

# ОПЫТЫ С БОЛЬШИМИ СКАЧКАМИ БАРКГАУЗЕНА <sup>1)</sup>

К. Сикстус

## § 1. О БОЛЬШИХ СКАЧКАХ НАМАГНИЧЕНИЯ

В ферромагнитных веществах большая часть изменения индукции при прохождении петли гистерезиса проходит в форме скачков Баркгаузена. Каждый такой скачок индукции состоит в прерывном изменении направления вектора индукции в маленькой области вещества величиной около  $10^{-8}$  см<sup>3</sup> в так называемой области Вейсса. Как показали Форрер<sup>1)</sup> и особенно Прейзах<sup>2)</sup>, подвергая образцы упругим напряжениям, эти скачки можно увеличить. В веществе с положительной магнитоотрицательностью, прилагая достаточно большие напряжения, можно достигнуть даже того, что все перемагничивание в направлении растяжения, т. е. все изменение индукции между положительным и отрицательным насыщением, происходит путем одного единственного скачка. Причина такой перемены в ходе изменения индукции при намагничивании, исключая обратимые процессы в пользу необратимых, и объединения этих последних в один единственный скачок следующая: в отсутствии внешних напряжений преимущественные направления<sup>2)</sup> в отдельной области определяются ориентирующим действием энергии кристалла<sup>3)</sup> и беспорядочными внутренними напряжениями. Приложенное извне и достаточно большое напряжение заставляет, однако, все векторы намагничивания вопреки, только что упомянутым влияниям, выбрать одно определенное преимущественное направление. В веществе с положительной магнитоотрицательностью, подвергнутом растяжению, оно совпадает с направлением приложенной силы, которое и становится легчайшим направлением намагничивания. Если проволока насыщена в положительном направлении, то вектор намагничивания сохраняет свое аксиальное положение при уменьшении поля, остаточное намагничивание равно насыщению, и лишь при достижении некоторой определенной силы поля в отрицательном направлении состояние намагничивания становится неустойчивым и наступает переброс вектора намагничивания на  $180^\circ$ . Таким образом в этом случае петля гистерезиса прямоугольная. Сила поля, при которой происходит этот переброс, называется обычно коэрцитивной силой. Однако так как здесь она имеет особое значение, мы назовем ее полем старта  $H_S$ .

Предварительные опыты, которые явились исходным пунктом для дальнейших исследований, производились на сильно растянутой проволоке, обладающей большими внутренними напряжениями. На ней лишь с трудом осуществляется предельный случай прямоугольной петли. Рис. 1 представляет петлю гистерезиса для такой про-

<sup>1)</sup> Probleme der Technischen Magnetisierungs Kurve. J. Springer. 1938. Gergausg. R. Becker. Перевод С. В. Вонсовского.

<sup>2)</sup> Т. е. направления легкого намагничивания. *Прим. перев.*

<sup>3)</sup> Энергии магнитной анизотропии. *Прим. перев.*

волокни (14% Ni — 86% Fe) при нагрузках  $\sigma = 0$  и  $\sigma = 92 \text{ кг/мм}^2$ . Хотя нагрузка  $\sigma = 92 \text{ кг/мм}^2$  лежит лишь немногим ниже предела текучести, однако ее еще недостаточно для того, чтобы полное изменение индукции происходило одним скачком. Очевидно, здесь еще не достигнута полная аксиальность легчайшего направления. Напротив, для отожженной мягкой пермаллоевой проволоки (78,5% Ni — 21,5% Fe) для получения прямоугольной петли достаточно уже нагрузки  $\sigma = 10 \text{ кг/мм}^2$ , т. е. меньше половины предела текучести.

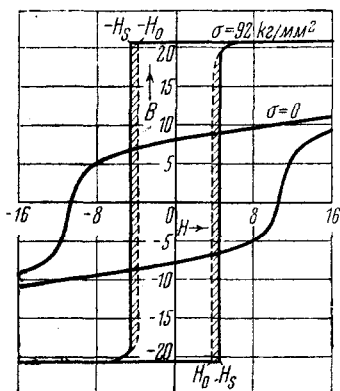


Рис. 1. Петли гистерезиса жесткой проволоки диаметра 0,38 мм (14% Ni — 86% Fe) при нагрузке  $\sigma = 0$  и  $\sigma = 92 \text{ кг/мм}^2$ . Область скачков заштрихована

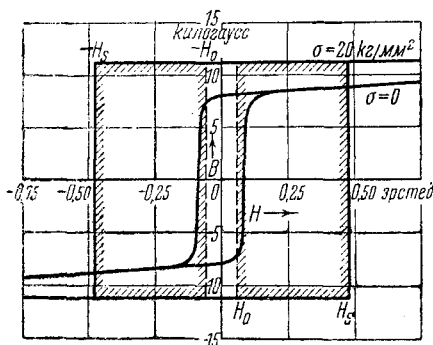


Рис. 2. Петли гистерезиса мягкой пермаллоевой проволоки диаметра 0,38 мм при нагрузке  $\sigma = 0$  и  $\sigma = 20 \text{ кг/мм}^2$ . Область скачков заключена в штрихованные границы

На рис. 2 представлены петли гистерезиса для  $\sigma = 0$  и  $\sigma = 20 \text{ кг/мм}^2$ . При разборе опытов Прейзаха Лэнгмюр указал, но то, что весьма мало вероятно, чтобы перемагничивание происходило в один и тот же момент вдоль всей длины проволоки. По аналогии с подобными процессами он предположил, что перемагничивание происходит следующим образом: на существующих в проволоке неоднородностях может естественно образоваться зародыш перемагничивания, который при благоприятных условиях будет расти с конечной скоростью вдоль всей проволоки. Опыты, предпринятые автором и Тонксом для проверки идеи Лэнгмюра, целиком подтвердили ее. Кроме того, эти опыты дали ряд дальнейших сведений о сущности процесса переброса. Эта статья дает в основном обзор работ, произведенных в этом направлении, в General Electric Company<sup>3</sup>.

При первых же ориентировочных опытах получился интересный результат, а именно: основное поле, в которое помещена вся проволока, необходимое для получения скачка вектора намагничивания, может быть ниже величины  $H_S$ . Нужно лишь, чтобы при наложении добавочного локального поля в каком-нибудь месте проволоки полное поле достигло величины поля старта  $H_S$ . При этом

вместо неподвергавшихся контролю естественных зародышей, которые вызвали перемагничение при основном поле, достигавшем  $H_S$ , мы произвольно создаем искусственный зародыш, который при определенном поле  $H$  начинает расти. Наименьшее значение основного поля, при котором искусственный зародыш может еще вызывать перемагничение, назовем критическим полем  $H_0$ . Получая зародыши при различных силах основного поля, можно было измерить скорость распространения магнитной волны, исходящей от искусственного зародыша в зависимости от силы поля в широкой области полей от  $H_S$  до  $H_0$ . С этого мы и начнем наше рассмотрение. Затем мы будем исследовать зависимость характеристических полей  $H_S$  и  $H_0$ , которые можно рассматривать как наблюдаемые, вернее, как истинные коэрцитивные силы, от внешних влияний. Наконец, мы будем заниматься изучением стационарных областей перемагничения, которые мы можем получить или торможением, или «замораживанием» волны перемагничения, или кратковременным приложением более высоких локальных полей. Эти опыты дают сведения о магнитных граничных слоях между спонтанными областями с намагничением противоположных направлений.

## § 2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ НАМАГНИЧЕНИЯ В ПРОВОЛОКЕ

Рис. 3 дает схему установки, на которой производились опыты. Образец, большей частью в виде проволоки, реже в виде ленты, помещался в напряженном состоянии в намагничивающую катушку длиной 65 см, создающую основное однородное поле  $H$ . На одном из концов основного поля при помощи короткой катушки создается добавочное поле  $H_0$ . Тогда при определенном соотношении полей там возникает волна перемагничения, и мы можем наблюдать за ее движением вдоль проволоки. Для измерения скорости этого движения на определенном расстоянии друг от друга на проволоке помещены две катушки, в которых волна при прохождении индуцирует импульс напряжения. Интервал времени между этими импульсами измеряется замкнутым на катушки ламповым контуром по баллистическому методу и отсюда вычисляется скорость волны перемагничения. Опыты производились на проволоках из железоникелевых сплавов различного состава с различной механической и термообработкой. Здесь выбраны лишь результаты, полученные на закаленной проволоке (14% Ni — 86% Fe) и на отожженной пермаллоевой проволоке (78,5% Ni — 21,5% Fe), петли гистерезиса которых даны на рис. 1 и 2. Существенная разница между обеими

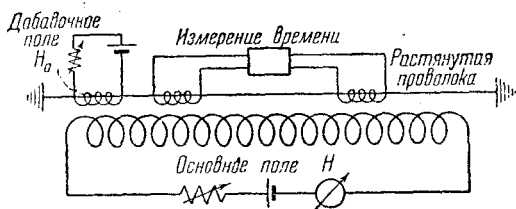


Рис. 3. Схема установки для измерения скорости распространения перемагничивания

дать за ее движением вдоль проволоки. Для измерения скорости этого движения на определенном расстоянии друг от друга на проволоке помещены две катушки, в которых волна при прохождении индуцирует импульс напряжения. Интервал времени между этими импульсами измеряется замкнутым на катушки ламповым контуром по баллистическому методу и отсюда вычисляется скорость волны перемагничения. Опыты производились на проволоках из железоникелевых сплавов различного состава с различной механической и термообработкой. Здесь выбраны лишь результаты, полученные на закаленной проволоке (14% Ni — 86% Fe) и на отожженной пермаллоевой проволоке (78,5% Ni — 21,5% Fe), петли гистерезиса которых даны на рис. 1 и 2. Существенная разница между обеими

проволоками заключается в величине внутренних напряжений; в этом отношении образцы представляют два предельных случая. Результаты измерений скорости представлены на рис. 4 и 5. В обоих случаях видно, что при всех нагрузках скорость распространения  $v$  возрастает с ростом основного поля. В жесткой проволоке, опыты с которой мы будем рассматривать сначала, это возрастание примерно линейно (рис. 4). При заданном напряжении  $v$  —  $H$ -кривые оканчиваются с одной стороны при абсциссе  $H_S$ , так как здесь

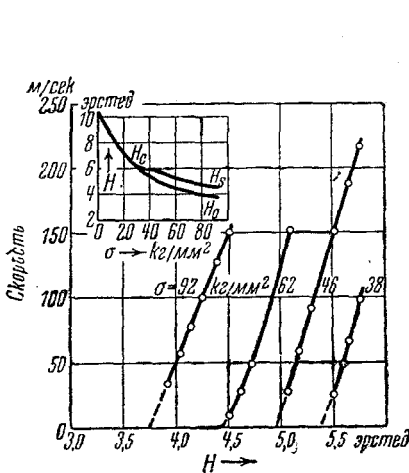


Рис. 4. Скорость распространения перемангничивания в жесткой проволоке (см. рис. 1) и зависимость  $H_0$  и  $H_S$  от напряжений  $\sigma$

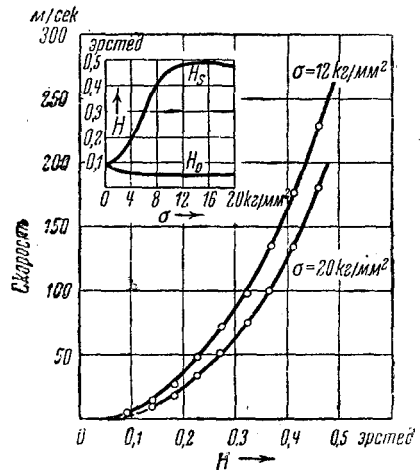


Рис. 5. Скорость распространения в мягкой проволоке (см. рис. 2) и зависимость  $H_0$  и  $H_S$  от напряжений  $\sigma$

начинают образовываться естественные зародыши, с другой стороны они экстраполируются к нулевой скорости. Поле  $H_0$ , соответствующее  $v = 0$ , так называемое критическое поле, определяется поэтому как такое поле, при котором, однажды образовавшийся зародыш распространяется бесконечно медленно. Следовательно, волна перемангничивания не может проникнуть в ту область проволоки, в которой сила поля меньше, чем  $H_0$ . При возрастании нагрузки  $\sigma$  кривые  $v$  —  $H$  смещаются приблизительно параллельно слабым полям. Это можно объяснить из соотношения между  $H_0$  и  $\sigma$ , что будет сделано в § 5. Зависимость скорости от главного поля для твердых проволок хорошо передается уравнением

$$v = A(H - H_0). \quad (1)$$

Здесь величина  $A$  — довольно постоянна не только для данной проволоки и данного напряжения, но также и для различных напряжений и для проволок различных диаметров; она в среднем равна  $A = 250 \text{ м} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{эрстед}^{-1}$  для 15% Ni — 85% Fe.

В пермаллоевой проволоке напротив  $v-H$ -кривые приближаются к параболам (рис. 5). Здесь в противоположность жесткой проволоке  $v-H$ -кривые при увеличении нагрузки смещаются в сторону более высоких полей, что также будет объяснено в § 5. Наибольшая скорость, наблюдаемая в пермаллоевой проволоке, составляла  $10^3 \text{ м}\cdot\text{сек}^{-1}$ . Эта скорость является наибольшей, но, однако, она еще значительно ниже скорости звука в металлах ( $\sim 5 \cdot 10^3 \text{ м}\cdot\text{сек}^{-1}$ ).

На жесткой проволоке состава 15% Ni — 85% Fe была измерена температурная зависимость скорости распространения. Кривые рис. 6 сняты от высоких к низким температурам. Поэтому они не зависят от эффекта отпуски и дают обратимую температурную зависимость. Как наклон кривых, так и на  $H_0$  температура оказывает лишь малое влияние. Крутизна кривых при повышении температуры незначительно возрастает, и  $H_0$  убывает с повышением температуры лишь очень мало. Наоборот, в нормальном мягком железе коэрцитивная сила между комнатной температурой и  $300^\circ$  падает почти на 25%. Иной результат, полученный в нашем случае, вероятно, определяется существованием ясно выраженного легчайшего направления намагничивания.

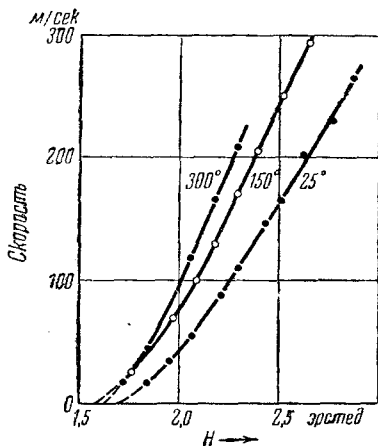


Рис. 6. Кривые скоростей при различных температурах для проволоки из сплава 15% Ni — 85% Fe;  $\sigma = 77 \text{ кг/мм}^2$

### § 3. ПРОНИКНОВЕНИЕ НАМАГНИЧЕНИЯ В ПРОВОЛОКУ

Намагничивание проникает в радиальном направлении в проволоку лишь постепенно, с конечной скоростью, также как оно распространяется вдоль проволоки. Это проникновение можно лучше всего проследить осциллографической съемкой изменения потока  $\frac{d\Phi}{dt}$  в катушке, скользящей по проволоке во время прохождения волны. При скорости  $v$  в  $10^4 \text{ см}\cdot\text{сек}^{-1}$  импульс напряжения в катушке длиной 1 см должен иметь продолжительность около  $10^{-4}$  сек., если принять моментальное проникновение до оси проволоки и, кроме того, плоский фронт волны. Эксперимент, наоборот, дает для одного определенного случая во 100 раз большую продолжительность импульса и, следовательно, длину области перемагничивания в 100 см. Объяснение заключается в том, что благодаря перемагничиванию возникают токи Фуко, которые экранируют наложенное основное поле от середины проволоки и допускают проникновение перемагничивания в проволоку лишь с поверхности. Если

мы теперь для упрощения пренебрежем толщиной граничного слоя между противоположно намагниченными областями, то из осциллограмм можно получить форму границы. При помощи уравнения  $x = vt$ , где  $x$  — расстояние какого-нибудь поперечного сечения от переднего края волны, можно проинтегрировать найденные из осциллограмм значения  $\frac{d\Phi}{dt}$  по длине и, таким образом, получить из временной зависимости проникновения форму фронта волны перемагничивания.

На рис. 7, кроме временного подъема индукции, приводится также продольный разрез проволоки в месте граничного слоя,

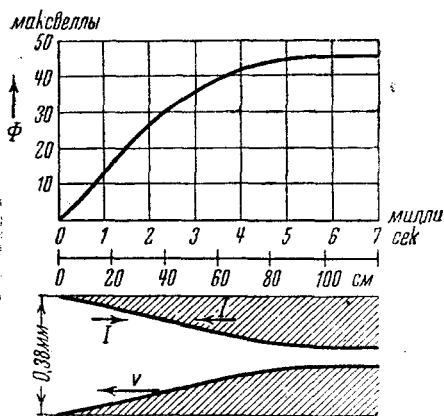


Рис. 7. Вверху: возрастание потока в данном сечении проволоки (масштаб времени) и вдоль проволоки (масштаб длины) по данным осциллографа. Внизу: продольный разрез фронта волны перемагничивания. Проволока рис. 1,  $\sigma = 92 \text{ кг/мм}^2$

который при сделанных предположениях имеет форму воронки; отверстие воронки направлено вперед по направлению распространения. Тот факт, что скачок здесь меньше, чем  $2 I_S$  ( $I_S$  — намагничение насыщения), затрудняет наглядное представление граничной поверхности. На рис. 7 просто принято, что на оси проволоки находится еще не перекинутая область.

Возможное возражение против только что описанной картины граничной поверхности будет еще дискутироваться ниже. При сделанном предположении в эту поверхность упираются противоположно направленные векторы намагничения; благодаря этому она представ-

ляет собой поверхность с магнитными зрядями, которые создают определенное поле. Приближенный легкий подсчет дает, что радиальная компонента поля, которая в противоположность аксиальной составляющей может быть определена сама по себе, имеет порядок величины 10 эрстед. Можно предположить, что поля такой величины нарушают строгую аксиальность индукции, однако это не так. Измерения на скрученной проволоке (см. § 5) показали, что проницаемость для полей, перпендикулярных преимущественному направлению, практически равна единице, так что поле в 10 эрстед не оказывает никакого влияния на намагничение. Если не принять во внимание это простое обстоятельство, которое имеет место в реальных случаях, мы сильно усложним расчет, что и делает, например, теорию С. Коха<sup>4</sup> ненужно сложной.

Мы пока ограничились передачей экспериментальных данных.

Однако замедление проникновения намагничивания в проволоку математически  $3^{11}$  можно также рассчитать при определенных предположениях. Во-первых, можно считать, что переброс намагничений в любом месте проволоки может произойти только тогда, когда локальное поле достигает величины  $H_0$ . Во-вторых, мы будем рассматривать поле, вызванное только вихревыми токами, возникающими благодаря перебросам, и будем пренебрегать размагничивающим полем и энергией границы между различно намагниченными областями.

Тогда для полного времени проникновения в проволоку радиуса  $a$  получаем

$$\delta t = \frac{4\pi^2 a^2 \Delta I}{\rho c^2 (H - H_0)} = 3,94 \cdot 10^{-8} \cdot a^2 \Delta I / \rho (H - H_0), \quad (2)$$

где  $\Delta I$  — изменение индукции при скачке, а  $\rho$  — удельное сопротивление. Для ленты толщиной  $2b$  имеем

$$\delta t = 7,88 \cdot 10^{-8} b^2 \Delta I / \rho (H - H_0). \quad (3)$$

Сравнение величин, вычисленных по этим формулам, со временем, взятым из осциллограмм, дает для проволоки при изменении  $H - H_0$  постоянный множитель между измеренными и вычисленными значениями, причем измеренные времена выше, чем вычисленные. Этот множитель тем больше, чем меньше толщина проволоки. Это показывает, что хотя формула (2) правильно отражает зависимость  $\delta t$  от  $\Delta I$ ,  $\rho$  и  $(H - H_0)$ , но зависимость от толщины, предсказанная по ней, противоречит наблюдениям. Экспериментально  $\delta t$  убывает линейно с уменьшением радиуса, в то время как формула требует квадратичной зависимости. Для того чтобы получить согласие между формулой и экспериментом, можно вместо  $a^2$  подставить величину  $\alpha \cdot a$ , где  $\alpha$  для некоторого количества проволок различного состава и толщины равно 0,35 мм. Тогда для тех проволок, для которых  $H_0$  лежит между 1,40 и 8,36 эрстеда, отклонение вычисленных величин от измеренных в большинстве случаев не больше чем 20%. Более поздние измерения Сикстуса и Тонкса, которые еще не опубликованы, произвелись на очень мягких материалах. При радиусе проволоки  $a = 0,19$  мм (проволока I: 78,5% Ni — 21,5% Fe;  $H_0 = 0,07$  эрстед; проволока II: 15% Ni — 85% Fe,  $H_0 = 0,67$  эрстед) уравнение с  $a^2$  дает хорошее совпадение с экспериментом, но при  $a = 0,065$  мм (проволока III: 78,5% Ni — 21,5% Fe,  $H_0 = 0,12$  эрстед) совпадения можно достигнуть, лишь вводя  $\alpha = 0,20$  мм. Эти новые данные во всяком случае показывают, что  $\alpha$  не есть константа и что формула с  $a^2$  при столь мелких толщинах удовлетворяет опыту тем лучше, чем меньше критическое поле в рассматриваемой проволоке.

Общая формула проникновения может быть установлена, если первым делом принять во внимание поверхностную энергию границы, к чему в конце следующего параграфа мы подойдем еще немного ближе.

#### § 4. ДЛИНА ГРАНИЧНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Несмотря на то, что в вопросе распространения существуют еще некоторые неясности, в последнем параграфе (§ 6) будет показано, что величина  $\delta t$  в общем объясняется эффектом вихревых токов. В уравнении  $\lambda = v \cdot \delta t$ , где  $\lambda$  — длина граничной поверхности,  $\delta t$  есть первичная независимая величина. Возникает вопрос:  $v$  или  $\lambda$  является другой основной величиной? Можно считать скорость основной величиной. Однако до сих пор не удавалось вывести ее из атомных свойств (исследования И. Валлера в этом направлении упоминаются у Блоха<sup>5</sup>). При новых исследованиях приобрела смысл длина граничной поверхности. Если это соображение оправдается на деле и  $\lambda$  можно будет рассчитать из определенных магнитных и энергетических соотношений, то можно будет больше не считать скорость распространения основной величиной.

Граничная поверхность вызывает вблизи своей движущейся границы движущееся вперед поле, которое складывается с существующим основным полем. Штейнберг<sup>6</sup> высказал гипотезу, что при поступательном движении границы устанавливается такое  $\lambda$ , чтобы на переднем конце общее поле как раз достигало величины поля старта  $H_S$ . Эта гипотеза благодаря новым исследованиям Деринга (см. следующую статью) теряет свою правдоподобность. Отсюда можно, скорее, заключить, что  $\lambda$  будет устанавливаться таким, чтобы выполнялось соотношение: энергия вихревых токов + поверхностная энергия + размагничивающая энергия =  $(H - H_0) \Delta l$ . Соответствующий расчет еще до сих пор не производился. Также и при точном расчете времени проникновения надо принимать во внимание все три вида энергии. Так как лишь часть  $(H - H_0) \Delta l$  превращается в вихревые токи, то в уравнение для времени проникновения входит не  $(H - H_0)$ , а лишь часть, так что вычисленное  $\delta t$  станет больше и будет в лучшем согласии с опытом.

#### § 5. КРИТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ И ПОЛЕ СТАРТА

Растяжение. На маленьких графиках рис. 4 и 5 можно видеть, как критическое поле  $H_0$  (о котором первым делом и будет идти речь) зависит от величины приложенной нагрузки. В обоих случаях при возрастании нагрузки  $H_0$  падает сначала быстро, а затем медленнее, стремясь к некоторому предельному значению, которое на рис. 5 достигается. Влияние нагрузки, таким образом, существенно отличается от влияния внутренних напряжений. Известно, что искажения, вызванные обработкой и загрязнениями, увеличивают коэрцитивную силу. Это также ясно видно на обеих испытываемых проволоках: значение  $H_0$  на закаленной проволоке выше, а на мягкой отожженной проволоке значительно ниже. Как раз в пермаллое, поведение которого подробно исследовал Прейзах<sup>7</sup>, внутренние напряжения вследствие очень малой магнитоэластики могут изменяться очень мало; кроме того, в этих сплавах очень мала кристаллографическая магнитная энергия, которая таким же



путем, как и внутренние напряжения, создает от области к области различные преимущественные направления.

Для более полного выяснения связи между  $H_0$  и  $\sigma$  на рис. 8 даны дальнейшие кривые, полученные Прейзахом для отожженного пермаллоя.  $H_0$  здесь также падает с возрастанием нагрузки  $\sigma$  до некоторого остаточного значения  $H_{0R}$ , которое достигается при  $\sigma \sim 5 \text{ кг/мм}^2$ . Эта нагрузка должна превышать величину внутренних напряжений для того, чтобы в основном уравновесить последние и создать преимущественное направление повсюду вдоль оси проволоки. При более высоких  $\sigma$   $H_0$  остается константой. В отдельных случаях наблюдался, правда, незначительный, вторичный подъем  $H_0$ , который, видимо, обуславливался уже пластическими напряжениями в проволоке и который в дальнейшем мы не будем принимать во внимание. Прейзах также указал причину иного поведения жесткой проволоки. В этом случае внутренние напряжения столь велики, что мы не можем установить одного единственного преимущественного направления намагничивания даже при помощи напряжений, лежащих вблизи предела текучести.

Согласно Блоху и Прейзаху  $H_0$  распадается на две части. Во-первых, имеется остаточное значение  $H_{0R}$ , которое существует и при однородном преимущественном направлении, и, во-вторых, добавочное поле  $H_{0z}$ , которое отлично от нуля в том случае, когда ось проволоки не является еще направлением легчайшего намагничивания вдоль всей проволоки.

$H_{0R}$  вызывается локальными флюктуациями константы решетки и измеряется энергией, которая требуется для того, чтобы волна перемагничивания преодолела такое препятствие. Напротив того,  $H_{0z}$  измеряется работой, которая должна быть произведена против энергии магнитной анизотропии и магнитоупругой энергии напряжений еще не ориентированных областей. Прейзах в своей работе рассматривает модель, при помощи которой можно описать поведение не только  $H_0$ , но также и остаточного намагничивания и обратной проницаемости при остаточном намагничении.

На рис. 4, 5 и 8 приведено, кроме  $H_0$ , также и поле старта  $H_s$  для граничных случаев жесткой и мягкой проволоки. В случае жесткой проволоки  $H_s$  уменьшается с ростом растяжения так же, как и  $H_0$ . В случае же мягкой проволоки, наоборот,  $H_s$  все время растет с ростом  $\sigma$ . Из рис. 8 видно, что  $H_s$  достигает величины,

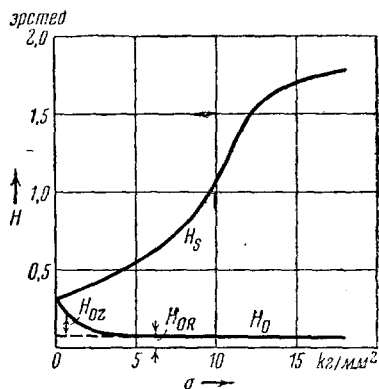


Рис. 8. Критическое поле  $H_0$  и поле старта  $H_s$  в зависимости от напряжений  $\sigma$  (пермаллой по Прейзаху)

в 27 раз большей, чем  $H_0$ . Наблюдались также и промежуточные случаи, когда  $H_S$  сначала падает, а потом, начиная с некоторого значения натяжения, снова растет. Как будет показано в § 6, величина полей старта определяется величинами зерен перемagnичивания. Мы принимаем факт существования таких зерен, которые намагничены противоположно основной части проволоки, не касаясь вопроса об их зарождении, который пока еще неясен. Мы здесь хотим отметить только то, что  $(H_S - H_0)$  есть мера энергии, которая нужна для того, чтобы произошло спонтанное намагничение путем роста зародыша. Вероятно, в проволоке рис. 8 естественные зародыши при  $\sigma = 18 \text{ кг/мм}^2$  особенно малы, и поэтому для того чтобы произошел и спонтанный рост, требуется очень большая энергия.

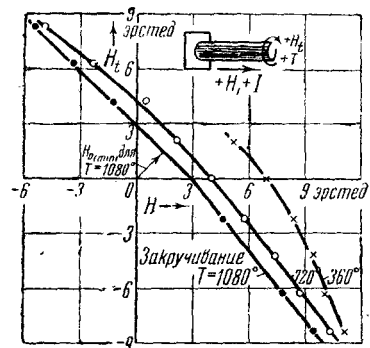
Кручение. До сих пор мы имели дело лишь с такими случаями, когда при растяжении возникало лишь одно магнитное преимущественное направление, параллельное оси проволоки. При этом это преимущественное направление всегда совпадало с прикладываемым полем. Однако можно получить преимущественное направление также под любым углом до  $45^\circ$  к оси тем, что мы будем проволоку не только растягивать, но также и скручивать. Если мы будем только скручивать, то преимущественное направление будет под углом в  $45^\circ$ . Направление поля также может изменяться любым образом, если кроме продольного наложить еще циркулярное поле, пропуская ток через проволоку. Как скручивание, так и циркулярное поле в поперечном сечении, конечно, не постоянны;

оба они убывают от наивысшей величины на поверхности проволоки до нуля на оси ее. В дальнейшем мы выбираем знак (направления) для упругих напряжений и магнитного поля, как это изображено на рис. 9; при обозначении численных величин всегда подразумеваются значения на поверхности проволоки.

Прейзах<sup>2</sup> уже указал, что скручиванием можно добиться в Fe—Ni-проволоках больших скачков. Истолкование происходящих при этом явлений, особенно поведения критического поля, сделались возможным позднее при изучении его зависимости от циркулярного поля<sup>3</sup>. III. Опять была взята проволока диаметром 0,38 мм

Рис. 9. Критическое поле в скрученной проволоке при одновременном включении продольного  $H$  и циркулярного  $H_c$  поля (проволока из 15% Ni—85% Fe, длиной 80 см)

и определялись ее поля  $H_0$  для различных скручиваний и циркулярных полей. На рис. 9 каждая точка представляет собой поле на поверхности проволоки как по величине, так и по направлению. Для различных скручиваний проволоки величины  $H_0$  лежат при-



мерно на прямых и параллельных друг другу линиях, которые составляют с осями угол  $45^\circ$ . Следовательно, компоненты поля в направлении, нормальном к линиям, для каждой точки одной и той же линии примерно одинаковы; они дают истинное критическое поле для данного напряжения. Направление этой нормали соответствует, очевидно, магнитному преимущественному направлению; итак, мы видим, что лишь компонента поля вдоль легчайшего направления вызывает перебросы, даже если при этом перпендикулярная ей компонента гораздо больше. Тот же результат получается на растянутых проволоках, с продольным и циркулярным током. Циркулярное поле, в четыре раза большее критического, не оказывало на последнее никакого влияния.

Если сравнить возникающие при кручении напряжения и их влияние на критическое поле со случаем чистого растяжения, то оказывается, что одна и та же величина  $H_0$  при кручении достигается при меньших напряжениях, чем при растяжении. Вопрос о том, насколько это обусловлено возникающими одновременно напряжениями сжатия или существующей преимущественной ориентацией кристаллитов, пока еще не изучен.

Максимальное значение скачка намагничивания в скрученной проволоке равно, очевидно,  $2I_S$ , но наблюдается лишь аксиальная слагающая этого скачка, равная  $\frac{2I_S}{\sqrt{2}}$ . Практически это значение

не достигается. Например Прейзах<sup>2</sup>, в случае сплава 80% Ni — 92% Fe и чистого Ni получал максимальный скачок в  $0,5 \cdot 2I_S$ . Это может быть объяснено следующим образом. Для того чтобы создать направление легчайшего намагничивания вблизи оси проволоки, надо так сильно закрутить проволоку, что во внешних зонах уже наступает пластическое течение, и вследствие этого там критическое поле снова начинает расти. Таким образом нельзя достичь однородного натяжения, необходимого для одного единственного скачка.

Если мы будем откладывать предельное намагничение как функцию продольного поля, при наличии закручивания, продольного и циркулярного полей, получается петля гистерезиса несимметричная относительно начала координат. Большие скачки Баркгаузена на обеих ветвях петли гистерезиса происходят при различных полях и имеют неодинаковую величину. Это можно легко видеть из графика рис. 9.

Давление и изгиб. Напряжения, которые получаются при помощи давления или изгиба, также могут приводить к большим скачкам. Для веществ с отрицательной магнитострикцией чистое сжатие должно приводить к цели<sup>1)</sup>; однако это трудно осуществить. Поэтому пока опыты в основном проводились с изгибом, причем в качестве исследуемого материала служил Ni. Из-за отрицательной магнитострикции Ni в областях сжатия, образующихся

<sup>1)</sup> Наиболее подробно вопрос о влиянии внешних напряжений на магнитную анизотропию изложен в статье Ганса (Ann. Phys., 42, 680, 1935). Прим. перев.

при изгибе, появлялось аксиальное направление легчайшего намагничивания. Однако отношение  $H_0$  и  $H_S$  еще не определено. Скачок в изогнутом Ni достигает величины  $0,5 \cdot 2I_S$ <sup>8</sup>.

Большие скачки без внешних натяжений. Часто мягкие пермаллоевые образцы и без внешних натяжений дают большие скачки Баркгаузена. Можно также наблюдать большие скачки и в некоторых Ni—Fe—Co-сплавах (например 35% Ni—20% Fe—45% Co) при специальной термообработке. Распространение волны перемагничивания в них ничем существенно не отличается от случая Ni—Fe-сплавов под нагрузкой<sup>3, 11</sup>; но при нагрузке и кручении скачки исчезают.

Монокристаллы в направлении легчайшего намагничивания имеют очень крутую кривую намагничивания; однако в обычных образцах больших скачков Баркгаузена наблюдать нельзя благодаря размагничивающему полю концов. Бозорт<sup>9</sup> обошел это затруднение тем, что он своему образцу придал форму рамки, причем эта рамка была вырезана из одного монокристалла параллельно направлениям легчайшего намагничивания; петля гистерезиса получалась при этом почти прямоугольной и имела вертикальные участки, длина которых лишь незначительно меньше  $2I_S$ <sup>1)</sup>.

## § 6. БОЛЬШИЕ ПРОТИВОПОЛОЖНО НАМАГНИЧЕННЫЕ ОБЛАСТИ

В предыдущих параграфах мы рассмотрели условия возникновения больших скачков, а также распространение магнитной граничной поверхности во время скачка. Возникающие при ее движении вихревые токи затрудняют изучение существенных особенностей на граничной поверхности. Поэтому был поставлен опыт по получению большого зерна перемагничивания путем торможения волны или путем кратковременного наложения локального поля. Это дает возможность лучше изучить граничную поверхность в стационарном состоянии; эти опыты и описываются ниже. Мы рассмотрим при этом только простейший случай, когда направление легчайшего намагничивания параллельно оси проволоки. Под большим зерном перемагничивания мы будем понимать такой участок проволоки, намагничение которого противоположно намагничению основной ее части.

Торможение распространения волны. Распространение намагничивания вдоль проволоки можно затормозить при помощи наложения локального поля<sup>3, IV</sup>. Это локальное поле, которое можно получить, например, при помощи короткой катушки, должно быть антипараллельно основному полю и превышать некую мини-

<sup>1)</sup> В любезном кратком сообщении д-р Бозорт указал мне, что прямоугольная петля гистерезиса получена на образце из сплава 65% Ni—35% Fe, охлажденного в магнитном поле (J. F. Dillinger a. R. M. Bozorth, *Physics*, **6**, 279, 1935). Такой материал может при постоянно поддерживаемом внешнем поле потребовать много минут для полного перемагничивания.

мальную величину, которая сложным образом зависит от величины основного поля и от длины катушки торможения. Если локальное поле слишком слабо, то происходит лишь замедление распространения волны перемагничивания в данном месте; после прохождения этой области волна начинает распространяться с прежней скоростью. В случае полного торможения распространения индикаторная катушка, помещенная за катушкой торможения, не обнаруживает перемагничивания. Если снять поле торможения, то волна снова начинает распространяться. Кривые потока заторможенной волны, которые снимались баллистически при помощи движущейся индикаторной катушки, имели ту же самую форму, что и вышеприведенные кривые рис. 7, но были лишь значительно короче; они были тем короче, чем выше было основное поле, в котором замораживалась волна. По характеру этих кривых можно считать, что замороженная граничная поверхность имеет форму воронки и отличается от формы движущейся поверхности лишь глубиной.

Критическое рассмотрение результатов измерений приводит к естественному выводу, что распространение границы при торможении происходит до тех пор, пока суммарное поле по всей поверхности не достигнет величины  $H_0$ . Это можно подтвердить для большей части граничной поверхности; размагничивающее поле граничной поверхности в значительной степени, а именно к концам, отрицательно, т. е. направлено противоположно основному полю и приблизительно равно  $(H - H_0)$ . Напротив, близ переднего конца этот расчет недостаточен; здесь оно положительно и противодействует тормозящему полю. Во всяком случае и при этом надо принять во внимание поверхностную энергию, чтобы полностью охватить явление.

Здесь надо упомянуть еще о неопубликованных опытах, в которых движущаяся граничная поверхность замораживалась в своей первоначальной форме путем выключения основного поля. Затем проволока постепенно травилась и снималось изменение потока при различных толщинах вдоль проволоки; из изменения кривых потока можно непосредственно вывести форму граничной поверхности. Опыты в основном подтвердили первоначальное предположение о воронкообразной форме.

**Зерна перемагничивания.** До сих пор говорилось об областях перемагничивания, которые были стабильны лишь тогда, когда поле в проволоке или поддерживалось локальным тормозящим полем продолжительное время ниже  $H_0$  или в целом поле снижалось до величины, меньшей чем  $H_0$ . В дальнейшем будет описан метод получения таких областей также при  $H > H_0$  и сохранении их стабильными<sup>3, 5</sup>.

В предисловии говорилось, что в основном поле  $H$  при  $H_0 < H < H_S$  может начаться распространение перемагничивания в проволоке, если в каком-нибудь месте довести силу поля путем наложения добавочного поля  $H_{ao}$  до величины поля старта  $H_S$ . Найдено, что при кратковременном наложении добавочного поля  $H_{ao} (= H_S - H)$ , скажем, на продолжительность  $t_1 = 10$  милли-

секунд. распространения не произойдет. Если при одинаковой продолжительности увеличить величину добавочного поля выше, чем  $H_{ao}$ , то при определенном значении  $H_a$  начнется распространение. При измененной продолжительности  $t_2$  воздействие тоже будет другое, и для начала старта надо другое поле  $H_a > H_{ao}$ : определяется оно из условия, что при заданном основном поле произведение  $(H_a - H_{ao}) t$  должно оставаться примерно постоянным.

Если это критическое значение произведения не достигается хотя бы из-за слишком короткой продолжительности импульса, то старт не наступает, но в проволоке имеют место некоторые изменения. Это можно заметить потому, что теперь основное поле не нужно доводить до  $H_S$ , для того чтобы получить распространение.

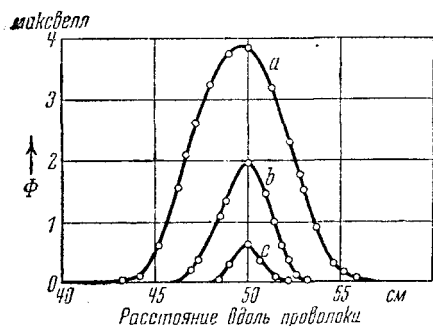


Рис. 10. Кривые потока намагничивания зародышей различной величины в отожженной проволоке (15% Ni — 85% Fe). Числа  $a$ ,  $b$  и  $c$  дают соответствующие толщины зародышей:  $a$  — 0,110,  $b$  — 0,077,  $c$  — 0,044 мм

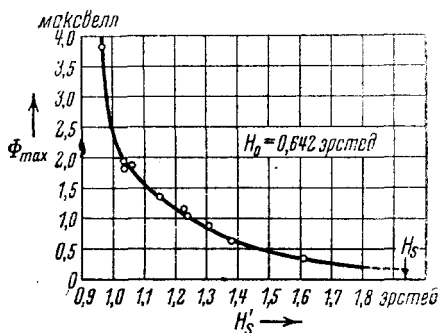


Рис. 11. Связь между толщиной зародышей, вычисленной по максимумам на кривых потока (см. рис. 10), и полем старта  $H'_S$

Эти наблюдения заставляют предположить, что зародыш определенной величины в определенном поле сохраняет способность возбуждать перемагничивание. Правильность этого можно, хотя бы для больших зародышей, показать измерением. На некоторое поле  $H > H_0$  накладывается на некоторое время добавочное поле  $H_a > H_S - H$  длиной 10 мм, которого не хватает, чтобы начать спонтанное распространение. Движение индикаторной катушки в определенной области проволоки дает измеримое баллистическое отклонение, которое показывает частичное перемагничивание проволоки. Из измеренных кривых потока (рис. 10) можно заключить о форме и расположении зародышей. Можно думать, что здесь, как и в случае спонтанного распространения, проникновение размагничивания от поверхности уменьшается, и зародыш можно представить как кольцо. Однако существует значительное различие между обоими случаями; пока не происходит переброса, проницаемость проволоки равна единице, в течение же перебросов намагничивания

проницаемость существенно выше. Так как время проникновения примерно пропорционально проницаемости, то добавочное поле в полной силе проникнет уже сквозь все сечение проволоки, прежде чем произойдет рост зародыша. Отсюда мы приходим к выводу, что зародыш может вырасти в любом месте поперечного сечения проволоки, но вероятнее всего — в искаженных местах. Толщина зародыша может быть определена точно по максимумам кривых потока, если сделать предположение, справедливое в случае длинных зародышей, что весь поток, обусловленный зародышем, пересекает индикаторную катушку. Однако вывод размеров зародыша из кривых потока наталкивается на затруднения. Мы считаем, что зародыш имеет форму эллипсоида вращения, меньшая ось которого вычисляется из максимумов кривых потока, а большая ось соответствует длине кривой потока. Зародыш, соответствующий наибольшей кривой потока на рис. 10, имеет длину в 135 *мм* и толщину в 0,11 *мм* при диаметре проволоки в 0,38 *мм*.

После измерения зародыша начинаем медленно увеличивать основное поле до наступления спонтанного роста. Во время этого увеличения поля толщина зародыша не изменяется, о чем мы заключаем по неизменности максимумов на кривых потока. Обозначим через  $H'_S$  значение основного поля, при котором наступает рост зародыша. На рис. 11 изображена связь между  $H'_S$  и высотой максимума на кривой потока зародыша, для которого определяется  $H'_S$ , для проволоки 15% Ni — 85% Fe. Чем ближе подходит основное поле к значению  $H_S$ , тем меньше размеры зародыша, необходимого для старта; если его длина меньше, чем внутренний диаметр индикаторной катушки, то максимум потока нельзя уже измерить с достаточной точностью. Точно так же нельзя прямо измерить естественный зародыш, который начинает расти в поле  $H_S$ , по причине малости его размеров. Но мы можем получить приближенно его толщину, экстраполируя кривую на рис. 11 от последней измеренной точки, а его длину оценить по длинам, наблюдаемым у больших зародышей. Для толщины при этом получаем величину, меньшую чем микрон, и длину в несколько миллиметров. Следовательно, объем естественного зародыша по порядку величины такой же, как и объем областей, которые вызывают обычный эффект Баркгаузена.

Вопрос о том, почему эти зародыши стабильны в поле, величина которого достаточна для их роста, т. е. — почему задерживается спонтанный рост зародышей, аналогичен вопросам, которые возникают при изучении образования зародышей конденсации в пересыщенном паре. Это прежде всего требует выяснения роли, которую играет поверхностная энергия; в магнитном случае надо еще добавить размагничивающее поле зародыша. Условия равновесия приводят к тому, что суммарное поле на поверхности зародыша благодаря размагничивающему полю уменьшается от  $H$  до  $H_0$ . Однако это условие не удовлетворяется на концах зародыша, так как там размагничивающее поле положительно, и поэтому суммар-

ное поле даже превышает  $H$ . Задача может быть решена, как показал Деринг, только в том случае, если принять во внимание поверхностную энергию магнитной граничной поверхности. Это решение изложено в следующей статье.

---

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. R. Forrer, J. de Physique, (6) **7**, 109, 1926.
  2. F. Preisach, Ann. d. Phys., **3**, 737, 1929.
  3. I) K. J. Sixtus a. L. Tonks, Phys. Rev., **37**, 930, 1931;  
II) K. J. Sixtus a. L. Tonks, Phys. Rev., **42**, 419, 1932;  
III) L. Tonks a. K. J. Sixtus, Phys. Rev., **43**, 70, 1933;  
IV) L. Tonks a. K. J. Sixtus, Phys. Rev., **43**, 93, 1933;  
V) K. J. Sixtus, Phys. Rev., **48**, 425, 1935.
  4. S. Koch, Avhandl. Akad. Oslo, I. Mat.-Nat. Kl. № 7, 36, 1935.
  5. F. Bloch, Z. Physik, **74**, 295, 1932.
  6. D. S. Steinberg, Sow. Phys., **7**, 155, 1935.
  7. F. Preisach, Physik, Z., **33**, 913, 1932.
  8. M. Kersten, Z. Physik, **71**, 553, 1931.
  9. R. M. Bozorth, J. Appl. Phys., **8**, 575, 1937.
-