

Л. В. КИРЕНСКИЙ, Н. М. САЛАНСКИЙ и А. М. РОДИЧЕВ

**ОБРАТИМЫЕ И НЕОБРАТИМЫЕ ПРОЦЕССЫ
ПРИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ УПРУГО РАСТЯНУТОГО
ЖЕЛЕЗО-НИКЕЛЕВОГО ПОЛИКРИСТАЛЛА**

**(ЭФФЕКТ БАРКГАУЗЕНА ПРИ ПРИБЛИЖЕНИИ ФОРМЫ ПЕТЛИ
ГИСТЕРЕЗИСА К ПРЯМОУГОЛЬНОЙ)**

Как известно, прямоугольная петля гистерезиса может быть получена на магнитноодноосных, однородных материалах, при этом влияние размагничивающего действия поверхности образца должно быть сведено до минимума. Эти условия достаточно хорошо могут выполняться в упруго растянутой проволоке сплава FeNi с положительной магнитострикцией. Благодаря применению высокочувствительной методики нам удалось исследовать детали перемагничивания в таких образцах, проследить, как меняется характер перемагничивания при постепенном переходе к прямоугольной петле. В работе Прейзаха [1], где исследовались такие же образцы, примененные автором методы не позволили исследовать детали процесса перемагничивания.

Методика эксперимента

Для исследования были взяты образцы проволоки радиусом 0,2 и длиной 60 мм из сплава 15% Ni, 85% Fe. Отжиг образцов производился в течение 1 часа при температуре 950° С в вакууме с последующим охлаждением со скоростью 170° в час. Как показали лауэграммы, образцы в исходном состоянии были нетекстурированными поликристаллами. Петли гистерезиса снимались при помощи осциллографической методики на частоте 50 гц и баллистическим методом. Эффект Баркгаузена изучался при помощи описанной в работах [2—4] и несколько модифицированной методики. При изучении распределения импульсов Баркгаузена по амплитудам выход усилителя подавался непосредственно на вход амплитудного дискриминатора; при изучении распределения импульсов по длительности перед амплитудным дискриминатором устанавливался временной преобразователь. В том и другом случае показания счетчиков всех каналов дискриминаторов фиксировались через 0,9 Ое при непрерывном изменении внешнего поля. Таким образом, мы могли получать как итоговые распределения импульсов по какому-либо параметру, так и распределения импульсов для любого участка петли гистерезиса. Измерения обратной восприимчивости производились методом, описанным в работе [5].

Результаты наблюдений !

Проведены измерения обратной восприимчивости, распределений импульсов Баркгаузена по длительностям и амплитудам, а также сняты петли гистерезиса при перемагничивании образца при разной величине внешних упругих напряжений σ .

Петли гистерезиса. С увеличением нагрузки петли гистерезиса становятся более прямоугольными (рис. 1).

Обратимая восприимчивость. Ход обратимой восприимчивости $\chi_{обр}$ при перемагничивании ферромагнетика по петле гистерезиса при разных σ показан на рис. 2 (поле здесь менялось от положительных значений к отрицательным). Как видно из кривых, величина $\chi_{обр}$ уменьшается с ростом σ ; поля, соответствующие максимуму $\chi_{обр}$ с ростом σ уменьшаются.

Эффект Баркгаузена. Интенсивность эффекта Баркгаузена dN/dH при разных σ показана на рис. 3. С ростом σ кривые смещают-

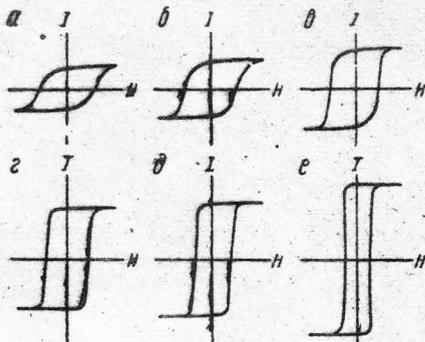


Рис. 1

Рис. 1. Петли гистерезиса при различных нагрузках:

$a - \sigma = 0$; $b - \sigma = 20$; $c - \sigma = 40$; $d - \sigma = 60$; $e - \sigma = 70$; $f - \sigma = 80$ кг мм⁻²

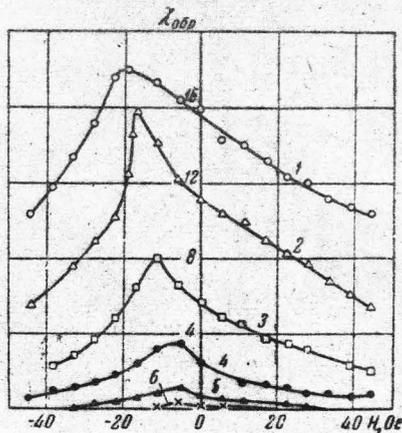


Рис. 2

Рис. 2. Ход $\chi_{обр}$ в зависимости от величины σ :

$1 - \sigma = 0$; $2 - \sigma = 20$; $3 - \sigma = 40$; $4 - \sigma = 60$; $5 - \sigma = 70$; $6 - \sigma = 80$ кг мм⁻²

ся в сторону меньших полей, число скачков значительно возрастает, интервал полей, в котором скачки идут интенсивно, меняется незначительно. Общее число скачков достигает $3 \cdot 10^9$ на 1 см³ ферромагнетика, и они проходят в относительно узком интервале полей, так что для их разрешения нужна аппаратура с большой разрешающей способностью. Прейзах [1] пользовался струнным гальванометром с разрешающим временем 1/40 сек и, естественно, получил один большой скачок Баркгаузена. На рис. 4 показаны средние длительности $\tau_{ср}$ импульсов Баркгаузена в зависимости от поля при разных нагрузках. Из кривых, приведенных на рис. 4, видно, что поля, где $\tau_{ср}$ резко возрастает, уменьшаются с ростом σ . Поля, в которых $\tau_{ср}$ максимальна, с ростом σ уменьшаются. При больших нагрузках образуются горизонтальные участки, на которых $\tau_{ср}$ фактически не зависит от величины поля и нагрузок.

Изменение средней длительности всех импульсов в зависимости от величины σ показано на рис. 5.

На рис. 6 приведена зависимость характеристических полей τ величины упругих напряжений: кривая 1 — поле H_x , в котором обратимая восприимчивость максимальна; кривая 2 — поле H_u , в котором начинается резкое возрастание средней длительности; кривая 3 — поле H_τ , в котором $\tau_{ср}$ максимальна; кривая 4 — коэрцитивная сила H_c ; кривая 5 — поле H_m , в котором эффект Баркгаузена наиболее интенсивен. Из рис. 6 видно, что эффект Баркгаузена наиболее интенсивен в полях, соответствующих коэрцитивной силе. Полям, в которых начинается рез-

кий рост $\tau_{\text{ср}}$, соответствуют поля, при которых $\chi_{\text{обр}}$ максимальна. Максимумы $\tau_{\text{ср}}$ при малых нагрузках приходятся примерно на поля, также соответствующие максимуму $\chi_{\text{обр}}$, при больших σ соответствуют значениям H_c , а при промежуточных нагрузках переходят от первых полей ко вторым. Из рис. 6 также видно, что поля, соответствующие максимуму $\chi_{\text{обр}}$, меньше полей H_c , причем с ростом σ эта разность увеличивается, т. е. обратимая восприимчивость велика в полях, предшествующих

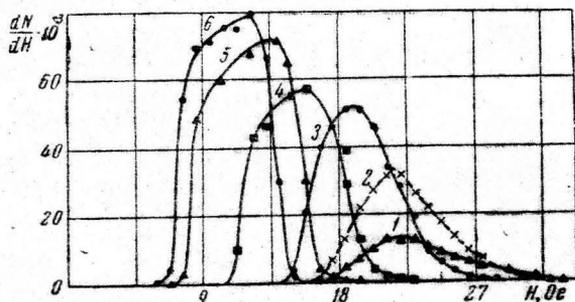


Рис. 3. Дифференциальные кривые распределения всех импульсов Баркгаузена по полю при различных σ : 1 — $\sigma = 0$; 2 — $\sigma = 20$; 3 — $\sigma = 40$; 4 — $\sigma = 60$; 5 — $\sigma = 70$; 6 — $\sigma = 80$ кг мм⁻²

интенсивному изменению намагниченности. Изменение намагниченности в этих полях происходит за счет зародышеобразования и роста образовавшихся зародышей в отдельных кристаллитах.

Поскольку процесс зародышеобразования необратим, то максимум $\chi_{\text{обр}}$ связан, по-видимому, с обратимым смещением границ образовавшихся зародышей.

Обсуждение результатов

Известны две основные причины, обуславливающие изменение процессов перемагничивания при растяжении поликристаллов с $\lambda > 0$: во-первых, поворот легких осей кристаллитов к оси растяжения; во-вторых, влияние однородных внешних напряжений на характер внутренних неоднородных напряжений.

Известно, что внешние напряжения перекрывают ориентирующее действие естественной магнитной анизотропии K при условии $\lambda\sigma > K$, где λ — постоянная магнитострикции. Для нашего случая $K = 2,2 \cdot 10^5$ эрг см³ по данным [6], $\lambda = 2,3 \cdot 10^{-5}$ по данным [7]. При этих значениях K и λ определяющими для ориентации намагниченности являются напряжения $\sigma > K/\lambda = 95$ кг мм⁻². Мы довели нагрузку до 80 кг мм⁻², что не выходило за пределы упругих деформаций образца; при этом ориентирующее действие напряжений было достаточно сильным и состояние образца, по-видимому, было близко к одноосному. Как показано в работах [8—9], при перемагничивании трехосного монокристалла в легком направлении коэрцитивная сила H_c минимальна, а остаточная намагниченность I_R максимальна. Поэтому указанный процесс поворота легких осей кристаллитов, очевидно, является одной из причин, уменьшающих коэрцитивную силу H_c и увеличивающих остаточную намагниченность I_R (рис. 1). Этой же причиной объясняется смещение кривых $\frac{dN}{dH}(H)$ в область слабых полей

(рис. 3). Однако ряд полученных экспериментальных фактов не может быть полностью объяснен простым поворотом легких осей в кристаллитах и, возможно, в какой-то степени объясняется другой причиной.

Наложение внешних напряжений приводит к изменению градиентов внутренних напряжений [8, 10]. В материалах исследованного нами со-

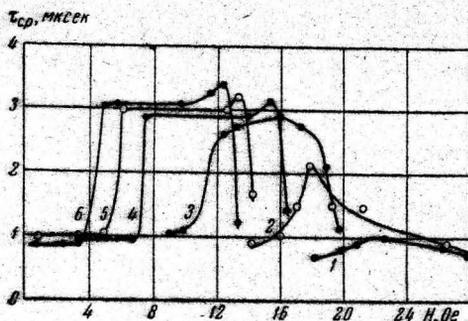


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость $\tau_{ср}$ от H при различных σ :

1 — $\sigma = 0$; 2 — $\sigma = 20$; 3 — $\sigma = 40$; 4 — $\sigma = 60$; 5 — $\sigma = 70$; 6 — $\sigma = 80$ кг мм⁻²

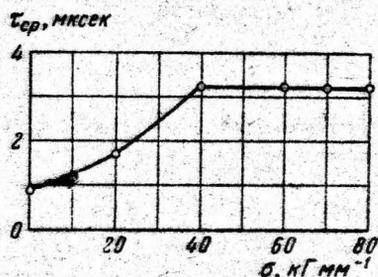


Рис. 5

Рис. 5. Изменение средней длительности $\tau_{ср}$ импульсов в зависимости от σ

става, согласно [11], внешние напряжения приводят к уменьшению градиента внутренних напряжений и соответственно к уменьшению критических полей смещения границ. В работе [12] по исследованию доменной структуры показано, что плоскопараллельные слоистые домены в одном и том же образце обычно не бывают равными по ширине, что является следствием остаточных напряжений. Наложение растяжения вдоль легкой оси образца кремнистого железа выравнивает напряжения в образце, и вследствие этого выравнивается и доменная структура.

Известно [13], что длительность импульсов Баркгаузена должна уменьшаться с уменьшением $\chi_{обр}$, если длительность скачка меньше времени релаксации вихревых токов. Сопоставляя рис. 2 и рис. 4, можно сделать заключение, что для напряжений до 20 кг мм⁻² ход кривых $\tau_{ср}(H)$ действительно соответствует ходу кривых $\chi_{обр}(H)$, что согласуется с теорией. При больших нагрузках ход $\tau_{ср}(H)$ не коррелирует с ходом $\chi_{обр}(H)$. На рис. 5 также видно, что ход $\tau_{ср}(\sigma)$ не коррелируется изменением $\chi_{обр}$ от σ . Это говорит о том, что с ростом нагрузки длительность импульсов Баркгаузена уже не меньше времени релаксации вихревых токов. Длительность самого скачка с ростом σ становится значительно больше, т. е. доменная граница в скачке продвигается на значительно большее расстояние.

Необходимо отметить, что увеличение длительности импульсов Баркгаузена нельзя полностью объяснить перекрытием импульсов, близле-

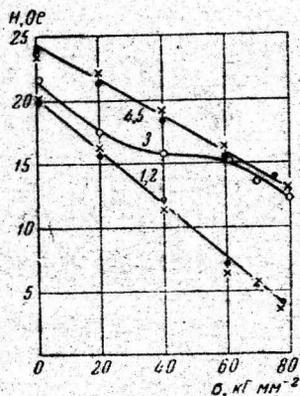


Рис. 6. Кривые:

$H_x(\sigma)$ (1); $H_u(\sigma)$ (2); $H_t(\sigma)$ (3); $H_c(\sigma)$ (4); $H_m(\sigma)$ (5)

жащих по времени, из-за увеличения частоты их поступления с ростом σ . В этом случае $\tau_{\text{ср}}$ возрастала бы соответственно увеличению $\frac{dN}{dH}$, что противоречит экспериментам (см. рис. 3 и 4). Здесь $\tau_{\text{ср}}$ резко возрастает в полях, где интенсивность эффекта еще мала, а в полях, где интенсивность эффекта меняется в сотни раз, $\tau_{\text{ср}}$ практически не меняется. Поэтому факт увеличения $\tau_{\text{ср}}$ свидетельствует о некотором уменьшении градиентов внутренних напряжений, что приводит к большим продвижениям границы в скачке.

Как видно из рис. 2, $\chi_{\text{обр}}$ с ростом σ уменьшается. Из опытов Сикстуса и Тонкса [11] и из наших экспериментов следует, что с ростом σ критические поля смещения границ уменьшаются, в результате чего образовавшиеся при данном поле зародыши необратимо распространяются на расстояние большее, чем при меньшем σ , захватывая больший объем материала. Поэтому общая площадь имеющихся в образце границ и соответственно $\chi_{\text{обр}}$ может уменьшаться с ростом σ .

Институт физики Сибирского
отделения Академии наук СССР

Литература

1. Greisach H., Ann. Phys., 3, 737 (1929).
2. Родичев А. М., Саланский Н. М., Синегубов В. И., Изв. СО АН СССР, 3, 123 (1960).
3. Ивлев В. Ф., Изв. АН СССР. Сер. физ., 16, 664 (1952).
4. Tebble R. S., Skidmore J. C., Cotner W. D., Proc. Phys. Soc. A, 63, 739 (1950).
5. Саланский Н. М., Родичев А. М., Буравихин В. А., Физика металлов и металловедение, 11, 843 (1961).
6. Tagasov L., Phys. Rev., 56, 1245 (1939).
7. Белов К. П., Упругие, тепловые и электрические явления в ферромагнитных металлах. Гостехиздат, М., 1951.
8. Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, стр. 630. Гостехиздат, М., 1948.
9. Дружинин В. В., Янус Р. И., Ж. техн. физ., 22, 848 (1952).
10. Киренский Л. В., Дрокин А. И., Лаптей Д. А., Изв. СО АН СССР, 2, 9 (1959).
11. Sixtus K. J., Tonks L., Phys. Rev., 37, 930 (1931).
12. Киренский Л. В., Савченко М. К., Родичев А. М., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, № 10, 1181 (1958).
13. Поливанов К. М., Родичев А. М., Игнатченко В. А., Физика металлов и металловедение, 9, 778 (1960).