

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС МОНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИСТОГО ЖЕЛЕЗА

Л. В. Киренский, Д. А. Лаптей, А. И. Дрокин и Р. П. Смолин

В работе излагаются результаты исследований температурного магнитного гистерезиса (ТМГ) монокристаллов кремнистого железа по основным кристаллографическим направлениям. Дается анализ результатов исследований на основе динамики доменной структуры и температурного хода констант анизотропии и магнитострикции по этим направлениям.

ВВЕДЕНИЕ

При изменении температуры ферромагнетика, помещенного в постоянное магнитное поле, его намагниченность может изменяться под влиянием следующих трех причин:

- 1) изменения спонтанной намагниченности I_s ;
- 2) изменения намагниченности, вызванной вращением вектора I_s ;
- 3) изменения доменной структуры.

Изменения намагниченности вследствие изменения численного значения вектора I_s или его вращения в кристалле протекают обратимо и не вызывают гистерезисных явлений. Изменения же намагниченности, связанные с изменением доменной структуры, носят ярко выраженный необратимый характер.

Поэтому исследование гистерезисных явлений, в том числе и температурного магнитного гистерезиса, желательно проводить с параллельным наблюдением доменной структуры, что всего удобнее осуществить на монокристаллах. Насколько нам известно, все предшествовавшие работы по температурному магнитному гистерезису (ТМГ), проводились на поликристаллических образцах [1—3 и др.].

ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования проведены на монокристаллических образцах кремнистого железа (3,8% Si). Образцы были вырезаны травлением вдоль основных и промежуточных кристаллографических направлений и имели форму пластин размером $5,4 \times 0,43 \times 0,076$ см. В процессе обработки они подгонялись по весу. Перед измерениями образцы подвергались отжигу в вакууме при температуре 1100° в течение 4 часов с последующим медленным охлаждением. Кристаллографическая ориентировка образцов определялась рентгенографическим путем по методу Лауэ. Из девяти исследованных образцов, вырезанных из двух различных кристаллов, три имели наклон в $1-2^\circ$ к плоскости (110), а шесть других — $10-12^\circ$ к этой же плоскости.

Измерения проводились по циклу А (нагрев—охлаждение) в интервале температур $+50 \div \Theta \div +50^\circ \text{C}$ на вертикальном аstaticеском магнитометре по методу, описанному в работе [4].

Основные результаты измерений ТМГ вдоль кристаллографических направлений [100], [110], [111] приведены на рис. 1—3. Из рис. 1а—е следует, что в направлении легкого намагничивания на ветвях нагрева и охлаждения в слабых магнитных полях имеются два максимума и один ми-

нимум. При этом намагниченность на ветвях нагрева вначале растет (примерно до 150°), а затем резко падает, и при 450° достигает своего наименьшего значения. Далее намагниченность с повышением температуры вновь возрастает примерно до исходного значения и падает до нуля в точке Кюри. Изменение намагниченности на ветвях охлаждения аналогично изменению ее на ветвях нагрева, с той лишь разницей, что экстремальные значения намагниченности оказываются смещенными на $50\text{--}70^\circ$ в сторону более низких температур. Указанная зависимость $I_H(t)$ вдоль направления [100] имеет место в полях до $10\text{--}12$ э. В более высоких полях пропадает вначале минимум на ветви охлаждения, а затем на вет-

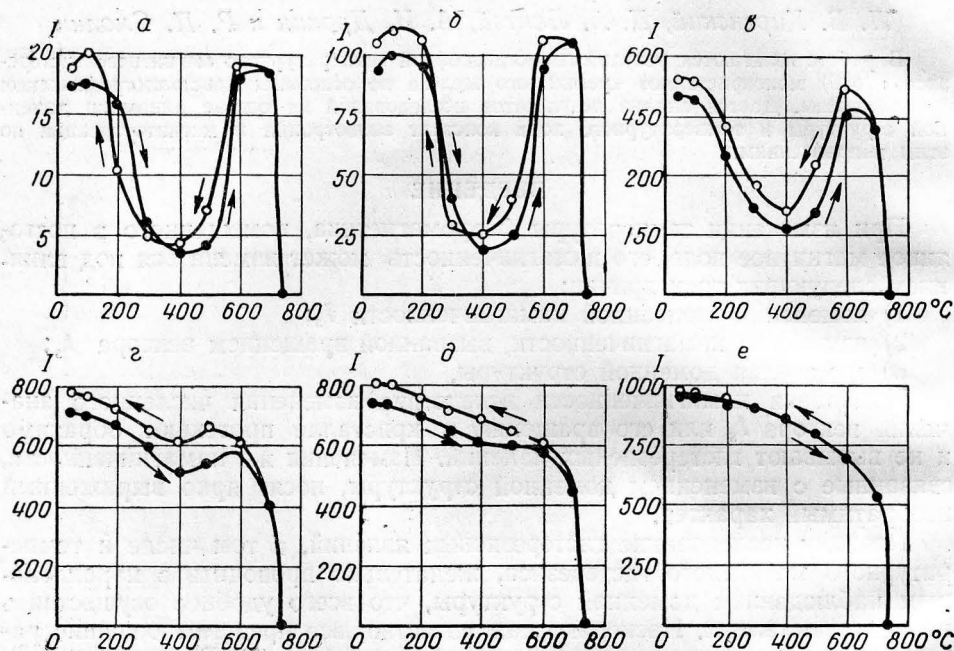


Рис. 1. Кривые температурной зависимости намагниченности кремнистого железа в направлении [100] в различных полях:

а — 0,14; б — 0,8; в — 5,0; г — 10,0; д — 15,0; е — 100 э.

ви нагрева (при $H = 15$ э), и зависимость $I_H(t)$ приобретает монотонный характер.

Характерным для этих графиков является и то, что ветви нагрева и охлаждения имеют несколько точек пересечения. Пересечения ветвей полностью исчезают только в поле, равном 5 э. По мере роста поля ветви нагрева и охлаждения сближаются, и в поле 75 э ТМГ практически исчезает.

Температурная зависимость $I_H(t)$ на образцах, вырезанных вдоль кристаллографических направлений [110] и [111], в слабых полях носит совершенно иной характер, нежели в направлении [100]. На ветвях нагрева (до 3 э) имеется один резко выраженный максимум — максимум Гопкинсона. В более высоких полях наблюдается только спад намагниченности с ростом температуры. Намагниченность на ветвях охлаждения в направлении [110] изменяется более сложно.

Ход кривых $I_H(t)$ в направлении [111] в значительной мере напоминает кривые этой зависимости вдоль направления [110]. Здесь следует

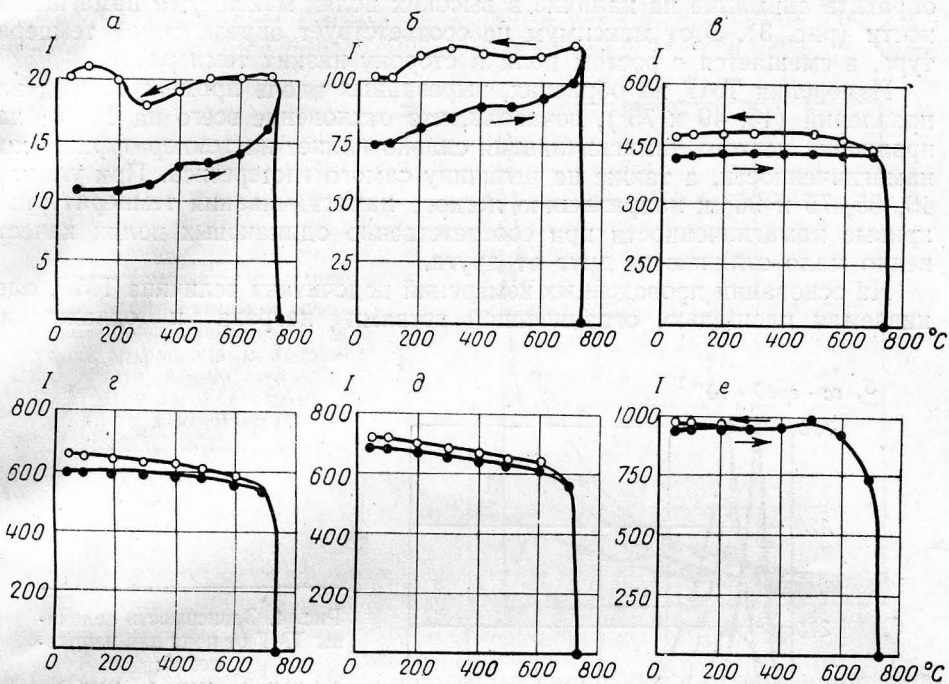


Рис. 2. Кривые температурной зависимости намагниченности кремнистого железа в направлении $[110]$ в магнитных полях:

$a - 0,14$; $b - 0,8$; $c - 5,0$; $d - 10,0$; $e - 15,0$; $e - 100$ э.

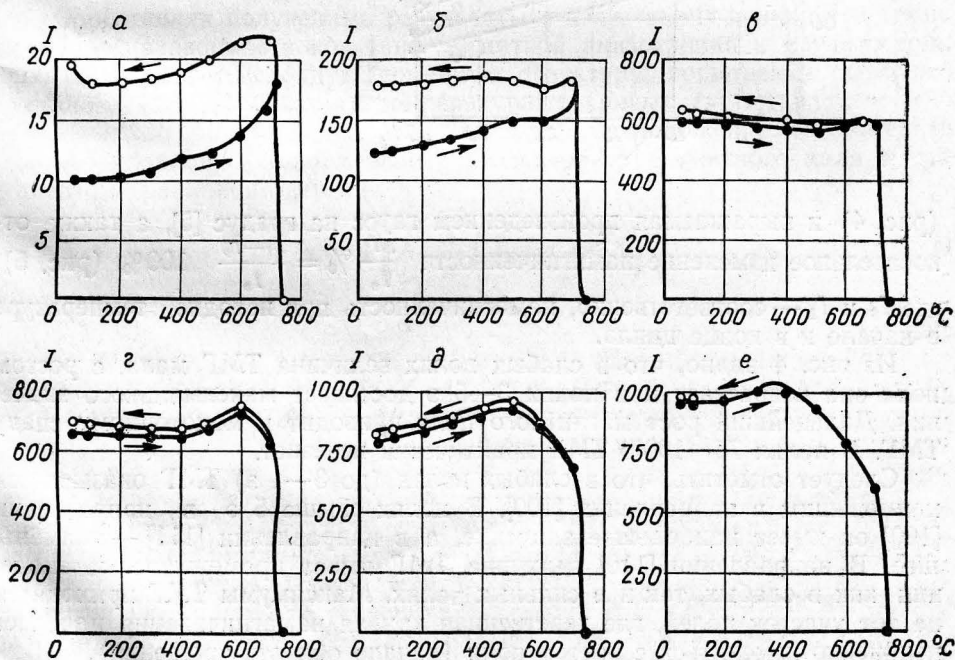


Рис. 3. Кривые температурной зависимости намагниченности кремнистого железа в направлении $[111]$ в магнитных полях:

$a - 0,14$; $b - 1,5$; $c - 15,0$; $d - 30,0$; $e - 75,0$; $e - 150$ э.

обратить внимание на наличие в высоких полях максимума намагниченности (рис. 3). Этот максимум не соответствует определенной температуре, а смещается с ростом поля в сторону низких температур.

Измерения ТМГ на образцах, вырезанных вдоль промежуточных направлений (15, 40 и 75°), показали, что отклонение всего на 15° от направления легкого намагничивания сильно влияет на температурный ход намагниченности, а также на величину самого гистерезиса. При углах в 40, 55, 75 и 90° к направлению легкого намагничивания температурные кривые намагниченности при соответственно одинаковых полях качественно мало отличаются друг от друга.

На основании проведенных измерений подсчитана величина ТМГ, оцениваемая площадью, ограниченной ветвями нагрева и охлаждения

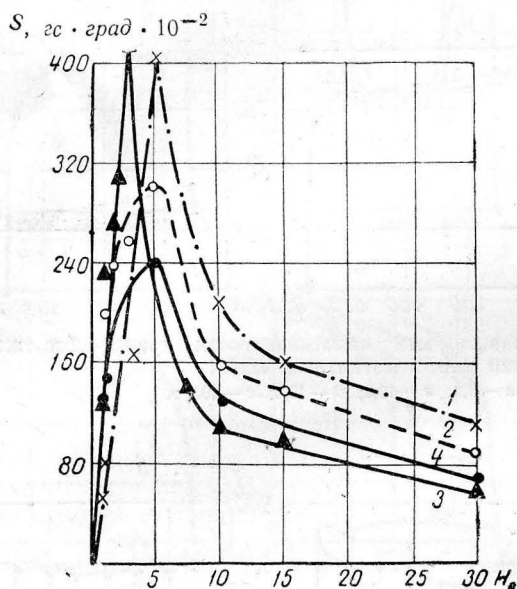


Рис. 4. Зависимость величины ТМГ от поля для направлений:

1 — [100]; 2 — [110]; 3 — [111]; 4 — 40° к направлению [100].

(рис. 4) и выражаемая произведением гаусс на градус [5], а также относительное изменение намагниченности $\frac{\Delta I}{I_0} \% = \frac{I_1 - I_0}{I_0} 100 \%$ (рис. 5), где I_0 и I_1 — соответственно, намагниченность при исходной температуре в начале и в конце цикла.

Из рис. 4 видно, что в слабых полях величина ТМГ мала, с ростом поля она возрастает и в полях 3—5 э достигает максимального значения. Дальнейший рост магнитного поля приводит к монотонному спаду ТМГ. В полях 75—100 э ТМГ практически исчезает.

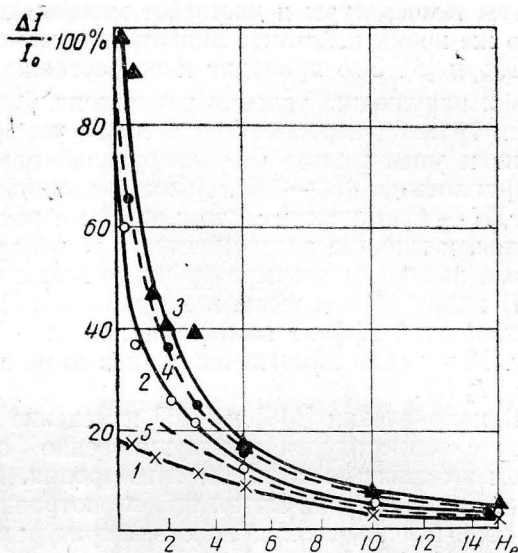
Следует отметить, что в слабых полях (до 3—4 э) ТМГ оказывается наименьшим в направлении [100]. В полях свыше 5 э в направлении [100] он имеет наибольшее значение, а в направлении [111] — наименьшее. В направлении [110] величина ТМГ имеет промежуточные значения как в слабых, так и в сильных полях. Максимумы ТМГ приходятся на тот участок полей, где девственная кривая намагничивания начинает нелинейно изменяться с ростом поля (начало области вращения).

Из рис. 5 видно, что относительная величина ТМГ для всех образцов с ростом магнитного поля убывает, при этом она оказывается наибольшей в направлении [111], наименьшей — в направлении [100]. В работе

[2] указывалось, что образцы кремнистого железа в процессе опыта подвергаются изменению вследствие термомагнитной обработки. Нами это исследовано для основных кристаллографических направлений. После

Рис. 5. Относительное изменение намагниченности от поля по различным направлениям:

1 — [100]; 2 — [110]; 3 — [111]; 4 — 40°; 5 — 15° к направлению [100].



измерений ТМГ в поле 150 э повторные измерения в поле 3 э показали, что влияние термообработки на монокристалльных образцах сказывается весьма незначительно.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Сопоставляя полученные результаты с известными данными о температурной зависимости констант магнитной анизотропии и магнитоупругости и учитывая исходную доменную структуру, попытаемся объяснить установленные особенности температурных кривых $I_H(t)$.

Известно [6], что для случая 180° соседств положение междоменных перегородок определяется величиной внешнего магнитного поля и градиентом граничной энергии γ

$$\gamma = 4 \sqrt{\frac{A}{a}} \left(\frac{3}{2} \lambda_s \sigma + bK \right)^{1/2}, \quad (1)$$

откуда

$$\frac{d\gamma}{dx} = 2 \sqrt{\frac{A}{a}} \frac{\frac{3}{2} \lambda_s \frac{d\sigma}{dx}}{\sqrt{\frac{3}{2} \lambda_s \sigma + bK}}, \quad (2)$$

где A — интеграл обмена; a — постоянная решетки; λ_s — магнитоупругость насыщения; b — постоянная величина; K — константа магнитной анизотропии; σ — внутренние напряжения.

Если при некотором фиксированном значении внешнего магнитного поля произойдет изменение температуры образца, то это вызовет нарушение условия равновесия: $P_H = P_\gamma$ за счет изменения K , λ_s , σ и I_s (здесь $P_H = I_s H$, $P_\gamma = \frac{d\gamma}{dx}$). Нарушение условия равновесия вызовет

смещение границ, приводящее к увеличению или уменьшению результирующей намагниченности.

Измерения, выполненные Д. А. Штуркиным [7] для кремнистого железа, показали, что магнитострикция в направлении [100] возрастает с ростом температуры и достигает максимального значения при $450-480^\circ$. В то же время константа анизотропии монотонно убывает вплоть до точки Кюри [8]. Это приводит к возрастанию P_γ и к уменьшению P_H , то есть к нарушению условия равновесия. Для сохранения условия равновесия граница переместится в новое устойчивое положение, что и приводит к уменьшению результирующей намагниченности в направлении [100] вплоть до $450-480^\circ$. Выше указанной температуры λ_s быстро падает, K — практически мало, поэтому с ростом температуры P_γ уменьшается, и граница возвращается в прежнее положение; намагниченность в этом интервале температур резко возрастает.

В полях 15 э и выше в направлении [100] число границ сократится, и указанный эффект изменения намагниченности от температуры исчезает. Изменение намагниченности в этом случае будет определяться ходом $I_s(t)$.

В направлении [110] и [111] изменение результирующей намагниченности с температурой преимущественно определяется температурным ходом константы магнитной анизотропии. При температурах, близких к точке Кюри, энергия магнитной анизотропии мала. Если при этом внешнее поле велико, то при этой температуре вектор I_s будет повернут на некоторый угол ϕ от направления легкого намагничивания. Снижение температуры вызовет рост энергии магнитной анизотропии, что в свою очередь, может привести к уменьшению угла ϕ , а, следовательно, и к спаду намагниченности. Чем сильнее магнитное поле, тем, очевидно, дольше будут удерживаться вектора I_s в направлении поля, и поворот их к направлению легкого намагничивания произойдет при более низкой температуре. Этим можно объяснить появление максимумов намагниченности на ветвях нагрева и охлаждения и их смещение с ростом поля в сторону низких температур при исследовании ТМГ в направлении [111].

Ход кривых, представленных на рис. 4, соответствует характеру процессов, протекающих при техническом намагничивании. В полях, при которых намагничивание протекает в основном за счет процессов необратимого смещения границ, величина ТМГ для всех (и основных и промежуточных) направлений оказывается максимальной. Дальнейший рост магнитного поля приводит к общему уменьшению роли смещений, что находит свое отражение в общем уменьшении ТМГ с ростом поля.

Ранее [9] было показано, что температурный магнитный гистерезис, определяемый относительным изменением намагниченности, имеет наибольшее значение в том случае, когда роль процессов смещения велика, и исчезает при наличии одних процессов вращения. Подсчет относительного изменения намагниченности в нашем случае (рис. 5) для основных и промежуточных направлений показал, что относительная величина ТМГ оказывается наименьшей для направления [100], когда имеют место только процессы смещения, и оказывается наибольшей для направления [111].

Кажущееся расхождение полученной закономерности изменения относительной величины ТМГ с результатами работы [9] легко объяснить различием в расположении осей легкого намагничивания в образце. В работе [9] внешние механические напряжения (растяжение никеля) выделяли ось трудного намагничивания вдоль образца, поэтому процессы намагничивания при такой текстуре должны были протекать преимущественно за счет вращения векторов I_s , что, естественно, приводило к умень-

Для образцов, вырезанных вдоль направлений $[110]$ и $[111]$, характер процессов намагничивания оказывается несколько иным, чем для растянутого поликристаллического никеля, так как в этом случае оси легкого намагничивания составляют с направлением поля углы, соответственно, 90 и 55° . Поэтому для этих направлений, наряду с основными про-

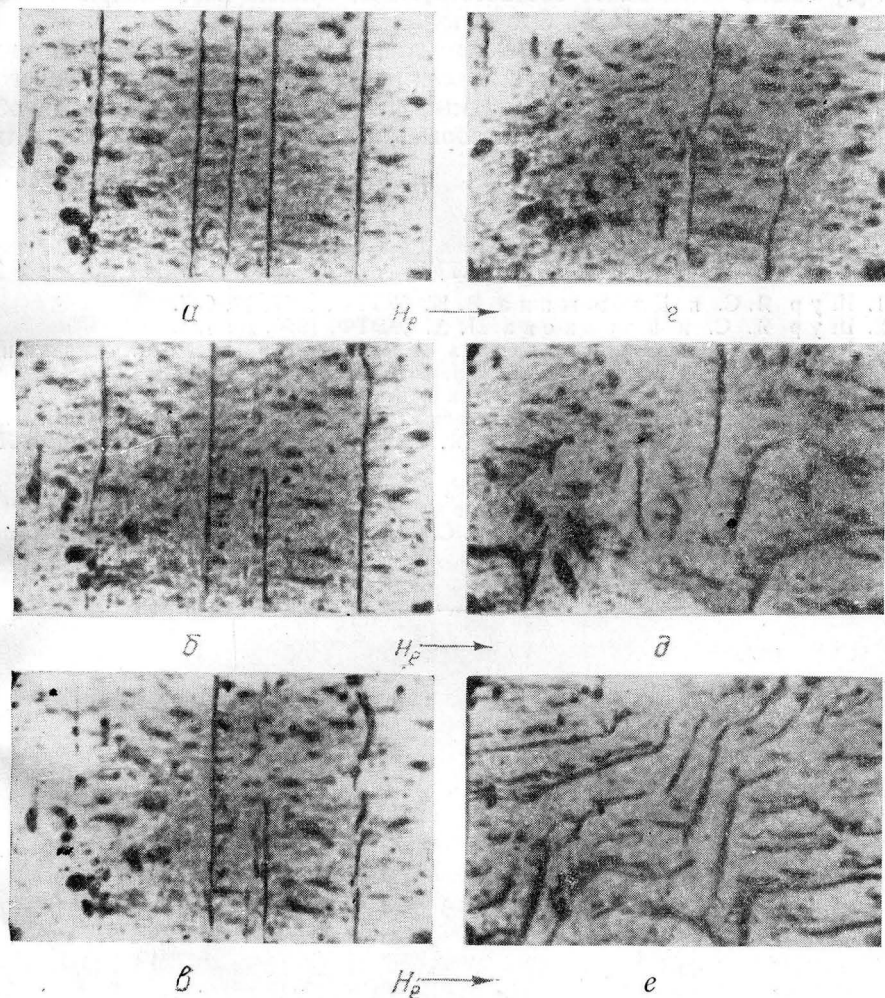


Рис. 6. Динамика доменной структуры на монокристалле кремнистого железа при намагничивании вдоль направления $[110]$. H_e равно:
а — 0; б — 0,8; в — 1,5; г — 4,3; д — 18; е — 30 э.

цессами (смещения, вращения), как показали исследования доменной структуры (рис. 6), могут иметь место новые, отличные от известных процессы перестройки доменной структуры. В слабых полях, приблизительно до 3 э, как это следует из рассмотрения динамики доменной структуры (рис. 6), происходит лишь обычное смещение границ. Далее, с ростом поля (4 э и выше) процесс смещения продолжается, но, наряду с этим, отдельные участки границ разрушаются, на их месте появляются новые границы иного направления, создавая таким образом новую доменную структуру. Указанный процесс перестройки доменной структуры имеет необратимый характер. По-видимому, такая перестрой-

ка, наряду с процессом необратимого смещения границ, повинна и в явлении температурного магнитного гистерезиса. Она же, вероятно, приводит к более значительному ТМГ в направлении [110] и [111], нежели в направлении [100], где имеют место только процессы смещения.

Ход кривых $I_H(t)$ на поликристаллических образцах кремнистого железа [2] сильно напоминает соответствующие кривые на монокристаллах в направлении [110] и [111]. Это объясняется тем, что в поликристаллических образцах кристаллов с такими направлениями и близкими к ним вдоль поля больше, чем в направлении [100]. Исходя из изложенного, оказываются понятными наблюдаемые иногда в текстурированных образцах «провалы» в ходе $I_H(t)$, которые раньше трудно было объяснить.

Институт физики
Сибирского отделения АН СССР
г. Красноярск

Поступила в редакцию
1 июля 1959 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шур Я. С. и Дрожжина В. И. ЖЭТФ, 1947, 17, 607.
2. Шур Я. С. и Баранова Н. А. ЖЭТФ, 1950, 20, 183.
3. Киренский Л. В., Власов А. Я., Втюрин Н. И., Дрокин А. И., Ивлев В. Ф. Изв. АН СССР, сер. физ., 1957, 9, 1262.
4. Дрокин А. И. и Ильющенко В. Л. ЖЭТФ, 1955, 29, 339.
5. Лаптей Д. А. Изв. высших учебных заведений, Физика, 1959, 1, 136.
6. Вонсовский С. В., Шур Я. С. Ферромагнетизм, Гостехиздат, М.-Л., 1948.
7. Штуркин Д. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1947, 11, 661.
8. Брюхатов Н. А. и Киренский Л. В. ЖЭТФ, 1938, 8, 198.
9. Баранова Н. А. и Шур Я. С. ДАН СССР, 1954, 94, 825.