

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)
ФАКУЛЬТЕТ АЭРОКОСМИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

Лабораторная работа 3.4.5
Петля гистерезиса (динамический метод)

Рогозин Владимир
Группа Б03-106

Цель работы: изучение петель гистерезиса различных ферромагнитных материалов в переменных полях.

Оборудование: автотрансформатор, понижающий трансформатор, интегрирующая цепочка, амперметр, вольтметр, электронный осциллограф, делитель напряжения, тороидальные образцы с двумя обмотками.

Теоретические сведения: Помимо диа- и парамагнетиков, которые слабо реагируют на внешнее магнитное поле, в природе существуют вещества, способные сильно намагничиваться даже в небольших полях. Такие вещества относят к классу *ферромагнетиков*. Зависимость намагниченности \mathbf{M} от напряжённости магнитного поля \mathbf{H} у всех ферромагнетиков оказывается нелинейной: магнитная восприимчивость χ не является константой и зависит от \mathbf{H} . Кроме того, анизотропия кристаллической решётки приводит к тому, что χ может иметь тензорный характер.

Как и в случае парамагнетиков, атомы ферромагнетика обладают собственным магнитным моментом. Однако даже в отсутствие внешнего магнитного поля атомы ферромагнетика способны образовывать упорядоченные структуры (*домены*), в которых все магнитные моменты ориентированы практически в одном направлении. Таким образом, каждый отдельный атом испытывает влияние не только внешнего поля, но и поля, созданного коллективом его соседей.

Модель среднего поля. В качестве простейшей эмпирической модели, описывающей такую ситуацию, можно рассмотреть следующую модель: предположим, что намагниченность элемента среды пропорциональна некоторому эффективному полю $\mathbf{H}_{\text{эфф}}$, складывающемуся из поля \mathbf{H} в данной точке, созданного сторонними токами, и среднего «коллективного» поля, пропорционального величине намагниченности \mathbf{M} :

$$\mathbf{M} = \chi_{\text{пар}} \mathbf{H}_{\text{эфф}}, \quad \mathbf{H}_{\text{эфф}} = \mathbf{H} + \beta \mathbf{M},$$

где $\chi_{\text{пар}}$ – парамагнитная восприимчивость отдельного атома, β – некоторая безразмерная константа, определяемая из опыта.

Модель среднего поля позволяет уточнить закон Кюри. Определяя магнитную восприимчивость по-прежнему как $\chi = M/H$, найдём:

$$\chi = \frac{1}{\chi_{\text{пар}}^{-1} - \beta} \propto \frac{1}{T - \Theta},$$

где параметр Θ имеет размерность температуры.

Это соотношение называют *законом Кюри-Вейсса*. Он предсказывает существование особой точки – температурной *точкой Кюри* Θ_K в которой имеет место фазовый переход 2-го рода между парамагнитным (при $T > \Theta_K$) и ферромагнитным (при $T < \Theta_K$) состояниями среды. Закон Кюри-Вейсса удовлетворительно выполняется вдали от Θ_K , однако нарушается при приближении к точке перехода, где модель среднего поля становится слишком груба.

Образование доменов. Магнитное (диполь-дипольное) взаимодействие между атомами не может привести к упорядочению системы, так как его энергия слишком мала по сравнению с энергией теплового движения молекул уже при температурах порядка $T \sim 1$ К. Единственное взаимодействие, которое способно выстроить в ряд магнитные моменты электронов в атомах при температурах порядка комнатной, – это электростатическое взаимодействие. Как следует из квантовой механики, если магнитные моменты (или спины) электронов соседних атомов сонаправлены, их электростатическое отталкивание становится меньше. Таким образом, магнитным моментам атомов энергетически выгодно ориентироваться в одном направлении. Такое явление получило название *обменного взаимодействия*.

С другой стороны, магнитное диполь-дипольное взаимодействие между доменами препятствует выстраиванию всех магнитных моментов среды в одном направлении. Действительно,

энергия такого взаимодействия будет минимальной при антипараллельном расположении магнитных моментов соседних элементов среды. Поэтому при определённом поперечном размере домена оказывается энергетически выгодно иметь соседний домен с противоположно ориентированным моментом. Наложение внешнего поля заставляет домены ориентироваться по нему, что приводит к резкому увеличению намагниченности образца, а при достаточно большом поле достигается состояние *насыщения*, когда все домены ориентируются по полю.

Ферромагнитный гистерезис. Если состояние некоторой системы зависит не только от мгновенных значений внешних параметров, но от истории их изменений, говорят, что в системе имеет место *гистерезис*.

Именно такими свойствами обладает магнитный момент ферромагнитного образца как функция напряжённости поля $M(H)$. В частности, система может оказаться намагниченной, даже когда внешнее поле выключено – этим объясняется существование постоянных магнитов.

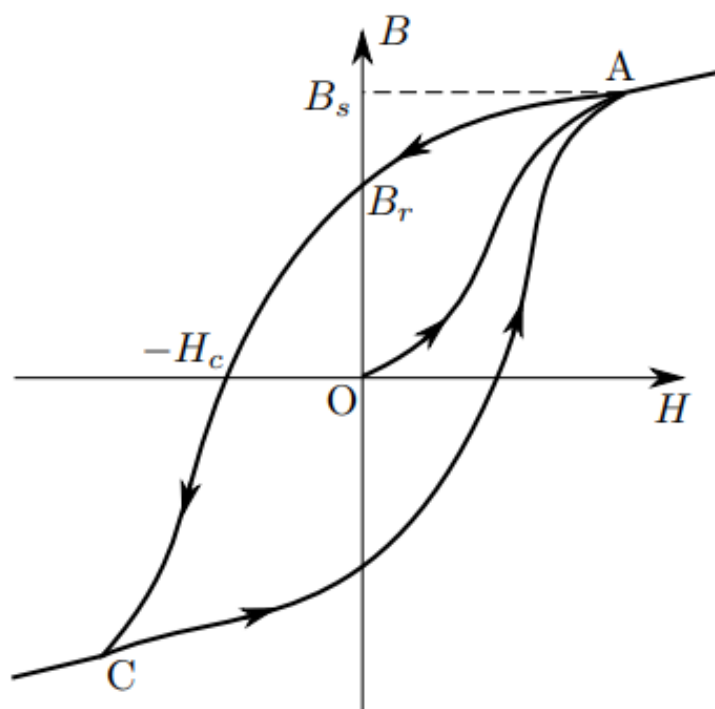


Рис. 1: Начальная кривая намагничивания (OA) и предельная петля гистерезиса

Наклон кривой намагничивания характеризуется *дифференциальной магнитной проницаемостью*

$$\mu_{\text{диф}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH}.$$

С ростом H величина $\mu_{\text{диф}}$ сначала растёт, затем начинает резко падать, приближаясь к единице при насыщении.

Доведём систему до некоторой точки A, лежащей в области насыщения (здесь B_s — индукция насыщения), и начнём уменьшать напряжённость H . Поскольку между доменами есть трение, обратный путь пойдёт не по начальной кривой, а выше неё. При выключении внешних полей, то есть при достижении $H = 0$, в образце сохраняется некоторое собственное намагничивание. Соответствующее значение индукции B_r называют *остаточной индукцией*. Значение $B = 0$ достигается лишь при некотором отрицательном значении $H = -H_c$. Величина H_c называется *коэрцитивным полем*. В точке C наступает насыщение для намагничивания в противоположную сторону.

Если теперь попробовать вернуться в точку A , вновь наращивая поле, получим некоторый замкнутый цикл (предельную *петлю гистерезиса*). Если в точке A насыщение не достигается, то аналогичным образом получится цикл меньшей площади.

Отметим, что площадь петли гистерезиса ферромагнетика на плоскости $H - B$ есть энергия, необратимо выделяющаяся в виде тепла в единице объёма вещества за один цикл:

$$\Delta\omega = - \oint H dB.$$

Экспериментальная установка: В данной работе кривые гистерезиса ферромагнитных материалов изучаются в поле частоты $\nu_0 = 50$ Гц с помощью электронного осциллографа.

Магнитную индукцию B удобно определять с помощью ЭДС, возникающей при изменении магнитного потока Φ в катушке, намотанной на образец. Пусть катушка с N витками плотно охватывает образец сечением S , и индукция B в образце однородна. Из закона электромагнитной индукции получаем

$$|B| = \frac{1}{SN} \int \varepsilon dt.$$

Таким образом, для определения B нужно проинтегрировать сигнал, наведённый меняющимся магнитным полем в измерительной катушке, намотанной на образец.

Для интегрирования в работе используется интегрирующая RC -цепочка. «Входное» напряжение от источника $U_{\text{вх}}(t)$ подаётся на последовательно соединённые резистор $R_{\text{и}}$ и конденсатор $C_{\text{и}}$. «Выходное» напряжение $U_{\text{вых}}(t)$ снимается с конденсатора. Предположим, что 1) сопротивление источника мало по сравнению с $R_{\text{и}}$, 2) выходное сопротивление (сопротивление на входе осциллографа), напротив, велико: $R_{\text{вых}} \gg R_{\text{и}}$ и 3) сопротивление $R_{\text{и}}$ достаточно велико, так что почти всё падение напряжения приходится на него, а $U_{\text{вых}} \ll U_{\text{вх}}$. В таком случае ток цепи равен $I = U_{\text{вх}} - U_{\text{вых}} / R_{\text{и}} \approx U_{\text{вх}} / R_{\text{и}}$, и входное и выходное сопротивление связаны соотношением

$$U_{\text{вых}} = \frac{q}{C_{\text{и}}} = \frac{1}{C_{\text{и}}} \int_0^t I dt \approx \frac{1}{\tau_{\text{и}}} \int_0^t U_{\text{вх}} dt,$$

где $\tau_{\text{и}} = R_{\text{и}} C_{\text{и}}$ – постоянная времени RC -цепочки. Для индукции поля получаем

$$|B| = \frac{1}{SN} \int U_{\text{вх}} dt = \frac{\tau_{\text{и}}}{SN} U_{\text{вых}}.$$

Схема установки изображена на рис. 2. Напряжение сети (220 В, 50 Гц) с помощью трансформаторного блока Т, состоящего из регулировочного автотрансформатора и разделительно-понижающего трансформатора, подаётся на намагничивающую обмотку N_0 исследуемого образца. В цепь намагничивающей катушки, на которую подаётся некоторое напряжение U_0 , последовательно включено сопротивление R_0 . Напряжение на R_0 , равное $U_R = I_0 R_0$, где I_0 – ток в намагничивающей обмотке N_0 , подаётся на канал X осциллографа. Связь напряжённости H в образце и тока I_0 рассчитывается по теореме о циркуляции. Действующее значение переменного тока в обмотке N_0 измеряется амперметром A .

Для измерения магнитной индукции B с измерительной обмотки $N_{\text{и}}$ на вход RC -цепочки подаётся напряжение $U_{\text{и}}$ ($U_{\text{вх}}$), пропорциональное производной dB/dt . С интегрирующей ёмкости $C_{\text{и}}$ снимается напряжение $U_{\text{с}}$ ($U_{\text{вых}}$), пропорциональное величине B , и подаётся на вход Y осциллографа.

Замкнутая кривая, возникающая на экране, воспроизводит в некотором масштабе (различном для осей X и Y) петлю гистерезиса. Чтобы придать этой кривой количественный смысл, необходимо установить масштабы изображения, т. е. провести калибровку каналов X и Y осциллографа.

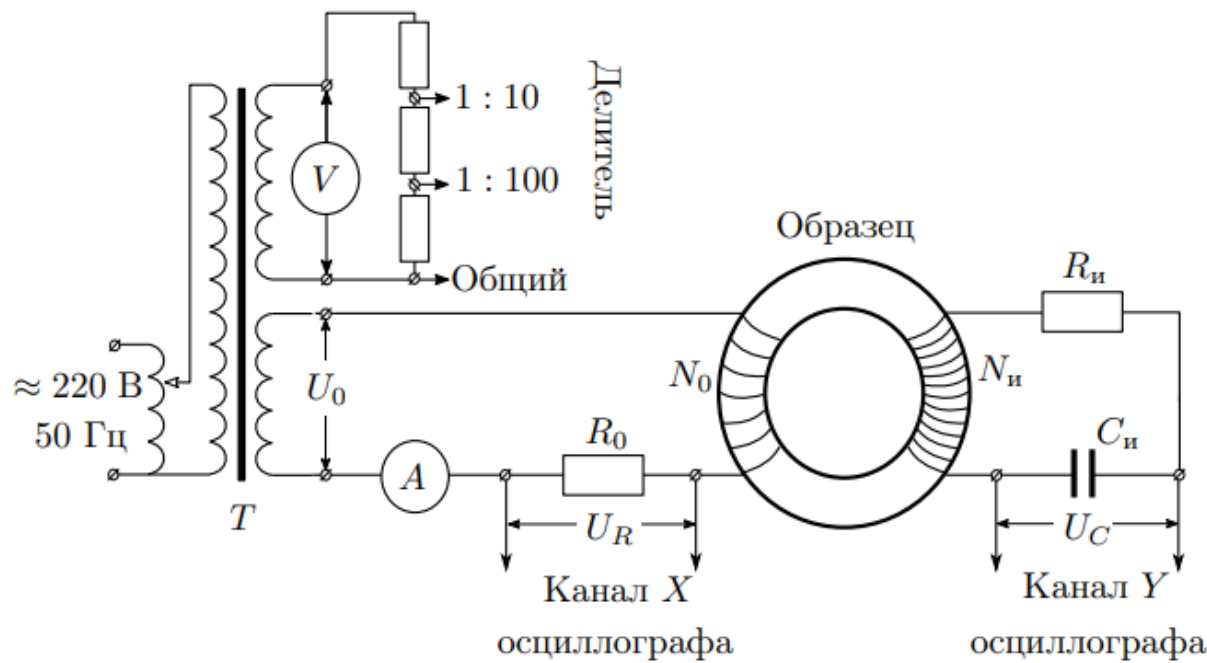


Рис. 2: Схема установки для исследования намагничивания образцов

Обработка данных:

1. Стутуначала занесём в таблицу параметры каждого из образцов, а также характеристики цепи и интегрирующей ячейки.

Таблица 1: Параметры образцов

	Феррит 1000нн	Пермаллой 50нп	Кремнистое железо
N_0	42	20	25
N_U	400	300	250
$S, \text{ см}^2$	3,0	0,76	2,0
$2\pi R, \text{ см}$	25,0	13,3	11,0

Таблица 2: Характеристики цепи и интегрирующей ячейки

$R_0, \text{ Ом}$	0,22
$R_{\text{и}}, \text{ кОм}$	20
$C_{\text{и}}, \text{ мкФ}$	20

2. После этого получим предельную петлю гистерезиса для каждого из образцов.
3. Далее, рассчитаем коэффициенты преобразования отклонений по осям ЭО в напряженность H и индукцию B .

$$H = \frac{I N_0}{2\pi R} = \frac{K_x N_0}{2\pi R \cdot R_0},$$
$$B = \frac{R_{\text{и}} C_{\text{и}} K_y}{N_{\text{и}} S}.$$

Результаты занесём в таблицу ниже.

Таблица 3: Значения цены деления при различных измерениях

	K_x , мВ	K_y , мВ	H , А / м	B , Тл / дел
Феррит 1000нн	20	10	15,27	0,03
Пермаллой 50нн	10	10	6,84	0,18
Кремнистое железо	50	20	51,65	0,16

4. Для каждого образца рассчитаем амплитуду H_{max} , соответствующую состоянию насыщения, индукцию насыщения B_s , а также коэрцитивную силу H_c и остаточную индукцию B_r . Для этого в каждом случае запишем полную ширину и высоту предельной петли ($[2X_s]$ и $[2Y_s]$), соответствующие удвоенной амплитуде колебания напряженности H_s и индукции B_s поля в образце в состоянии насыщения, а также двойные амплитуды для коэрцитивного поля $[2X_c]$ и остаточной индукции $[2Y_r]$. Погрешность измерений равна половине цены деления осей осциллографа. Полученные результаты запишем в таблицу.

Таблица 4: Вычисленные значения

	Феррит 1000нн		Пермаллой 50нн		Кремнистое железо	
	Значение	σ	Значение	σ	Значение	σ
H_s , А / м	320,727	7,636	85,441	3,417	1239,669	25,826
B_s , Тл	0,533	0,017	2,895	0,088	1,840	0,080
H_c , А / м	38,182	7,636	37,594	3,417	103,306	25,826
B_r , Тл	0,233	0,017	2,807	0,088	0,640	0,080

5. Теперь постепенно будем уменьшать ток намагничивания от насыщения до нуля и записывать значения полной ширины и высоты петли. Вершины петель лежат на начальной кривой намагничивания. Результаты измерений приведены в таблице ниже.

Таблица 5: Результаты измерений

Феррит 1000нн		Пермаллой 50нн		Кремнистое железо	
$2X_s$, дел	$2Y_s$, дел	$2X_s$, дел	$2Y_s$, дел	$2X_s$, дел	$2Y_s$, дел
36	30	16	32	34	20
30	30	12	24	26	18
24	27	11	17	20	16
20	25	10	12	15	15
18	23	9	8	10	12
15	20	8	6	7	9
13	18	8	4	4	6
10	15			3	5
8	11				

6. По данным из таблицы оценим начальное и максимальное значения дифференциальной магнитной проницаемости $\mu_{диф}$. Результаты занесём в таблицу.

Таблица 6: Значения максимальной и начальной магнитной проницаемости

	Феррит 1000нн	Пермаллой 50нп	Кремнистое железо
$\mu_{\text{нач}}, 10^3$	3,127	41,883	24,651
$\mu_{\text{макс}}, 10^3$	3,127	146,590	24,651

7. Измерим постоянную RC -цепочки $\tau_{\text{и}}$, для этого, при условии $U_{\text{вых}} \ll U_{\text{вх}}$, получаем формулу

$$\frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} \approx \frac{1}{\omega_0 \tau},$$

отсюда, измеряя входное напряжение и напряжение на конденсаторе, найдём постоянную $\tau_{\text{и}}$. Для этого при одном и том же значении тока будем измерять количество делений, занимаемых линией сигнала, на осциллографе. Результат приведён в таблице ниже.

Таблица 7: Данные для вычисления постоянной RC -цепи

	K_y , мВ	$2y$, дел.
$U_{\text{вх}}$	1000	$31 \pm 0,5$
$U_{\text{вых}}$	10	$28 \pm 0,5$

$$\tau_{\text{и}} = \frac{U_{\text{вх}}}{U_{\text{вых}}} \frac{1}{\omega_0} = (352 \pm 8) \cdot 10^{-3} \text{ с},$$

$$R_{\text{и}} \cdot C_{\text{и}} = 0,4 \text{ с}.$$

Как видим, значение отличается от теоретического на $\varepsilon \approx 12\%$.

Далее, проверим справедливость предположения $U_{\text{вых}} \ll U_{\text{вх}}$, которое выполняется, если $R_{\text{и}} \gg \frac{1}{\omega_0 C_{\text{и}}}$.

$$\frac{1}{\omega_0 C_{\text{и}}} \approx 159,15 \text{ Ом} \ll R = 20000 \text{ Ом}.$$

Таким образом, соотношение выполняется, и поэтому можно использовать упрощённую формулу для нахождения индукции магнитного поля внутри образца.

8. Последним пунктом сведём результаты работы в таблицу, сравним полученные значения с табличными.

Таблица 8: Результаты работы

	Феррит 1000нн		Пермаллой 50нп		Кремнистое железо	
	эксп.	справ.	эксп.	справ.	эксп.	справ.
H_c , А / м	$38,182 \pm 7,636$	20,000	$37,594 \pm 3,417$	18,000	$103,306 \pm 25,826$	8,000
B_s , Тл	$0,533 \pm 0,017$	7,636	$2,895 \pm 0,088$	1,500	$1,840 \pm 0,080$	2,000
$\mu_{\text{нач}}, 10^3$	3,127	1,000	41,883	7 - 40	24,651	1,500
$\mu_{\text{max}}, 10^3$	3,127	3,000	146,590	40 - 1200	24,651	40,000

Вывод: В данной работе были исследованы ферромагнитные свойства феррита 1000нн, пермаллоя 50нп и кремнистого железа. Для каждого из образцов была получена предельная петля гистерезиса. После этого для каждого материала были рассчитаны: коэрцитивная сила H_c , индукция насыщения B_s , начальная магнитная проницаемость $\mu_{нач}$ и максимальная магнитная проницаемость μ_{max} , значения были сравнены со справочными, результаты приведены в таблице выше. Также, была измерена постоянная RC -цепочки $\tau_{и}$, после чего была проверена справедливость приближений, использовавшихся в работе.

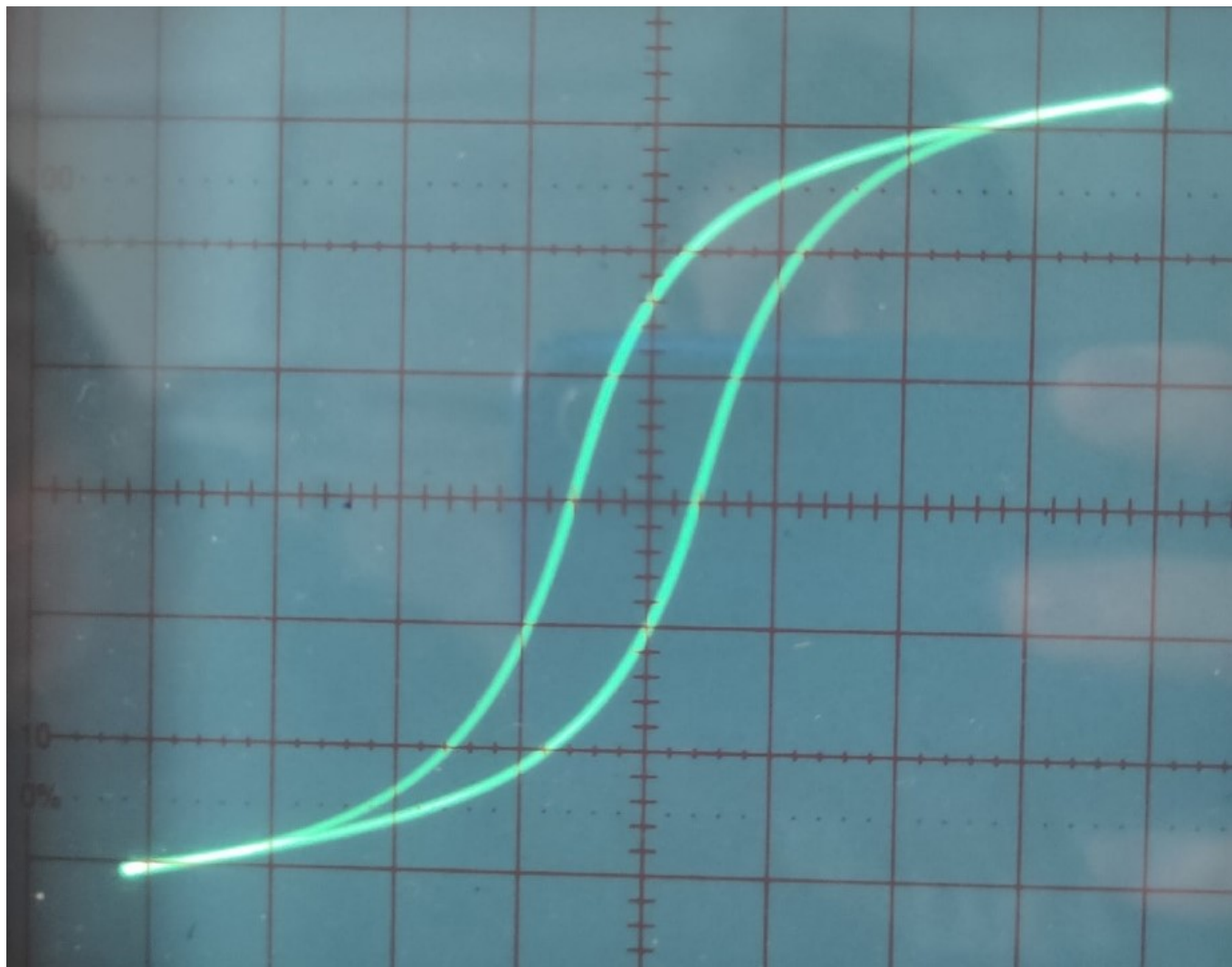


Рис. 3: Предельная петля гистерезиса феррита 1000нн