочастотный RC-фильтр поступал на самописец. После графического интегрирования записанных сигналов находились относительные мгновенные значения составляющих $m_x = M_x(t)/M_s$ и $m_y = M_y(t)/M_s$, где M_s — намагниченность насыщения.

Исходное состояние насыщения образца задавалось с помощью постоянного установочного магнитного поля $H_0 \approx (1.25-1.5)H_{\text{sat}}$ и поперечного магнитного поля $H_{\perp} \approx 0.4-0.6$ Ое. Поле H_0 было направлено антипараллельно импульсному полю H_p , вызывающему исследуемый процесс, а поле H_{\perp} — перпендикулярно ему. Далее под амплитудой перемагничивающего поля подразумевается величина $H_s = H_p - H_0$. Поскольку анизотропия в плоскости образца крайне незначительна [6,11], можно полагать, что в исходном состоянии ($t \leq 0$)

$$m_{0x} = \frac{H_0}{\sqrt{H_0^2 + H_{\perp}^2}}, \quad m_{0y} = \frac{H_{\perp}}{\sqrt{H_0^2 + H_{\perp}^2}}, \quad (1a)$$

а в конечном состоянии ($t \rightarrow \infty$)

$$m_{1x} = \frac{H_s}{\sqrt{H_s^2 + H_{\perp}^2}}, \quad m_{1y} = \frac{H_{\perp}}{\sqrt{H_s^2 + H_{\perp}^2}}. \quad (1b)$$

В установке использовались вспомогательные импульсы магнитного поля длительностью $\sim 100 \mu\text{s}$, которые подавались за $60 \mu\text{s}$ до начала изучаемого процесса и следовали с частотой, вдвое меньшей частоты импульсов H_p [10]. Их назначение — насытить исследуемый образец (в направлении поля \mathbf{H}_s) до прихода каждого второго импульса H_p и таким образом обеспечить условия для выделения сигнала помехи. Чтобы точность этой операции не зависела от поперечного поля, последнее выбиралось импульсным, причем импульсы этого поля (длительностью $\sim 100 \mu\text{s}$) поступали на исследуемый образец с частотой, вдвое меньшей частоты следования импульсов поля H_p , но в тот период, когда отсутствовали насыщающие импульсы.

Как и в ранее изученных переходных процессах, нас интересовала корреляция между длительностью основной стадии и интенсивностью магнитоупругих колебаний. Длительность основной стадии τ_e полагалась равной интервалу времени между моментами t_i и t_f , для которых напряжение продольного сигнала равно 0.1 его амплитуды A_m . Вслед за основной стадией наблюдаются затухающие колебания сигнала, которые, как показано ранее [1-4], отражают ударные магнитоупругие колебания. За меру интенсивности последних принималась амплитуда A_1 колебаний напряжения продольного сигнала (измеренная в области их первого периода непосредственно после окончания основной стадии). Поскольку в большинстве случаев $A_1 < 0.1A_m$, используемое здесь определение длительности совпадает с наиболее распространенным в литературе [10,12] определением времени перемагничивания. Учитывая также, что по мере

возрастания напряженности поля H_s на основную стадию длительностью τ_e приходится от ~ 85 до $\sim 96\%$ полного изменения намагниченности, мы под величиной τ_e будем понимать время перемагничивания, а кривую $\tau_e^{-1}(H_s)$ будем называть кривой импульсного перемагничивания.

2. Результаты и их обсуждение

Прежде всего установлено, что подобно ранее изученным переходным процессам [2-4,7] на кривой импульсного перемагничивания для обсуждаемого здесь процесса так же четко выделяются два участка. На рис. 1 в качестве примера приведена кривая импульсного перемагничивания, полученная в полях $H_0 = 2$ Ое и $H_{\perp} = 0.5$ Ое. Виден излом кривой в поле $H_s = H_{\text{br}} = 3.7$ Ое, сопровождаемый резким возрастанием скорости перемагничивания. Далее было установлено, что при напряженности поперечного поля, большей 0.4-0.6 Ое (в зависимости от образца), перемагничивание монокристалла бората железа во всем исследованном интервале полей H_s действительно осуществляется квазиоднородным вращением намагниченности. Для подтверждения сказанного на рис. 2 и 3 приведены годографы, полученные в полях, соответственно меньшем ($H_s = 2.7$ Ое) и большем ($H_s = 7$ Ое) поля излома H_{br} . Для каждой экспериментальной точки, показывающей положение конца нормированного вектора намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, указан момент времени относительно начала импульса поля H_p , для которого она получена. Отмечены моменты времени t_i и t_f , соответствующие условному началу и концу основной стадии перемагничивания. Показаны начальные \mathbf{m}_0

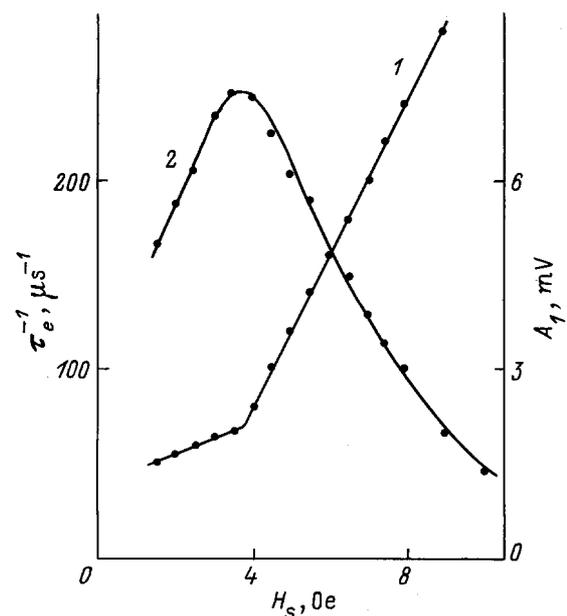


Рис. 1. Зависимости от напряженности перемагничивающего поля H_s (при $H_{\perp} = 0.5$ Ое) обратной длительности переходного процесса τ_e^{-1} (кривая импульса перемагничивания) (1) и амплитуды колебаний сигнала A_1 (2).

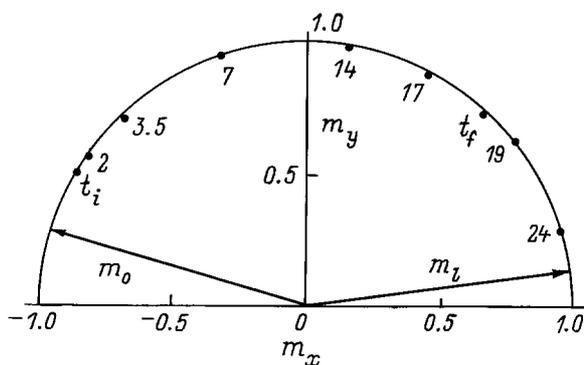


Рис. 2. Годограф вектора намагниченности, полученный при $H_s = 2.7$ Ое и $H_{\perp} = 0.5$ Ое.

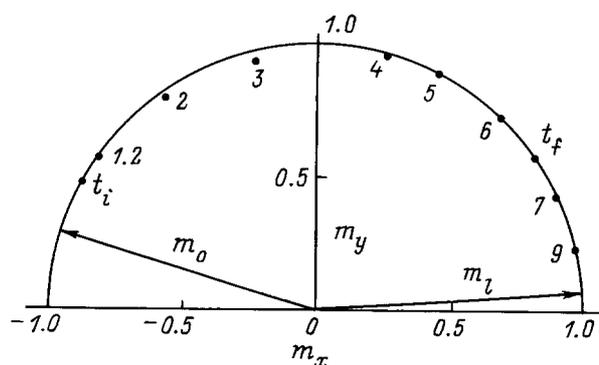


Рис. 3. Годограф вектора намагниченности, полученный при $H_s = 7$ Ое и $H_{\perp} = 0.5$ Ое.

и предельные m_l положения вектора намагниченности, определяемые соотношениями (1a) и (1b).

Наиболее существенно, что экспериментальные точки на рис. 2 и 3 в пределах основной стадии перемагничивания практически укладываются на дугу окружности с радиусом, равным единице. Отсюда следует, что как в полях $H_s < H_{br}$, так и в полях $H_s > H_{br}$ перемагничивание монокристаллов бората железа осуществляется квазиоднородным вращением намагниченности. Таким образом, излом кривой импульсного перемагничивания не связан с каким-либо принципиальным изменением механизма перемагничивания. В свою очередь это означает, что и для рассматриваемого здесь режима можно однозначно исследовать вопрос о влиянии интенсивности магнитоупругих колебаний на излом кривой $\tau_e^{-1}(H_s)$.

Результаты подобных исследований представлены на рис. 1, где наряду с кривой $\tau_e^{-1}(H_s)$ показана зависимость $A_1(H_s)$. Видно, что подобно ранее исследованным случаям 180° перемагничивания (при $H_{\perp} = 0$) и 90° намагничивания интенсивность магнитоупругих колебаний растет с увеличением поля H_s , а затем, достигнув максимума, начинает довольно резко уменьшаться. Максимум кривой $A_1(H_s)$ совпадает с изломом кривой импульсного перемагничивания. Из совокупности полученных результатов однозначно следует, что излом кривой импульсного перемагничивания монокристаллов бората железа действительно обусловлен не сменой механизма перемагничивания, а уменьшением доли энергии спиновой подсистемы кристалла, затрачиваемой на возбуждение магнитоупругих колебаний.

В таблице указаны времена 90° намагничивания τ_m^* , 180° перемагничивания при $H_{\perp} = 0$ τ_s^* , 180° перемагничивания при $H_{\perp} \neq 0$ $\tau_{s\perp}^*$ и период магнитоупругих колебаний T^* , измеренные в точках излома кривых импульсного намагничивания и перемагничивания в образцах разной толщины D . Из таблицы следует, что длительность основной стадии переходного процесса, при которой начинается заметное уменьшение интенсивности магнитоупругих колебаний, практически не зависит от частоты магнитоупругих колебаний, т. е. от

резонансных свойств кристалла. Слабо зависит она и от характера переходного процесса. В [2] было высказано предположение, что при временах перемагничивания $\tau_s \sim 13-16$ ns имеет место заметное отставание упругой подсистемы кристалла от магнитной. Это предположение подтвердилось затем опытами, в которых при неизменной амплитуде перемагничивающего импульса изменялась длительность его фронта и таким образом варьировалась длительность основной стадии [3].

Подобные исследования были выполнены и для рассматриваемого здесь режима. На рис. 4 приведена зависимость интенсивности магнитоупругих колебаний, полученная при $H_0 = 2$ Ое, $H_{\perp} = 0.5$ Ое и $H_s = 9$ Ое. Интерес представляет левая часть этой зависимости. Первая точка на ней соответствует $\tau_f \approx 1$ ns и $\tau_e \approx 3.5$ ns. Видно, что при возрастании длительности основной стадии до 12-14 ns, вызванном увеличением длительности фронта τ_f импульса до 14-16 ns, интенсивность колебаний возрастает до 3 раз, несмотря на то что с увеличением τ_f перемагничивание происходит в основном на фронте импульса, что, естественно, сопровождается существенным уменьшением энергии, получаемой магнитной подсистемой кристалла от внешнего поля. В итоге при больших τ_f (и τ_e) действие этого фактора приводит к уменьшению интенсивности магнитоупругих колебаний.

Левая же часть обсуждаемой кривой наглядно иллюстрирует действие эффекта "размораживания" кристаллической решетки по мере уменьшения скорости перемагничивания на основной стадии изучаемого переходного процесса. В свою очередь этот результат убедительно

Временные параметры образцов разной толщины

$D, \mu\text{m}$	τ_m^*, ns	τ_s^*, ns	$\tau_{s\perp}^*, \text{ns}$	T^*, ns
24	13 ± 1	13 ± 1	13 ± 1	13 ± 1
45	15 ± 1	15 ± 1	14 ± 1	22 ± 1
48	14 ± 1	15 ± 1	16 ± 1	23 ± 1
80	15 ± 1	15 ± 1	16 ± 1	40 ± 2
90	15 ± 1	15 ± 1	15 ± 1	48 ± 2
110	14 ± 1	16 ± 1	16 ± 1	56 ± 2

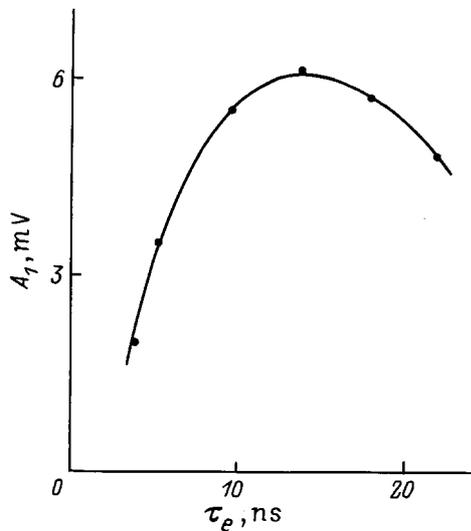


Рис. 4. Зависимость амплитуды колебаний сигнала A_1 от длительности основной стадии ($H_0 = 2 \text{ Oe}$, $H_s = 9 \text{ Oe}$ и $H_{\perp} = 0.5 \text{ Oe}$).

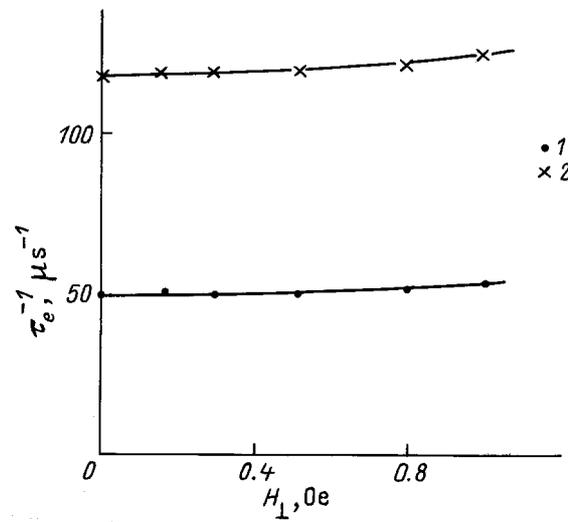


Рис. 5. Зависимость обратного времени перемагничивания от напряженности поперечного поля H_s (Oe): 1 — 2.5, 2 — 5.8. $H_0 = 2 \text{ Oe}$.

тельно показывает, что уменьшение интенсивности магнитоупругих колебаний при временах перемагничивания, меньших 13–16 ns, обусловлено отставанием упругой подсистемы кристалла от магнитной.

Очевидно, что исследование обсуждаемого здесь переходного процесса было бы неполным без изучения зависимости скорости перемагничивания от напряженности поперечного поля. Оказалось, однако, что скорость перемагничивания монокристаллов бората железа практически не зависит от напряженности поля H_{\perp} . Для подтверждения этого на рис. 5 приведены зависимости $\tau_e^{-1}(H_{\perp})$ при двух значениях напряженности перемагничивающего поля H_s : 2.5 и 5.8 Oe. Видно, что при изменении напряженности поперечного поля от 0 до 1 Oe скорость перемагничивания возрастает не более чем на 5%.

Среди других магнетиков влияние поперечного поля на скорость перемагничивания исследовалась подробно лишь в Fe–Ni-пленках [13–15]. Напомним, что при изменении поля H_{\perp} в указанных здесь пределах скорость перемагничивания пермаллоевых пленок возрастает более чем на два порядка, причем на кривой, представляющей зависимость $\tau_e^{-1}(H_{\perp})$, выделяется несколько характерных участков.

К сожалению, реальные механизмы импульсного перемагничивания Fe–Ni-пленок при $H_{\perp} \neq 0$ исследованы недостаточно, а полученные данные не сопоставлялись с обсуждаемой здесь зависимостью $\tau_e^{-1}(H_{\perp})$ [16,17]. Тем не менее разницу в поведении Fe–Ni-пленок и монокристаллов бората железа можно объяснить следующим образом. И в том и в другом случаях при $H_{\perp} = 0$ перемагничивание связано с разносторонним вращением намагниченности [4,18]. Однако, если в монокристаллах бората железа действует механизм "истинного" разно-

стороннего вращения, не прерываемый другими более медленными процессами, то в Fe–Ni-пленках, у которых намагниченность на два порядка выше, велико влияние магнитостатического взаимодействия, и поэтому начальное вращение быстро тормозится полями рассеяния. Дальнейшее перемагничивание происходит путем формирования и последующего разрушения полосовых блокированных доменов [18].

При наличии поперечного поля и его увеличении в обоих материалах происходит переход к квазиоднородному вращению намагниченности. В Fe–Ni-пленках при некоторых промежуточных значениях H_{\perp} происходят резкие изменения характера поведения намагниченности, связанные, например, с изменением поведения полосовых доменов: при малых H_{\perp} наблюдается разрушение границ доменов, при достаточно больших H_{\perp} их движение, сопровождаемое вращением намагниченности в доменах и т.д. [17]. В результате на кривых $\tau_e^{-1}(H_{\perp})$ появляются участки с резко отличающимися наклонами к оси абсцисс.

В монокристаллах же бората железа доменных структур, подобных упомянутому блокированному домену, из-за малой величины магнитостатического взаимодействия, очевидно, не возникает, а сам характер вращения намагниченности (двухстороннее, одностороннее или квазиоднородное при $H_{\perp} \geq 0.3\text{--}0.6 \text{ Oe}$ для разных образцов) не оказывает существенного влияния на скорость переходного процесса. При этом, естественно, предполагается, что размеры локальных областей монокристалла с сильно различающимися направлениями намагниченности достаточно велики, так что силы обменного взаимодействия не оказывают существенного влияния.

Итак, мы видим, что при достаточной величине поперечного поля перемагничивание монокристаллов бората железа в полях $H_s > H_{\text{sat}}$ происходит квазиоднородным вращением намагниченности. Установлено, что излом кривой импульсного перемагничивания обусловлен не сменой механизма импульсного перемагничивания, а вызван уменьшением потерь энергии на возбуждение магнитоупругих колебаний. Показано, что подобно ранее исследованным переходным процессам уменьшение интенсивности магнитоупругих колебаний при импульсном перемагничивании в присутствии поперечного магнитного поля вызвано отставанием фоновой подсистемы кристалла от магнитной.

Авторы благодарят Г.В. Смирнова и Ю.В. Швыдько за ценную дискуссию.

Авторы признательны Международному научному фонду и правительству России за материальную поддержку данной работы (гранты NCT 000 и NCT 300).

Список литературы

- [1] О.С. Колотов, В.А. Погожев, Г.В. Смирнов, Ю.В. Швыдько. ФТТ **29**, 8, 254 (1987).
- [2] О.С. Колотов, Ким Ён Хен, А.П. Красножон, В.А. Погожев. Письма в ЖЭТФ **58**, 1, 52 (1993).
- [3] О.С. Колотов, Ким Ён Хен, А.П. Красножон, В.А. Погожев. ФТТ **36**, 1, 231 (1994).
- [4] О.С. Колотов, Ким Ён Хен, В.А. Погожев. Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия, **6**, 57 (1996).
- [5] Е.А. Туров, В.Г. Шавров. УФН **140**, 3, 429 (1983).
- [6] R. Diehl, W. Jantz, B.I. Nolang, W. Wettling. Current Topics Mater. Sci. **11**, 1, 241 (1984).
- [7] О.С. Колотов, А.П. Красножон, В.А. Погожев. ФТТ **38**, 4, 1017 (1996).
- [8] K.U.Z. Stein. Angew. Phys. **18**, 5/6, 529 (1965).
- [9] В.И. Ивашкин, Г.И. Руденко, К.М. Поливанов, А.Л. Фрумкин. В сб.: Физика магнитных пленок (1968). С. 345–350.
- [10] О.С. Колотов, В.А. Погожев, Р.В. Телеснин. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М. (1970).
- [11] В.Д. Дорошев, Н.М. Крыгин, С.М. Лукин, А.М. Молчанов, А.Д. Прохоров, В.В. Руденко, В.В. Селезнев. Письма в ЖЭТФ **29**, 3, 286 (1979).
- [12] F.V. Humphrey, E.M. Gyorgy. J. Appl. Phys. **30**, 6, 935 (1959).
- [13] Р.В. Телеснин, О.С. Колотов, В.А. Погожев. ФММ **19**, 1, 52 (1965).
- [14] F.V. Hagedorn. IEEE Trans. Magn. **Mag.-4**, 1, 41 (1968).
- [15] J.K. Watson. IEEE Trans. Magn. **Mag.-4**, 4, 722 (1968).
- [16] M.H. Kryder, F.V. Humphrey. J. Appl. Phys. **40**, 6, 2469 (1969).
- [17] Ю.А. Дурасова, О.С. Колотов, Т.Н. Летова, Р.В. Телеснин. ФММ **42**, 4, 882 (1976).
- [18] О.С. Колотов, В.А. Погожев, Р.В. Телеснин. УФН **113**, 4, 569 (1973).