DOI: https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.10.9

УДК: 537.61

# Релаксация намагниченности в парамагнитной фазе ферритов вблизи точки Кюри

**В.Д. Пойманов [1,2,3], В.В. Коледов [1], Ю.И. Непочатых [4], J. Davaasambuu [5], Д.А. Суслов [1], С.В. фон Гратовски [1], П.С. Смерчанский [6]**

**[1] ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Россия, Москва**

**[2] МГТУ им. Н.Э. Баумана, Россия, Москва**

**[3] ИСПМ им. Н.С. Ениколопова РАН, Россия, Москва**

**[4] ФТИ им. А.А. Галкина, Россия, Донецк**

**[5] Institute of Physics and Technology MAS, Монголия, Улан-Батор**

**[6] НИУ Высшая школа экономики, Россия, Москва**

Статья поступила в редакцию 16 ноября 2026 г.

**Аннотация.** В рамках феноменологической теории фазовых переходов второго рода Ландау с кинетическим уравнением Ландау-Халатникова рассчитан отклик измерительной катушки с тороидальным магнитным сердечником, находящимся в парамагнитной фазе вблизи точки Кюри, на гармоническое возбуждение. Получены аналитические выражения для импеданса в линейном режиме и выполнено численное моделирование нелинейного отклика при вариации частоты, амплитуды тока, временной константы намагниченности τ и температуры. Показано, что с ростом частоты импеданс сердечника в парамагнитной фазе асимптотически стремится к величине, обратно пропорциональной τ и не зависящей от температуры и амплитуды тока. Характерная частота насыщения также пропорциональна $(T\text{-}T_c)/\tau$. Нелинейность отклика приводит к генерации нечетных гармоник, относительная амплитуда

которых растет при приближении к точке Кюри и с увеличением амплитуды тока. Численные оценки выполнены для модельных значений параметров разложения Ландау непроводящего магнетика. Предложены схемы эксперимента для определения τ и проверки применимости уравнения Ландау-Халатникова к магнетикам.

**Ключевые слова:** теория Ландау фазовых переходов второго рода, уравнение Ландау-Халатникова, импеданс магнитного сердечника, критическое замедление, генерация высших гармоник.

**Финансирование:** Работа выполнена при финансировании РНФ, проект №26-42-03001, https://rscf.ru/project/26-42-03001.

**Автор для переписки:** Пойманов Владислав Дмитриевич, vladislav.poymanow@yandex.ru

## Введение

Релаксация параметра порядка вблизи точки фазового перехода второго рода – одна из базовых задач кинетики фазовых переходов. Впервые она была рассмотрена Л.Д. Ландау и И.М. Халатниковым [1], которые дополнили разложение свободной энергии по параметру порядка кинетическим уравнением, связывающим скорость изменения параметра порядка с производной свободной энергии по этому параметру. Из уравнения Ландау-Халатникова следует, что время релаксации неограниченно растет при приближении к точке перехода (критическое замедление); с его помощью в [1] было объяснено аномальное поглощение звука вблизи λ-точки жидкого гелия. Последовательная теория динамических критических явлений, учитывающая флуктуации параметра порядка, была построена позднее на основе гипотезы динамического скейлинга [2].

Для магнетиков важность релаксационных процессов в области точки Кюри отмечалась давно [3]. Именно здесь описание динамики намагниченности на основе уравнения Ландау-Лифшица, предполагающего постоянство модуля намагниченности, становится неадекватным; для этой области предложено

уравнение Ландау-Лифшица-Блоха, учитывающее продольную релаксацию намагниченности [4, 5]. С особенностями магнитного отклика вблизи точки Кюри связан, в частности, известный пик начальной проницаемости (эффект Гопкинсона), наблюдаемый и в ферритах [6, 7]. Новый интерес к проблеме возник в связи с исследованиями магнитокалорического эффекта (МКЭ) в переменных магнитных полях. В работах [8, 9] обнаружена сильная частотная зависимость МКЭ в сплавах Гейслера вблизи точки Кюри, где МКЭ максимален (обзор см. в [10]). В полях порядка 1 Тл ослабление МКЭ настолько велико, что говорят о его «коллапсе» уже на частотах 10-100 Гц, тогда как для Gd в тех же условиях частотная зависимость не обнаружена [11]. Одно из возможных объяснений – конечное время установления намагниченности вблизи точки Кюри; кинетика магнитного перехода в Gd на основе уравнения Ландау-Халатникова анализировалась в [12]. Это делает актуальной разработку методов прямого измерения времени релаксации.

Применимость теории Ландау и уравнения Ландау-Халатникова в непосредственной окрестности точки перехода ограничена флуктуационной областью, ширина которой оценивается по критерию Гинзбурга [13, 14]. Для гадолиния критическое поведение дополнительно осложнено дипольным взаимодействием и кроссоверами между классами универсальности [15-17]. Тем не менее феноменологический подход остается полезным вне этой области и служит естественной основой для интерпретации эксперимента. Так, для сегнетоэлектриков уравнение Ландау-Халатникова успешно применяется для описания релаксации поляризации и диэлектрического гистерезиса [18, 19].

Измерения линейной и нелинейной АС-восприимчивости вблизи точки Кюри известны: так, нелинейная восприимчивость Ni исследована в [20], а критическое замедление по комплексной восприимчивости измерено в [21]. Вместе с тем для магнетиков, насколько нам известно, не построены прямо измеряемые следствия этой модели – частотные зависимости импеданса измерительной катушки и спектр высших гармоник индуцированного сигнала,

– по которым можно было бы определить $\tau$ и проверить применимость самой модели.

Цель настоящей работы – рассчитать в рамках теории Ландау с кинетикой Ландау-Халатникова отклик катушки с тороидальным магнитным сердечником, находящимся в парамагнитной фазе вблизи точки Кюри, на гармоническое возбуждение, проанализировать частотные, температурные и амплитудные зависимости импеданса и гармоник и сформулировать рекомендации для экспериментальной проверки. Численные оценки выполнены для модельных значений параметров разложения Ландау магнетика, проводимость которого полагается пренебрежимо малой.

## 1. Описание модели и основные соотношения

Магнетик в виде тороида используется в качестве сердечника в катушке индуктивности, на первичную обмотку которой подается гармонический сигнал с током, представляющем собой мнимую часть выражения $I\left(t\right)=I_0e^{i\omega t}$, где $\omega=2\pi\nu$. В катушке при этом создается магнитное поле напряженностью $H\left(t\right)=\mathrm{Re}\left(\frac{I\left(t\right)}{d}\right)=\mathrm{Re}\left(\frac{I_0}{d}e^{i\omega t}\right)$, силовые линии которого замкнуты, так что размагничивающее поле отсутствует. Здесь $d$ – диаметр сечения обмотки (величина, обратная к линейной плотности витков) в предположении, что витки намотаны плотно. Предполагается, что амплитуда тока мала настолько, что можно пренебречь изменением температуры сердечника и теплом, выделяющимся в обмотке. Сердечник предполагается непроводящим, поэтому вихревыми токами и скин-эффектом можно пренебречь; для металлических магнетиков это ограничивает применимость модели низкими частотами. Процесс считается изотермическим, так как магнитокалорический эффект и нагрев сердечника токами Фуко не учитываются.

Удельное напряжение на вторичной обмотке (в расчете на один виток):

$$U = \mu_0 S \frac{d}{dt}\left(H + M\right) = U_{H1} + U_{M1}, \tag{1}$$

где $L_1 = \mu_0 \frac{S}{d}$ – удельная взаимная индуктивность ($S$ – площадь поперечного сечения сердечника), складывается из двух составляющих. Первая $U_{H1} = L_1 \frac{dI}{dt}$ обусловлена изменением внешнего поля $H = \frac{I}{d}$ со временем. Вторая $U_{M1} = L_1 d \frac{dM}{dt}$ – возникающей в сердечнике намагниченностью, убывающей с ростом температуры по мере теплового размагничивания.

Кинетика намагниченности материала сердечника определяется уравнением Ландау-Халатникова:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma \frac{\partial f}{\partial M}, \tag{2}$$

где объемную плотность свободной энергии удобнее представить в виде:

$$f = \mu_0 \left( \frac{bM^4}{4} + \frac{\alpha\left(T - T_c\right)}{2} M^2 - HM \right), \tag{3}$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2}$ – абсолютная магнитная проницаемость.

После подстановки в (2) с учетом $H\left(t\right)$ получаем:

$$\tau \frac{dM}{dt} + bM^3 + \alpha\left(T - T_c\right)M = \frac{I}{d}. \tag{4}$$

Величину $\tau = \frac{1}{\mu_0 \gamma}$ в дальнейшем будем называть временной константой намагниченности (ВКН). Она связана с временем релаксации намагниченности, зависящим от температуры, соотношением $\tau_r = \frac{\tau}{\alpha\left(T - T_c\right)}$ и неограниченно возрастающим в точке Кюри (критическое замедление).

Укажем также размерности рассматриваемых величин:

$$[f]=\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}=\text{Па},\ \left[\frac{f}{\mu_0}\right]=\frac{\text{А}^2}{\text{м}^2},\ [\alpha]=\frac{1}{\text{К}},\ [b]=\frac{\text{м}^2}{\text{А}^2},\ [\gamma]=\frac{\text{А}^2}{\text{Н}\cdot\text{с}},\ [\tau]=\text{с}.$$

Рассмотрим решение уравнения (3) как с учетом, так и без учета конечности ВКН $\tau$.

## 2. Случай $\tau=0$

Если релаксация индуцированной в сердечнике намагниченности к текущему значению поля происходит мгновенно $(\tau=0)$, то, как следует из (4), $M$ является решением уравнения:

$$bM^3+\alpha(T-T_c)M=\frac{I}{d},$$

и, согласно тригонометрической формуле Виета, для парамагнитной фазы $(T\ge T_c)$ имеет вид:

$$M=2\sqrt{\frac{\alpha(T-T_c)}{3b}}\sinh\left\{\frac{1}{3}\left(\operatorname{arcsinh}\left(\frac{3\sqrt{3b}}{2d\left(\alpha(T-T_c)\right)^{3/2}}I\right)\right)\right\}.$$

Перепишем последнее выражение в виде:

$$M=\sqrt[3]{\frac{4I_c}{bd}}\sinh\left\{\frac{1}{3}\left(\operatorname{arcsinh}\left(\frac{I}{I_c}\right)\right)\right\},\qquad(5)$$

где $I_c=\dfrac{2d}{\sqrt{b}}\left(\dfrac{\alpha(T-T_c)}{3}\right)^{3/2}$.

Вычисление дает зависимость напряжения $U_{M1}$ от величины тока:

$$U_{M1}=L_1\frac{dI}{dt}\left(\frac{2d}{I_c\sqrt{b}}\right)^{\frac{2}{3}}\cdot\frac{\cosh\left\{\frac{1}{3}\left(\operatorname{arcsinh}\left(\frac{I}{I_c}\right)\right)\right\}}{3\cdot\sqrt{1+\left(\frac{I}{I_c}\right)^2}}.\qquad(6)$$

В точке Кюри $\left(T=T_c\right)$ $I_c=0$ и выражения для намагниченности и напряжения на одном витке катушки (4) и (5) в пределе принимают вид:

$$M=\sqrt[3]{\frac{I}{bd}}=\sqrt[3]{\frac{H}{b}},\ U_{M1}=L_1\frac{dI}{dt}\frac{1}{3}\left(\frac{d}{\sqrt{b}I}\right)^{\frac{2}{3}}. \quad (7)$$

Таким образом, в данной модели при $\tau=0$ и $T=T_c$ напряжение $U_{M1}$ имеет расходящиеся (интегрируемые) пики в моменты прохождения тока через ноль, где $\frac{dM}{dH}\to\infty$. В эксперименте же значение $U_{M1}$ будет конечным: расходимость устраняется учетом конечности ВКН (раздел 3).

В пределе высоких температур из формул (5) и (6) следует:

$$M=\frac{1}{3}\left(\frac{2}{I_c\sqrt{bd}}\right)^{\frac{2}{3}}I\sim\frac{I}{\alpha\left(T-T_c\right)d}\to 0,\ U_{M1}=\frac{L_1\frac{dI}{dt}}{\alpha\left(T-T_c\right)}\to 0. \quad (8)$$

**3. Случай $\tau\neq 0$**

**а) Приближенное решение при малых амплитудах тока $I_0$**

В исходном уравнении (3) после подстановки $M\propto e^{i\omega t}$, т.е. $\tau\frac{dM}{dt}=i\omega\tau M$, получаем

$$bM^3+\left(\alpha\left(T-T_c\right)+i\omega\tau\right)M=\frac{I}{d}.$$

Слагаемым $bM^3$ можно пренебречь, если $M^2\ll\left|\frac{\alpha\left(T-T_c\right)+i\omega\tau}{b}\right|$.

В этом случае его приближенное решение имеет вид:

$$M=\frac{I}{d\left(\alpha\left(T-T_c\right)+i\omega\tau\right)}=\frac{I}{d\sqrt{\alpha^2\left(T-T_c\right)^2+\omega^2\tau^2}}\cdot\exp\left(-i\cdot\operatorname{arctg}\left(\frac{\omega\tau}{\alpha\left(T-T_c\right)}\right)\right), \quad (9)$$

и справедливо для значений амплитуды тока

$$I_0\ll\left|\frac{d}{\sqrt{b}}\left(\alpha\left(T-T_c\right)+i\omega\tau\right)^{\frac{3}{2}}\right|=\frac{d}{\sqrt{b}}\left(\alpha^2\left(T-T_c\right)^2+\omega^2\tau^2\right)^{\frac{3}{4}}. \quad (10)$$

Последнее условие не выполняется только в непосредственной близости к точке Кюри при $\tau = 0$ и/или при малых частотах.

В точке Кюри достаточное условие применимости приближения:

$$I_0 \ll \left| \frac{d\left(\omega\tau\right)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{b}} \right| \leftrightarrow \nu \gg \nu_0 = \frac{1}{2\pi\tau}\left( \frac{\sqrt{b}I_0}{d} \right)^{\frac{2}{3}}.$$

Выше точки Кюри оценка справедлива для любых частот в диапазоне температур $T - T_c \gg \frac{1}{\alpha}\left( \frac{\sqrt{b}I_0}{d} \right)^{\frac{2}{3}}$.

Удельное напряжение на вторичной обмотке и импеданс в этой модели:

$$U_{M1} = \frac{iL_1\omega}{\alpha\left(T - T_c\right) + i\omega\tau} I,$$

$$Z_{M1} = Z_{M0} \frac{\omega\tau}{\sqrt{\alpha^2\left(T - T_c\right)^2 + \omega^2\tau^2}} \cdot \exp\left( i \cdot \left( \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\left( \frac{\omega\tau}{\alpha\left(T - T_c\right)} \right) \right) \right). \qquad (11)$$

Удельную индуктивность катушки отсюда можно рассчитать по формуле:

$$L_{M1} = \frac{Z_{M1}}{\omega}. \qquad (12)$$

При больших частотах $\omega\tau \gg \alpha\left(T - T_c\right)$ (в частности – в точке Кюри) величина импеданса стремится к конечному значению

$$Z_{M0} = \frac{L_1}{\tau}, \qquad (13)$$

которое можно измерить экспериментально и определить ВКН $\tau$.

Из формулы (11) можно оценить характерную частоту $\nu_s$, при которой значение импеданса $Z_{M1}$ выходит на насыщение, экстраполируя зависимость линейной при $\omega = 0$:

$$\nu_s = \frac{Z_{M0}}{2\pi\left( \partial Z_{M1} / \partial\omega \right)_{\omega=0}} = \frac{\alpha\left(T - T_c\right)}{2\pi\tau}. \qquad (14)$$

Проведем оценки применимости рассматриваемой приближенной модели для следующих модельных значений параметров магнетика $\alpha = 0.1,\ b = 7.32 \cdot 10^{-12}\ \frac{\text{м}^2}{\text{А}^2}$, которые соответствуют параметрам гадолиния (без учета его конечной проводимости). Значения геометрических параметров выбираются равными $d = 10^{-3}$м, $S = 10^{-4}$м$^2$. Максимально достижимая частота в эксперименте $\nu_m = 10^7$ Гц. В точке Кюри при $I_0$ = 1 мА $\nu_0 \tau = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{\sqrt{b} I_0}{d}\right)^{\frac{2}{3}} = 3 \cdot 10^{-5}$ и для $\tau = 10^{-9}$с ее значение $\nu_0 = 3 \cdot 10^4$Гц.

Выше точки Кюри приближенная модель справедлива для $T - T_c \gg 2 \cdot 10^{-3}$К. Поэтому будем рассматривать интервал температур $T - T_c \geq 10^{-2}$К. Для больших значений величины тока минимальную температуру следует брать выше. Например – при увеличении тока в 1000 раз температуры должны быть такими, чтобы $T - T_c \gg 0,2$ К. Для $T - T_c = 10^{-2}$ К и $\tau = 10^{-9}$ с частота насыщения $\nu_s = 160$ кГц, с ростом температуры увеличивается и не зависит от амплитуды тока.

Отметим, что в данном приближении отсутствуют кратные основной частоте гармоники сигнала.

**б) Точное численное решение**

При произвольных значениях амплитуды тока и ВКН следует рассматривать точное решение. При этом в модели по-прежнему не учитываются тепловые потери и адиабатичность процесса, который полагается изотермическим.

Для расчета используем неявную схему с «левой» производной, где $M_n$ определяется из решения трансцендентного уравнения с известной правой частью ($t_n = \frac{n}{\nu N}, n = 1...N$):

$$b\Delta t x^3 + \left(\alpha\Delta t\left(T - T_c\right) + \tau\right)x = \tau M_{n-1} + \Delta t\frac{I_0}{d}\sin\left(\frac{2\pi n}{N}\right). \qquad (15)$$

Здесь $N = 200$ – число расчетных точек на период. Определив отсюда $M_n$, отклик вторичной обмотки $U_{M1}$ в момент времени $t_n$ рассчитывается по формуле:

$$U_{M1n} = L_1 d\frac{M_n - M_{n-1}}{\Delta t}. \qquad (16)$$

## 4. Частотные зависимости и временные развертки сигнала

На рисунке 1 представлены частотные зависимости удельного импеданса $Z_{M1}$ при вариации амплитуды тока первичной обмотки, ВКН $\tau$ намагниченности материала сердечника и температуры.

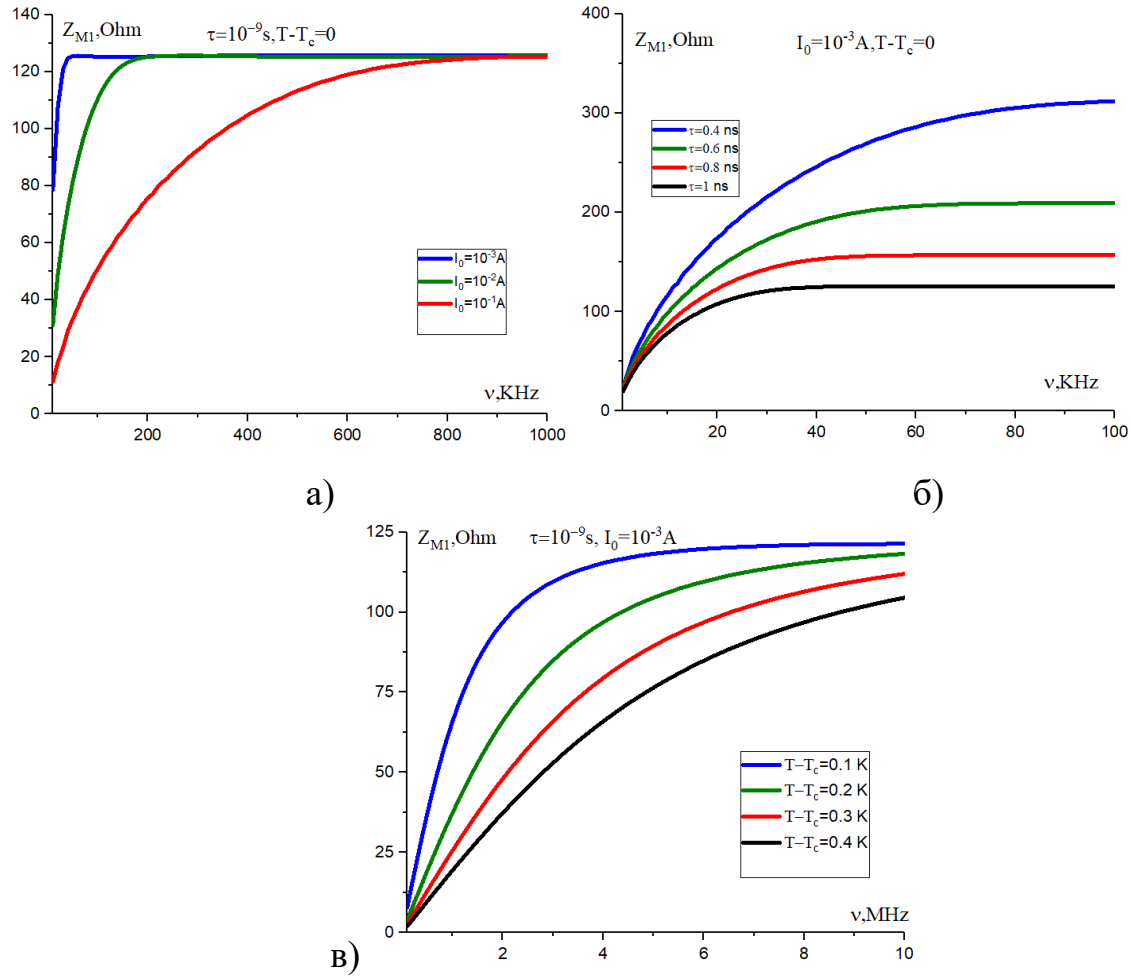



Рис. 1. Частотные зависимости удельного импеданса магнитного сердечника $Z_{M1}$ при указанных на вкладках значениях а) амплитуды тока, б) ВКН $\tau$, в) температуры.

Рисунок 1а иллюстрирует насыщение зависимости модуля импеданса $Z_M$. Частота насыщения увеличивается с ростом амплитуды тока. Из рисунка 1б видно, что асимптотическое значение импеданса возрастает с уменьшением ВКН, что согласуется с результатами приближенной модели (формула (13)).

На рисунке 2 представлены временные развертки намагниченности в пределах одного периода.

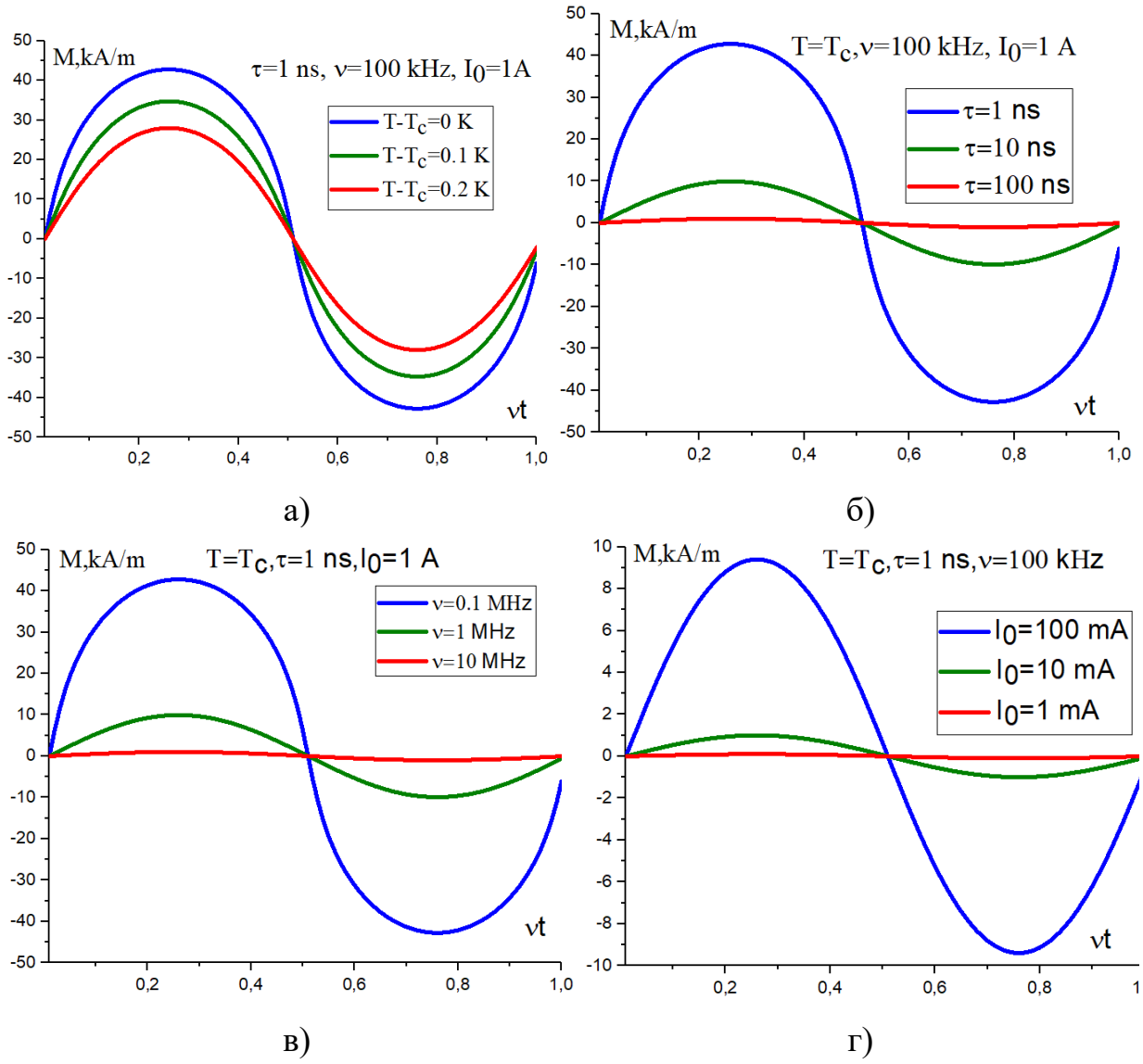



Рис. 2. Временные развертки намагниченности сердечника в пределах одного периода для указанных на вкладках значений: а) температуры, б) ВКН $\tau$, в) частоты, г) амплитуды тока.

На рисунке 3 представлены аналогичные временные развертки для удельного напряжения на вторичной обмотке (в расчете на один виток), полученные по уравнению (16) при вариации температуры, частоты, ВКН и амплитуды тока.

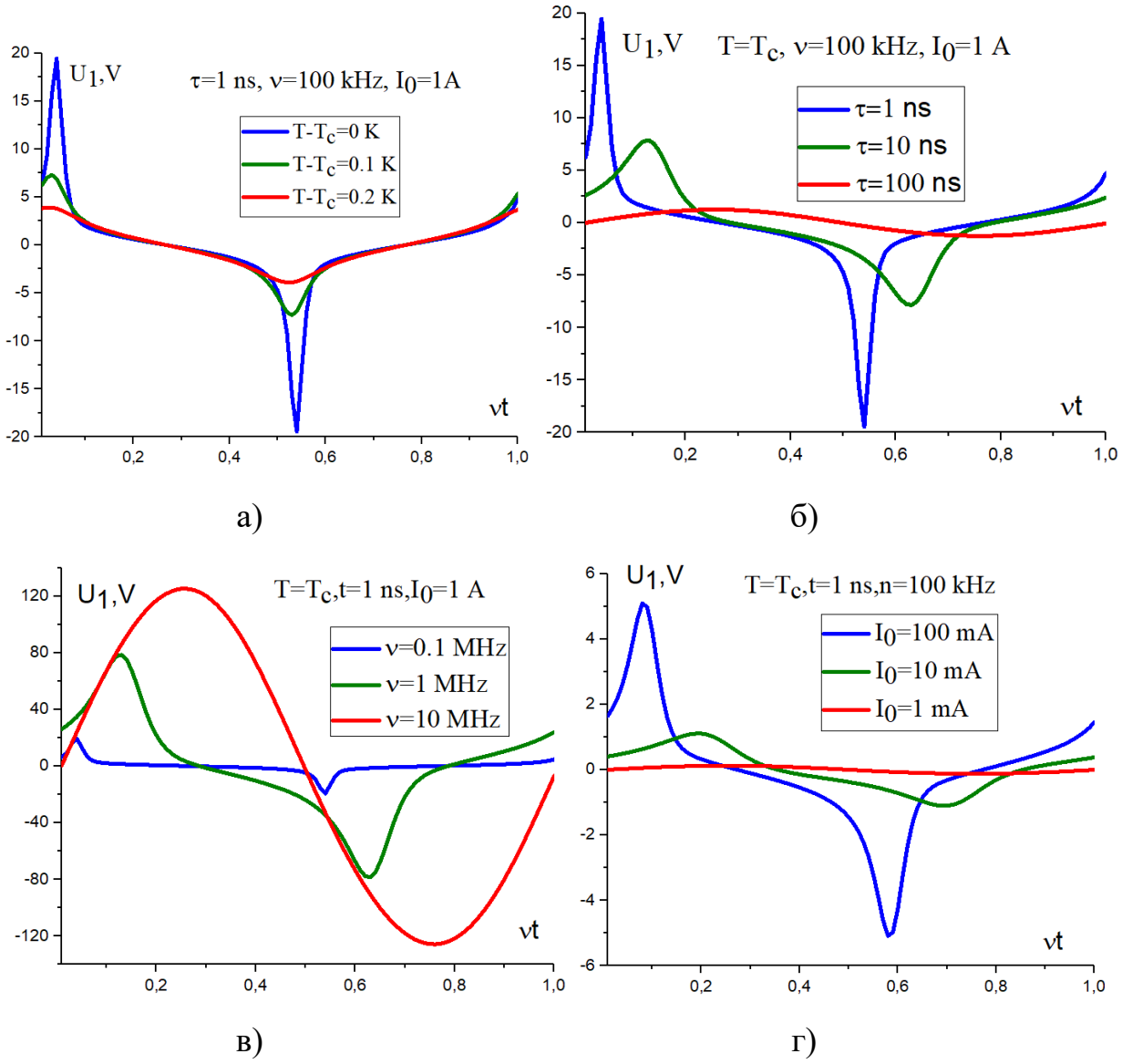



Рис. 3. Временные развертки удельного напряжения вторичной обмотки в пределах одного периода для указанных на вкладках значений: а) температуры, б) времени релаксации $\tau$, в) частоты, г) амплитуды тока.

Искажению синусоидального сигнала (увеличению числа гармоник) способствует уменьшение температуры до $T_c$, ВКН и частоты, а также увеличение амплитуды тока. В этом случае ряд первых гармоник имеет одинаковый порядок величины. Отсюда следует, что такой сердечник может быть использован в качестве генератора высоких частот, кратных основной частоте.

## 5. Гармоники выходного сигнала тороидального трансформатора

Амплитуды гармоник в рассматриваемой дискретной модели рассчитывались по формуле:

$$u_p = \left| \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} U_{M1n} e^{-i\frac{2\pi}{N}pn} \right|, (u_p = u^*_{N-p}), \quad (17)$$

где $U_{M1n}$ – значения напряжения в расчетных точках, полученные по формуле (16).

На рисунке 4 представлены распределения амплитуд гармоник при вариации всех вышеуказанных параметров. Так как масштаб их значений для рассматриваемого диапазона параметров может существенно отличаться, на рисунке 4 они изображаются нормированными на амплитуду первой гармоники.

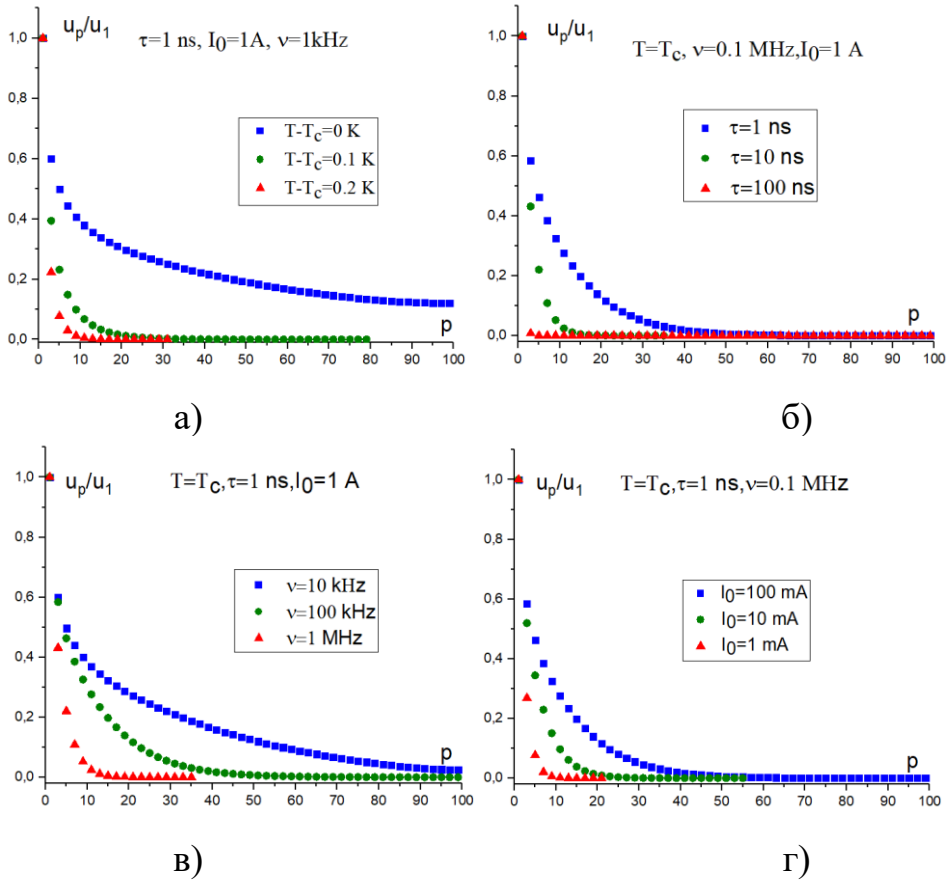



Рис. 4. Нормированные на амплитуду первой гармоники амплитуды кратных частот при указанных на вкладках значениях параметров при вариации а) температуры, б) ВКН $\tau$, в) частоты, г) амплитуды тока.

Поскольку плотность энергии $f$ четна по $M$, в установившемся режиме при синусоидальном возбуждении сигнал содержит только нечетные гармоники, четные могут появиться лишь в переходном режиме или при наличии постоянного подмагничивания. Отметим, что при нормировке (17) величина $u_p$ равна половине амплитуды соответствующей гармоники. Расчет показывает, что амплитуда первой гармоники $u_1$ практически не зависит от ВКН на частоте 1 кГц в диапазоне $1-10^4$ нс и равна величине 23,6 мВ на один виток. На рисунке 5 изображены зависимости $u_1$ от температуры, частоты и амплитуды тока.

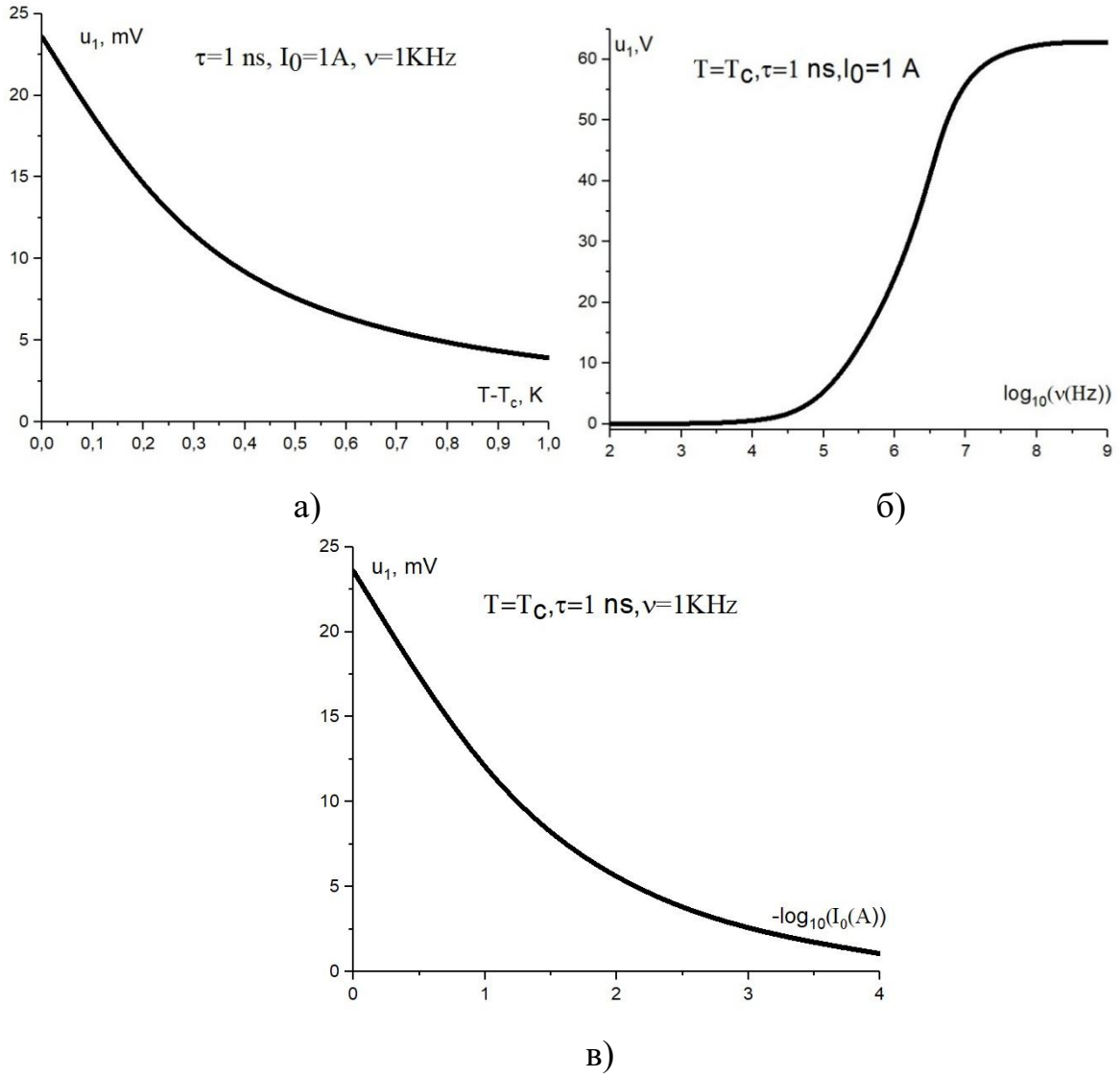



Рис. 5. Зависимости амплитуды первой гармоники от а) температуры, б) частоты, в) амплитуды тока для указанных на вкладке значений параметров.

## 6. Рекомендации для экспериментаторов

Построенные по уравнению Ландау-Халатникова теоретические зависимости могут быть непосредственно проверены экспериментально. Тем самым – путем сопоставления теоретических данных с экспериментальными можно установить значения как констант теории Ландау, так и величину ВКН.

Можно предложить два способа проверки теории. В первом из них, как изложено в данной работе, измеряемым параметром является напряжение вторичной обмотки. Вместе с тем, вместо него можно непосредственно измерять значение импеданса, индуктивности и магнитной восприимчивости материала сердечника.

Во втором способе можно использовать измерение индуктивности и импеданса катушки при температуре больше или равной точке Кюри. Следует отметить, что согласно формуле (13) ВКН $\tau$ можно определить в экспериментах при сравнительно малых частотах. Необходимым условием экспериментальной проверки является корректный учет влияния межвитковой емкости обмоток на импеданс катушки.

## Заключение

В рамках феноменологической теории Ландау с кинетикой Ландау-Халатникова рассчитан отклик измерительной катушки с тороидальным магнитным сердечником в парамагнитной фазе вблизи точки Кюри на гармоническое возбуждение. Основные результаты состоят в следующем.

1) С ростом частоты модуль импеданса, обусловленного намагниченностью сердечника, выходит на насыщение $Z_{M0} = \frac{L_1}{\tau}$, которое не зависит от температуры и амплитуды тока. Измерение этой величины позволяет непосредственно определить ВКН τ.

2) Характерная частота насыщения $\nu_s = \frac{\alpha(T - T_c)}{2\pi\tau}$ обратно пропорциональна времени релаксации намагниченности $\tau_r = \frac{\tau}{\alpha(T - T_c)}$ и уменьшается при приближении к точке Кюри. Поэтому кинетику намагниченности вблизи $T_c$ можно исследовать на сравнительно низких частотах. В нелинейном режиме частота насыщения растет с амплитудой тока.

3) В квазистатическом пределе ($\tau = 0$) производная $\frac{dM}{dH}$ в точке Кюри расходится при $H \to 0$, что приводит к расходящимся пикам индуцированного напряжения; учет конечности ВКН устраняет эту расходимость.

4) Нелинейность отклика вблизи $T_c$ приводит к генерации нечетных гармоник. Их относительная амплитуда растет при приближении к точке Кюри, с увеличением амплитуды тока и с уменьшением произведения $\omega\tau$. Спектр гармоник дает независимый способ проверки модели и определения ее параметров.

5) Для экспериментальной проверки предпочтительны непроводящие (например, ферритовые) сердечники. При использовании металлических магнетиков, в том числе Gd, необходимо учитывать вихревые токи и скин-эффект, а во всех случаях – межвитковую емкость обмоток и возможный нагрев образца.

**Финансирование:** Работа выполнена при финансировании РНФ, проект №26-42-03001, https://rscf.ru/project/26-42-0300.

## Литература


1. Ландау Л.Д., Халатников И.М. Об аномальном поглощении звука вблизи точек фазового перехода второго рода // Доклады АН СССР. – 1954. – Т. 96. – № 3. – С. 469–472.
2. Hohenberg P.C., Halperin B.I. Theory of dynamic critical phenomena // Rev. Mod. Phys. – 1977. – V. 49. – No. 3. – P. 435–479. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.49.435
3. Белов К.П. Магнитные превращения. – М.: Физматгиз, 1959.
4. Garanin D.A. Fokker-Planck and Landau-Lifshitz-Bloch equations for classical ferromagnets // Phys. Rev.B. – 1997. – V. 55. – No. 5. – P. 3050–3057. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.3050
5. Chubykalo-Fesenko O., Nowak U., Chantrell R.W., Garanin D. Dynamic approach for micromagnetics close to the Curie temperature // Phys. Rev.B. –2006. – V.74. – No.9. – P.094436. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.094436
6. Hopkinson J. Magnetic and other physical properties of iron at a high temperature // Phil. Trans.R. Soc. Lond.A. – 1889. – V. 180. – P. 443–465.
7. Sláma J., Šoka M., Grusková A., Gonzalez A., Jančárik V. Hopkinson effect study in spinel and hexagonal ferrites // Journal of Electrical Engineering. – 2011. – V. 62. – No. 4. – P. 239–243. https://doi.org/10.2478/v10187-011-0038-7
8. Gamzatov A.G., Batdalov A.B., Khizriev Sh.K., Aliev A.M., Varzaneh A.G., Kameli P. High frequency dependence of the magnetocaloric effect in the Ni47Mn40Sn13 alloy: direct measurement // J. Mater. Sci. – 2023. – V. 58. – No. 20. – P. 8503–8514.
9. Aliev A.M., Batdalov A.B., Khanov L.N., Koledov V.V., Shavrov V.G., Tereshina I.S., Taskaev S.V. Magnetocaloric effect in some magnetic materials in alternating magnetic fields up to 22 Hz // J. Alloys Compd. – 2016. – V. 676. – P. 601–605.
10. Aliev A.M., Gamzatov A.G. Magnetocaloric effect in alternating magnetic fields: a review // Phys. Met. Metallogr. – 2024. – V. 125. – No. 14. – P. 1901–1926. https://doi.org/10.1134/S0031918X24602518

11. Gamzatov A.G., Batdalov A.B., Aliev A.M. Collapse of the inverse magnetocaloric effect in Heusler alloys in cyclic magnetic fields // Samarkand International Symposium on Magnetism (SISM-2023): Book of Abstracts. – Samarkand, 2023. – P. 32.
12. Kamantsev A.P., Koledov V.V., Shavrov V.G., Tereshina I.S. Thermodynamic and relaxation processes near Curie point in gadolinium // Solid State Phenomena. – 2014. – V. 215. – P. 113–118.
13. Гинзбург В.Л. Несколько замечаний о фазовых переходах второго рода и микроскопической теории сегнетоэлектриков // Физика твердого тела. – 1960. – Т. 2. – № 9. – С. 2031–2043.
14. Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. – 2-е изд. – М.: Наука, 1982.
15. Frey E., Schwabl F., Henneberger S., Hartmann O., Wäppling R., Kratzer A., Kalvius G.M. Determination of the universality class of gadolinium // Phys. Rev. Lett. – 1997. – V. 79. – No. 25. – P. 5142–5145. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.5142
16. Srinath S., Kaul S.N. Static universality class for gadolinium // Phys. Rev.B. – 1999. – V. 60. – No. 17. – P. 12166–12176. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.60.12166
17. Hargraves P., Dunlap R.A., Geldart D.J.W., Ritcey S.P. Critical magnetic susceptibility of gadolinium // Phys. Rev.B. – 1988. – V. 38. – No. 4. – P. 2862–2864. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.38.2862
18. Maslovskaya A.G., Moroz L.I., Chebotarev A.Yu., Kovtanyuk A.E. Theoretical and numerical analysis of the Landau–Khalatnikov model of ferroelectric hysteresis // Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul. – 2021. – V. 93. – P. 105524. https://doi.org/10.1016/j.cnsns.2020.105524
19. Sivasubramanian S., Widom A., Srivastava Y.N. Physical kinetics of ferroelectric hysteresis // Ferroelectrics. – 2004. – V. 300. – No. 1. – P. 43–55. https://doi.org/10.1080/00150190490442173

20. Shirane T., Moriya T., Bitoh T., Sawada A., Aida H., Chikazawa S. Nonlinear susceptibility of Ni near the Curie temperature // J. Phys. Soc. Jpn. – 1995. – V. 64. – No. 3. – P. 951–959.
21. Dunlavy M.J., Venus D. Critical slowing down in the two-dimensional Ising model measured using ferromagnetic ultrathin films // Phys. Rev.B. – 2005. – V. 71. – No. 14. – P. 144406. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.144406
22. Dan'kov S.Yu., Tishin A.M., Pecharsky V.K., Gschneidner K.A. Magnetic phase transitions and the magnetothermal properties of gadolinium // Phys. Rev.B. – 1998. – V. 57. – No. 6. – P. 3478–3490. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.3478
23. Amaral V.S., Amaral J.S. Magnetoelastic coupling influence on the magnetocaloric effect in ferromagnetic materials // J. Magn. Magn. Mater. – 2004. – V. 272–276. – P. 2104–2105. https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2003.12.870

**Для цитирования:**

Пойманов В.Д., Коледов В.В., Непочатых Ю.И., Davaasambuu J., Суслов Д.А., фон Гратовски С.В., Смерчанский П.С. Релаксация намагниченности в парамагнитной фазе ферритов вблизи точки Кюри // Журнал радиоэлектроники. – 2026. – № 10. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2026.10.9