

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СВЧ МАГНИТНЫЙ СПЕКТР КОМПОЗИТА С ПОРОШКОМ ГАДОЛИНИЯ

Старостенко С.Н. *¹, Петров Д.А.¹, Ширяев А.О.¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, Москва, Россия

Статья поступила в редакцию 06.12.2022

Одобрена после рецензирования 26.12.2022

Принята к публикации 28.12.2022

Аннотация

Материальные параметры модельного композита на основе парафина, содержащего 30% об. порошка гадолиния, измерены в интервале частот 0.01 – 15 ГГц при температурах от $\sim 0^\circ\text{C}$ до 35°C . Диэлектрическая проницаемость композита не зависит от частоты и температуры. Температура Кюри композита близка к 15.5°C , а фазовое превращение происходит в интервале температур $15.5^\circ\text{C} \pm 10^\circ$. Материальные параметры композита измерены в охлаждаемых коаксиальных ячейках методами отражения - прохождения, а квазистатическая магнитная восприимчивость на частотах ниже 100 МГц измерена методом короткого замыкания. Полученная экстраполяцией на нулевую частоту температурная зависимость квазистатической магнитной восприимчивости близка к оценкам из опубликованных кривых намагничивания, измеренных при различных температурах. Влияние отклонения температуры от точки Кюри на спектры отражения и прохождения от слоя композита исследовано методом компьютерного моделирования и подтверждено измерениями. Это влияние описано в рамках модели кластерного намагничивания, основанной на формуле смещения Винера. Модель применена для расчета СВЧ экрана с управляемым ослаблением. Показано, что понижение температуры с 25°C до 5°C ведет к уменьшению коэффициента отражения от 4.5 мм слоя композита на частоте 3.5 ГГц с минус 2 до минус 20 дБ. Результаты измерений согласуются с расчетом.

Ключевые слова: СВЧ восприимчивость, температура Кюри, кластерное намагничивание, модель смещения, управляемый экран

Введение

Превращение ферромагнетик – парамагнетик является фазовым переходом. Обычно равновесные фазовые переходы происходят при бесконечно малом отклонении от температуры Кюри (t_c), что позволяет управлять магнитными свойствами за счет малых отклонений температуры от t_c . По литературным данным гадолиний (Gd) имеет t_c , близкую к комнатной (20.4°C), что облегчает по сравнению с другими ферромагнетиками исследование свойств композитов в окрестности t_c , открывает возможность создания СВЧ экрана с управляемым температурой ослаблением и дает дополнительные возможности для уточнения моделей смещения.

Анализ литературных данных показал, что исследованию зависимости намагниченности гадолиния от температуры $M(T)$ посвящено много работ [2] - [6], но зависимость высокочастотной или хотя бы статической магнитной проницаемости μ_{stat} гадолиния от температуры до последнего времени не изучалась. Поэтому на основе опубликованных различными авторами кривых намагничивания (Рисунок 1) образцов с указанными размерами была проведена оценка статической магнитной проницаемости гадолиния.

Из представленных на Рис. 1 данных были выбраны те, которые соответствуют минимальным внешним полям H , эти кривые оцифровывались и численно дифференцировались. Статическая магнитная проницаемость μ_{stat} оценивалась как

$$\mu_{stat} \underset{H \rightarrow 0}{\approx} 1 + M / [(1 - N) \times H]. \quad (1)$$

*Автор, ответственный за переписку: Сергей Николаевич Старостенко, ssn@itae.ru

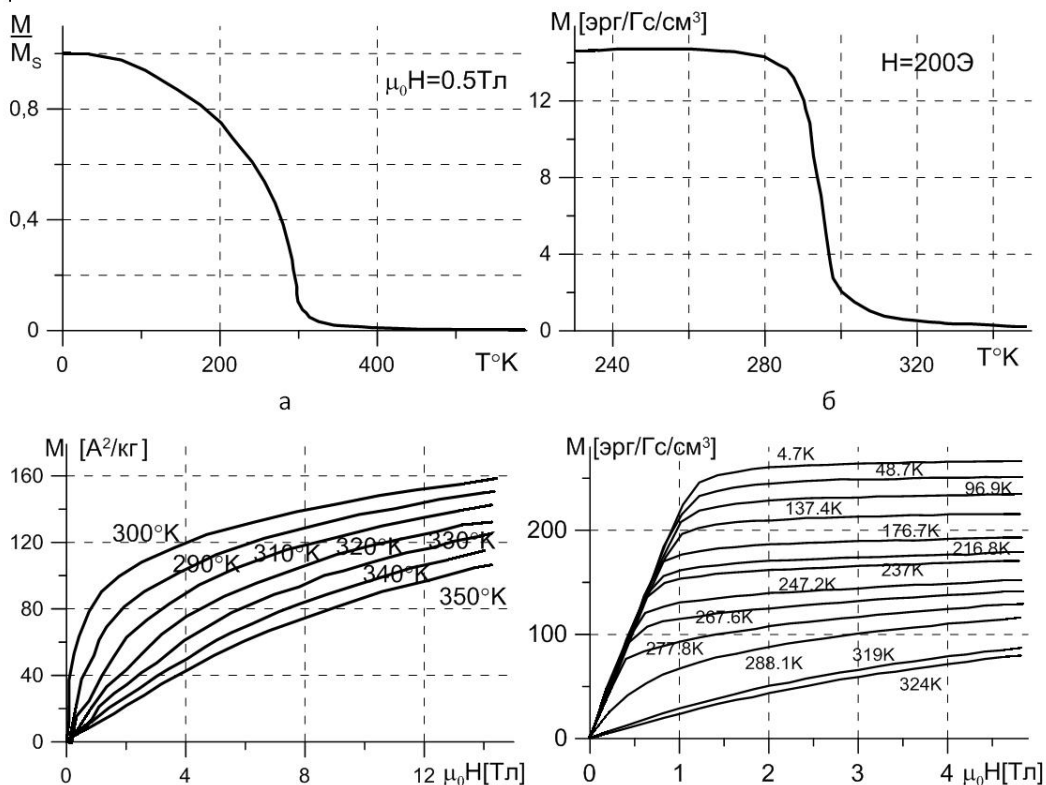


Рисунок 1 – Оцифрованные зависимости намагниченности гадолиния от температуры (графики а, б) и напряженности внешнего поля (графики в, г). Данные с сохранением размерностей, приведенных в первоисточниках, взяты из работ а - [1], б - [2], в - [3], г - [4]

В этом выражении M – намагниченность образца, H – напряженность внешнего магнитного поля, N – форм-фактор, определяемый размерами образца.

Результаты такой оценки приведены на Рис. 2 в виде кривых зависимости магнитной восприимчивости $\chi_{stat} = \mu_{stat} - 1$ от температуры ($^{\circ}K$). Напряженности внешнего поля H , при которых проводилось дифференцирование, указаны у соответствующих кривых.

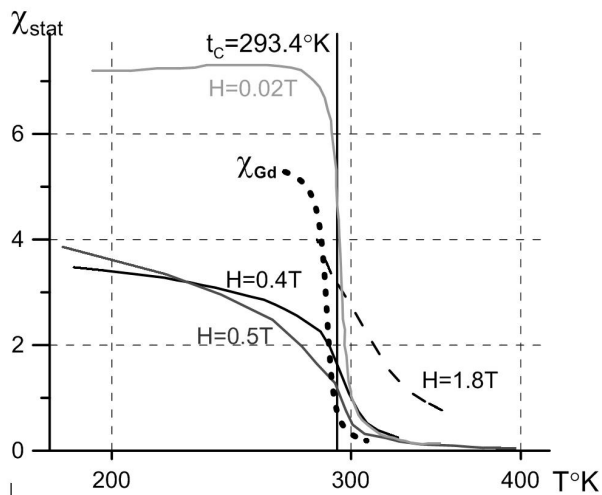


Рисунок 2 – Результаты оценки зависимости статической магнитной восприимчивости гадолиния χ_{stat} от температуры из приведенных на Рис. 1 кривых намагничивания. Точками представлена оценка статической восприимчивости из свойств исследуемого композита (см. раздел Результаты измерений). Тонкой черной линией отмечена температура Кюри массивного металла ($293.4^{\circ}K$).

Техника эксперимента

В работе исследуется модельный композит с 30 об.% порошка Gd, синтезированного механохимически. В качестве связующего выбран парафин. Частицы порошка имеют форму чешуек диаметром около 5 мкм и толщиной порядка 1 мкм, порошок содержит около 10% об. гидрида гадолиния. Подробности синтеза, анализ фазового состава порошка и электронные микрофотографии частиц Gd приведены в работе [7].

Материальные параметры композита ϵ и μ измерялись в полосе частот от 0.01 до 15 ГГц методом отражения-прохождения в охлаждаемой проходной коаксиальной ячейке сечением 3 x 7мм. Измерения проводились в интервале температур t 0° - 35°C. Толщина тороидальных образцов составляла 1 - 2 мм. На частотах от 10 до 100 МГц магнитная восприимчивость композита измерялась на образцах толщиной 58 мм в короткозамкнутой ячейке того же сечения 3 x 7мм, погружаемой в охлажденную водно-спритовую смесь.

Результаты измерений

Полученные зависимости действительной χ' и мнимой χ'' частей магнитной восприимчивости $\chi_{comp} = \mu - 1$ от частоты f приведены на Рис. 3. Диэлектрическая проницаемость композита не зависит от частоты и температуры и равна $\epsilon \approx 15$.

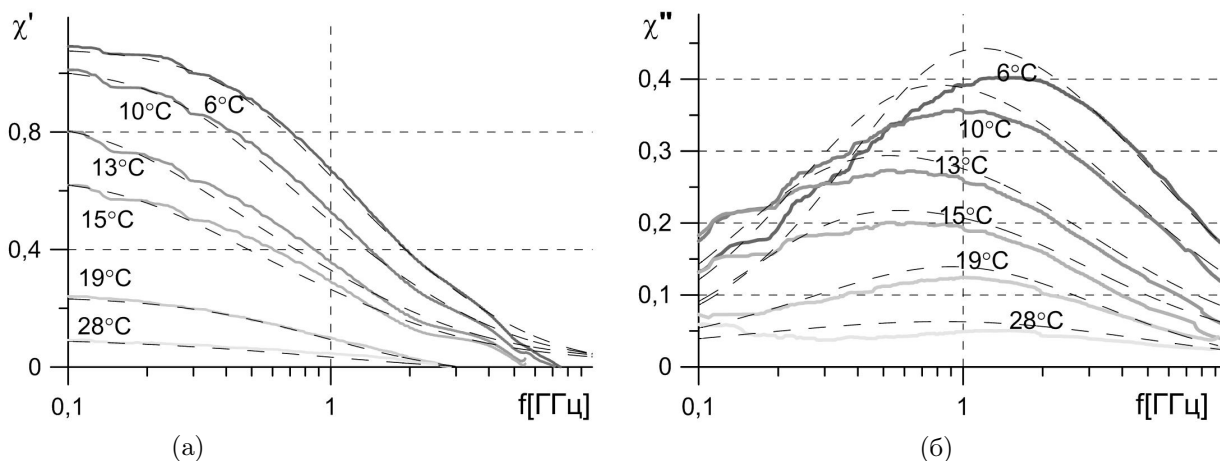


Рисунок 3 – Спектры магнитной восприимчивости χ композита с 30% об. Gd при $t = 6, 10, 13, 15, 19, 28^\circ\text{C}$; более темная линия соответствует меньшей температуре. Сплошными линиями представлены результаты измерений, пунктирными - аппроксимация релаксационным спектром Коул-Коула

На Рис. 4 показана полученная зависимость статической восприимчивости (крестами представлены данные измерений в проходной ячейке, кружками – в короткозамкнутой), зависимость частоты пика магнитных потерь (частоты максимума мнимой части восприимчивости) и тангенса потерь восприимчивости (отношения мнимой части восприимчивости к действительной) на этой частоте от температуры. Черными линиями представлена полиномиальная интерполяция измеренных данных.

Предполагая, что зависимости диэлектрической и магнитной восприимчивостей композита от объемной доли частиц гадолиния ($p_{incl} = 0.3$) описываются моделью Максвелла-Гарнетта, из измеренной (рисунок 3) зависимости магнитной восприимчивости композита $\chi_{comp}(f, t)$ от частоты f и температуры t и его статической диэлектрической проницаемости ($\epsilon \approx 15$) можно оценить форм-фактор частицы гадолиния: $N_{incl} \approx 0.07$, а далее по этой же модели оценить магнитную восприимчивость этой частицы χ_{Gd} :

$$\chi_{Gd}(f, t) = \chi_{comp}(f, t) / [p_{incl} - N_{incl} \chi_{comp}(f, t) (1 - p_{incl})] \approx \chi_{comp}(f, t) / p_{incl}. \tag{2}$$

Полученная экстраполяцией на нулевую частоту зависимости величины статической магнитной восприимчивости частицы гадолиния $\chi_{Gd}(t)$ от температуры представлена на Рис. 2 точками. Эта зависимость близка к оценкам по опубликованным кривым намагничивания, измеренным при различных температурах.

В то же время из Рис. 2, 3 видно, что температура Кюри частицы порошка ($t_c = 15.5^\circ\text{C}$) заметно ниже, чем массивного Gd ($t_c = 20.5^\circ\text{C}$), при этом фазовый переход происходит в интервале температур $\Delta t \approx 10 - 12^\circ$, ширина которого превышает теоретическую оценку $\Delta t \leq 5^\circ$ [5].

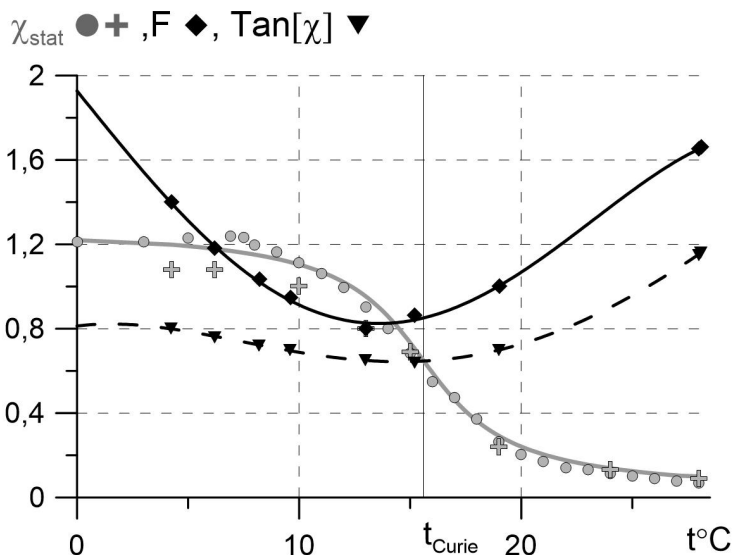


Рисунок 4 – Зависимость квазистатической проницаемости композита χ_{stat} (серая линия, кресты и точки), частоты пика магнитных потерь F (черная линия и ромбы) и тангенса потерь магнитной восприимчивости $tg[\chi_{comp}]$ (пунктирная черная линия и треугольники) композита на этой частоте от температуры

Измеренная зависимость статической восприимчивости композита от температуры $\chi_{stat}(t)$ хорошо аппроксимируется (серая линия на Рис. 4) распределением Коши (3):

$$\chi_{stat}(t) = \frac{w}{2} + \frac{w}{\pi} \operatorname{arctg} \left[-\frac{1}{\sigma} \ln \left[\frac{t + t_0}{t_C + t_0} \right] \right]. \quad (3)$$

В этом выражении t – текущая температура °С, $t_c = 15.5^\circ\text{C}$ – температура Кюри, $t_0 = 273^\circ\text{C}$, σ - параметр ширины функции распределения Коши, а w - множитель, нормирующий функцию распределения на низкотемпературную величину статической восприимчивости композита.

Кластерная модель намагничивания

Влияние температуры на комплексную магнитную восприимчивость $\chi_{comp}(t, f)$ композита в окрестности t_c описывается в рамках модели кластерного намагничивания [9, 10], полученной из обобщения формулы Винера на бесконечное количество компонентов смеси (включений, отличающихся и формой, и восприимчивостью). В рамках этой модели предполагается, что массивный металл или его частица являются диамагнитной матрицей, в которой находятся невзаимодействующие магнитные кластеры. Их концентрация p , форм-фактор N_{cl} и восприимчивость χ_{cl} зависят от температуры. Аргументом функции распределения может являться как температура t , так и объемная концентрация кластеров p , функционально связанная с температурой: $\frac{t+t_0}{t_C+t_0} = \frac{p}{1-p}$. При выбранных аргументах функции распределения формулу Винера можно записать в виде интегрального уравнения (4), а его решение выразить в терминах и концентрации, и температуры:

$$\begin{aligned} \chi_{Gd}(p_1) &= \int_0^{p_1} \frac{\chi_{cl}(p) dp}{1+N_{cl}(p)\chi_{cl}(p)} = \frac{p \times \chi_{cl}(p)}{1+N_{cl}(p)\chi_{cl}(p)} = \\ &= \chi_{Gd}(t_1) = \int_0^{t_1+273} \frac{\chi_{cl}(t) dt}{1+N_{cl}(t)\chi_{cl}(t)} = \frac{\chi_{cl}(t)}{[1+N_{cl}(t)\chi_{cl}(t)]} \times \frac{t_0+t_C}{2t_0+t+t_C} \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь t_1 или p_1 – текущая температура или концентрация, t или p - средняя (в интервале $0 - t_1$ или $0 - p_1$) температура или концентрация кластеров в объеме металлической частицы, соответственно, а N_{cl} и χ_{cl} - форм-фактор и восприимчивость магнитного кластера. Необходимо подчеркнуть, что концентрация, форм-фактор и восприимчивость кластеров близки по смыслу, но отличаются по величине от концентрации, форм-фактора и восприимчивости частиц гадолиния в композите.

Измеренная частотная зависимость магнитной восприимчивости композита при температурах выше $\sim 0^\circ\text{C}$ аппроксимирована (штриховые линии на Рис. 3) формулой Коул-Коула (5), описывающей дисперсионную зависимость восприимчивости с распределением частот релаксации.

$$\begin{aligned}\chi_{comp}(f, t) &= \frac{\chi_{comp}(0, t)}{1 + \left(i \frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta} = \frac{\chi_{comp}(0, t)}{1 + \cos \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta + i \sin \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta} = \\ &= \chi_{comp}(0, t) \frac{1 + \cos \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta - i \sin \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta}{\left[1 + \cos \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta\right]^2 + \left[\sin \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta\right]^2}.\end{aligned}\quad (5)$$

В этом выражении f - частота, F_{comp} - наивероятнейшая частота релаксации композита (максимум плотности распределения), δ - показатель степени, характеризующий ширину функции распределения частот релаксации, $\chi_{comp}(0, t)$ - статическая ($f = 0$) восприимчивость композита при температуре t .

Используя формулы (2, 5), можно оценить из измеренной зависимости восприимчивости композита от частоты и температуры $\chi_{comp}(f, t)$ (рисунок 3) соответствующую зависимость восприимчивости частицы гадолия $\chi_{Gd}(f, t)$, а далее связать её, используя формулу (4) с зависимостью форм фактора магнитного кластера N_{cl} и его внутренней статической восприимчивости χ_{cl} и частоты релаксации F_{cl} от температуры:

$$\begin{aligned}\chi_{Gd}(f, t) &= \frac{\chi_{comp}(0, t)/p_{incl}}{1 + \cos \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta + i \sin \frac{\pi\delta}{2} \left(\frac{f}{F_{comp}}\right)^\delta} = \\ &= \frac{\chi_{comp}(0, t)/p_{incl}}{1 + \cos \frac{\pi\delta}{2} \frac{1}{(1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(0, t))} \left(\frac{f}{F_{cl}}\right)^\delta + i \sin \frac{\pi\delta}{2} \frac{1}{(1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(0, t))} \left(\frac{f}{F_{cl}}\right)^\delta}.\end{aligned}\quad (6)$$

Формула (6) связывает зависящие от температуры неизвестные параметры магнитного кластера $N_{cl}(t)$ и $\chi_{cl}(0, t)$ с параметрами частотной дисперсии магнитной восприимчивости композита $\chi_{comp}(f, t)$, измеренной при различных температурах.

В отличие от публикации [7], где параметры магнитного кластера находились численной минимизацией невязки с экспериментальными данными, здесь предлагается решение, позволяющее аналитически определить форм-фактор и внутреннюю восприимчивость магнитного кластера из зависимости параметров магнитного спектра композита от температуры.

Для нахождения $N_{cl}(t)$ и $\chi_{cl}(0, t)$ формулу (6) можно переписать, учитывая формулы (2, 4), а именно, связать измеренную температурную зависимость магнитной восприимчивости композита (рисунок 3) с параметрами магнитного кластера (7):

$$\chi_{Gd}(f, t) = \frac{\chi_{cl}(f, t)}{[1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(f, t)]} \times \frac{t_0 + t_C}{2t_0 + t + t_C} \approx \chi_{comp}(f, t)/p_{incl}.\quad (7)$$

Полученное выражение позволяет связать с параметрами кластера температурную зависимость тангенса потерь магнитной восприимчивости. В случае симметричной полосы релаксационного поглощения (спектра Коул-Коула) (5) ширина полосы (ширина функции распределения частот релаксации) однозначно связана с тангенсом потерь магнитной восприимчивости [6]:

$$\tan[\delta_\chi]_{measured} = \frac{\text{Im}[\chi_{comp}(f, t)]}{\text{Re}[\chi_{comp}(f, t)]} = \frac{\frac{\sin \frac{\pi\delta}{2}}{(1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(0, t))} \left(\frac{f}{F_{cl}}\right)^\delta}{1 + \frac{\cos \frac{\pi\delta}{2}}{(1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(0, t))} \left(\frac{f}{F_{cl}}\right)^\delta} \stackrel{f=F_{rel}}{=} \frac{\sin \frac{\pi\delta}{2}}{1 + N_{cl}(t)\chi_{cl}(0, t) + \cos \frac{\pi\delta}{2}}\quad (8)$$

Решение системы уравнений (7, 8) дает

$$N_{cl}(T) = \frac{t_0 + t_C}{2t_0 + t_C + t} \frac{p_{incl}}{\chi_{comp}(0, t)} \left[1 - \left(\frac{\text{Im}[\chi_{comp}(F_{comp}, t)]}{\text{Re}[\chi_{comp}(F_{comp}, t)]} \right)^\delta \right]\quad (9)$$

$$\chi_{cl}(0, T) = \frac{2t_0 + t_C + t}{t_0 + t_C} \frac{\chi_{comp}(0, t)}{p_{incl}} \left(\frac{\text{Re}[\chi_{comp}(F_{comp}, t)]}{\text{Im}[\chi_{comp}(F_{comp}, t)]} \right)^\delta.\quad (10)$$

Рассчитанные по формулам (9, 10) температурные зависимости форм-фактора N_{cl} и внутренней статической восприимчивости кластера χ_{cl} приведены на Рис. 5 черной сплошной и пунктирной линиями соответственно. Можно заметить, что полученные аналитически кривые зависимости форм-фактора и внутренней восприимчивости магнитного кластера от температуры (рисунок 5) близки по форме к кривым, приведенным в публикации [7], но не повторяют их в точности. Это объясняется погрешностями экспериментальных данных, погрешностями аппроксимации сложного резонансного

спектра магнитного поглощения симметричным релаксационным спектром Коул-Коула [6] и различиями численной минимизации и аналитического расчета.

И численный [7], и приведенный выше аналитический расчет зависимости форм-фактора от температуры $N_{cl}(t)$ являются приближенными. Например, на краю диапазона температур форм-фактор оказывается меньше нуля, что обусловлено погрешностью измерений малых величин восприимчивости при температурах выше t_C . Тем не менее, на полученных зависимостях можно отметить три характерных точки: при $t \rightarrow t_C$ форм-фактор максимален и равен $N_{cl}(t_C) \approx 0.5$, а вдали от температуры Кюри (на краях температурного диапазона) $N_{cl}(t \gg t_C) = N_{cl}(t \ll t_C) \rightarrow 0$. То есть зависимость $N_{cl}(t)$ похожа по форме на плотность функции распределения относительно температуры Кюри t_C . Для количественного определения зависимости $N_{cl}(t)$ необходимо существенно повысить точность СВЧ измерений малых величин магнитной восприимчивости.

Собственная магнитная восприимчивость кластера вблизи t_C достигает максимума, что является проявлением эффекта Гопкинсона [8], а при температуре много ниже t_C восприимчивость кластера стремится к восприимчивости частицы Gd.

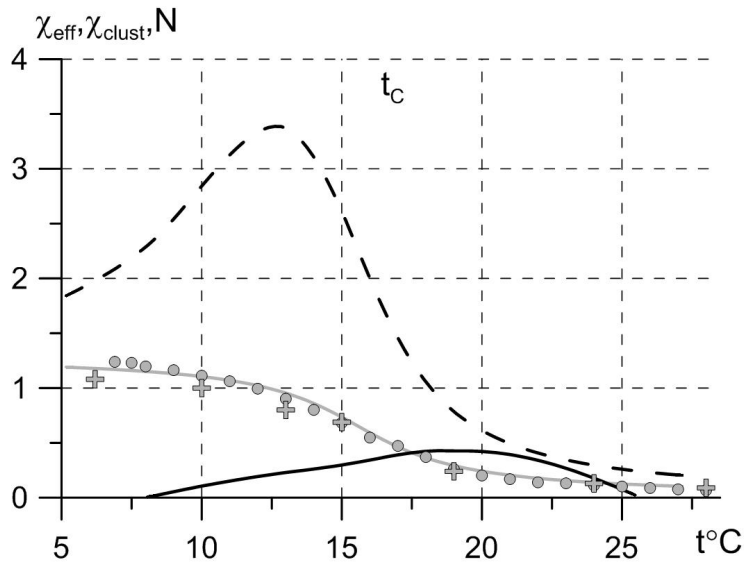


Рисунок 5 – Зависимость квазистатической восприимчивости композита χ_{comp} (серая линия), форм-фактора кластера N_{cl} (сплошная черная линия) и собственной восприимчивости кластера χ_{cl} (черная штриховая линия) от температуры

Полученная зависимость статических параметров магнитного кластера от температуры (9, 10) и описание частотной дисперсии магнитной восприимчивости композита $\chi_{comp}(f, t)$ формулой Коул-Коула (5) позволяют связать зависимость частоты релаксации магнитного кластера от температуры $F_{cl}(t)$ с измеренной частотой максимума потерь композита (рисунок 3), при этом отношение релаксационных частот композита и кластера определяется только свойствами кластера и от температуры не зависит:

$$F_{cl}(t) = F_{comp}(t) \times [1 + N_{cl}(t) \chi_{cl}(0, t)]^{1/\delta}. \quad (11)$$

Таким образом, модель кластерного намагничивания (6, 8 - 10) описывает зависимость параметров магнитного спектра частицы гадолиния от температуры.

С учетом того, что диэлектрическая проницаемость композита ($\epsilon \approx 15$) практически не зависит ни от частоты, ни от температуры, по формулам Френеля (12, 13) можно рассчитать зависимость коэффициента отражения R слоя композита заданной толщины на металлической подложке и коэффициента прохождения сквозь этот слой композита T от частоты f и температуры t :

$$R(d, f, t) = \frac{\sqrt{\mu(f, t)/\epsilon} \times th \left[\frac{2\pi i f}{c} d \sqrt{\epsilon \mu(f, t)} \right] - 1}{\sqrt{\mu(f, t)/\epsilon} \times th \left[\frac{2\pi i f}{c} d \sqrt{\epsilon \mu(f, t)} \right] + 1}, \quad (12)$$

$$T(d, f, t) = \frac{\text{Exp} \left[\frac{2\pi i f}{c} d \left(1 - \sqrt{\varepsilon \mu(f, t)} \right) \right] \times \left[1 - \left(\frac{\sqrt{\mu(f, t)/\varepsilon - 1}}{\sqrt{\mu(f, t)/\varepsilon + 1}} \right)^2 \right]}{1 - \left[\text{Exp} \left[-\frac{2\pi i f}{c} d \sqrt{\varepsilon \mu(f, t)} \right] \times \frac{\sqrt{\mu(f, t)/\varepsilon - 1}}{\sqrt{\mu(f, t)/\varepsilon + 1}} \right]^2}. \quad (13)$$

В этих выражениях d - толщина слоя композита, c - скорость света, а $\varepsilon = \text{const}$ и $\mu(f, t) = 1 + \chi_{\text{comp}}(f, t)$ - диэлектрическая и магнитная проницаемости композита.

Так, для слоя композита толщиной 4.5 мм и частоты 3.5 ГГц расчетные зависимости $R(t)$ и $T(t)$ представлены на Рис. 6а. Нагрев от 5°C до 25°C увеличивает модуль коэффициента отражения R от слоя на металле от - 20 до - 2 дБ (рисунок 6а). Модуль коэффициента прохождения T изменяется с увеличением температуры значительно слабее: от минус 9 дБ до минус 2 дБ, что обусловлено одновременным уменьшением и характеристического импеданса слоя, и магнитных потерь. На Рис. 6б представлены измеренные в короткозамкнутой коаксиальной ячейке при температурах 5, 10, 20, 25°C спектры отражения 4.5 мм образца композита.

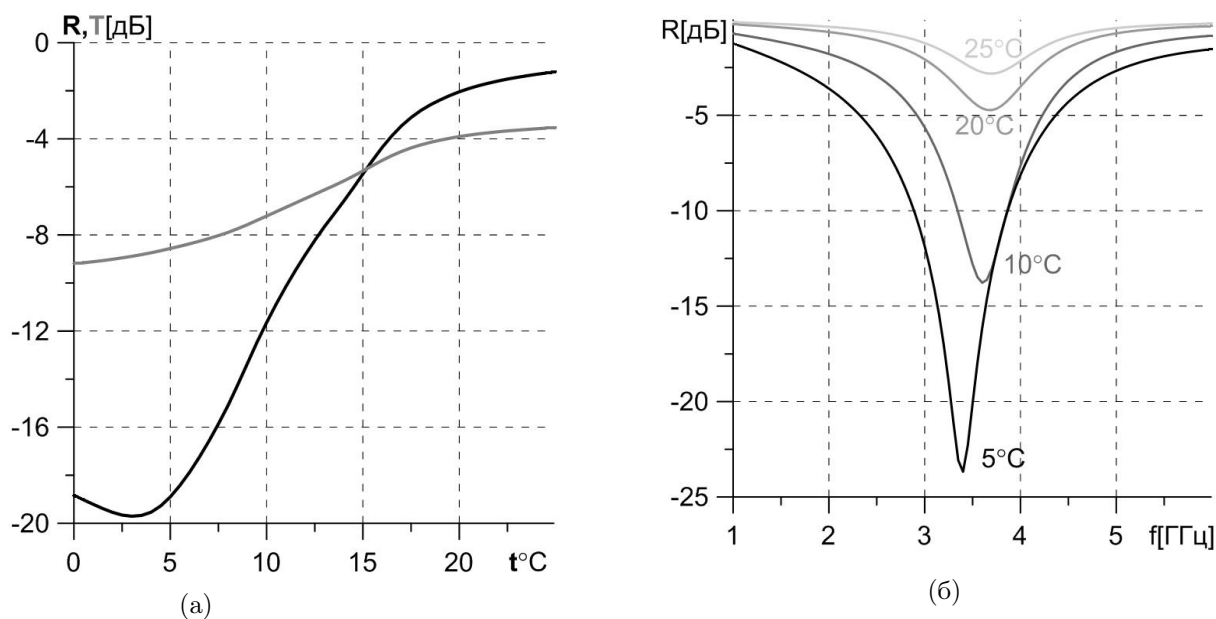


Рисунок 6 – а - расчетные температурные зависимости коэффициентов прохождения и отражения на металле 4.5 мм композита на частоте 3.5 ГГц); б- измеренная частотная зависимость коэффициента отражения образца 4.5 мм композита на металле при температурах 5 - 25°C

Заключение

Полученная температурная зависимость квазистатической восприимчивости частицы гадолия близка к оценке, полученной из опубликованных температурных зависимостей намагничивания массивного гадолия, но измеренная температура Кюри композита на 5° ниже, чем по литературным данным по массивному металлу. Различие может быть обусловлено как примесями и механическими напряжениями в частицах гадолия, так и ограничением длины магнитных кластеров размерами частиц порошка.

Квазистатическая восприимчивость композита падает с увеличением температуры постепенно, основные изменения происходят в переходной области $\pm 10^\circ$ от точки Кюри. Ширина этой переходной области заметно превосходит теоретическую оценку. Эффект объясняется в рамках разработанной модели кластерного намагничивания, которая также описывает зависимости частоты и интенсивности пика магнитного поглощения от температуры.

Модель показывает, что максимальная величина форм-фактора магнитного кластера близка к 0.5, она достигается вблизи температуры Кюри. При температурах, много меньших и много больших температуры Кюри, форм-фактор близок к 0. Собственная магнитная восприимчивость кластера вблизи температуры Кюри достигает максимума, что является проявлением эффекта Гопкинсона. При

температуре много ниже температуры Кюри восприимчивость кластера стремится к макроскопической восприимчивости частицы, а при температуре много выше – стремится к нулю.

Модель кластерного намагничивания позволяет рассчитать зависимость параметров СВЧ спектра магнитной восприимчивости композита от температуры и оценить эффективность слоя композита в качестве СВЧ поглотителя с управляемым температурой ослаблением.

Измеренная температурная зависимость коэффициента отражения от слоя композита на металле близка к рассчитанной по кластерной модели.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №21-19-0013

Список литературы

- [1] Egolf P., Rosensweig R., Magnetic Refrigeration at Room Temperature, *Annals of telecommunications*, vol.58, 2003, No 11-12, p.45.
- [2] Quantum Design GmbH, Spectrum, Product & Application News, Magnetic Measurements on Gd and Dy. Available online: <https://qd-europe.com/nl/en/news/product-application-news-spectrum/lanthanides-magnetic-measurements-on-gadolinium-and-dysprosium/>
- [3] Gottschall, T.; Kuz'min, M.D.; Skokov, K.P.; Skourski, Y.; Fries, M.; Gutfleisch, O.; Zavareh, M.G.; Schlagel, D.L.; Mudryk, Y.; Pecharsky, V.; et al. Magnetocaloric effect of gadolinium in high magnetic fields. *Phys. Rev. B*2019, 99, 134429.
- [4] Dan'kov, S.Y.; Tishin, A.M.; Pecharsky, V.K.; Gschneidner, K.A., Jr. Magnetic phase transitions and the magnetothermal properties of gadolinium. *Phys. Rev. B*1998, 57, 3478–3490.
- [5] В.И. Зверев, Магнитные и термомагнитные свойства Gd, Tb и Ho вблизи магнитных фазовых переходов, Дисс. к.ф.-м.н, МГУ, Москва 2012.
- [6] Yu.I. Yurasov , A.V. Nazarenko, Parameter of dielectric loss distribution in the new model for complex conductivity, *J. Advanced Dielectrics*, Vol.10, n0.2, 2060006, 2020.
- [7] S.N. Starostenko, D.A. Petrov, K.N.Rozanov, A.O. Shiryaev, S.F. Lomaeva, Effect of temperature on microwave permeability of an air-stable composite filled with gadolinium powder, *Sensors* 2022, 22, 3005.
- [8] J. Sláma, M. Ušáková, M. Šoka, R. Dosoudil, V. Jančárik, Hopkinson Effect in Soft and Hard Magnetic Ferrites, *Acta Physica Polonica A*, No.4, v.131, p.762-764, 2017.
- [9] Dos Santos G.; Aparicio R.; Linares D.; Miranda E.N.; Tranchida J.; Pastor G.M.; Bringa E.M., Size and temperature dependent magnetization of iron nanoclusters. *Phys. Rev. B* 2020, 102, 184426.
- [10] Furrer, A.; Waldmann, O. Magnetic cluster excitations. *Rev. Mod. Phys.* 2013, 85, 367–420.

EFFECT OF TEMPERATURE ON MICROWAVE PERMEABILITY SPECTRUM OF COMPOSITE WITH GADOLINIUM POWDER

Starostenko S.N.*, Petrov D.A., Shiryaev A.O.

Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics of RAS, Moscow, Russia

*ssn@itae.ru

Abstract

The constitutive parameters of a paraffin bound composite filled with 30% vol. of gadolinium powder are measured within the frequency range from 0.01 to 15 GHz and the temperature range from $\sim 0^\circ\text{C}$ до 35°C . The permittivity is constant within the measured ranges. Curie temperature of the composite is close to 15.5°C , the phase transition is shown to take place within a temperature range about $15.5^\circ\text{C} \pm 10^\circ$. Constitutive parameters of the composite are measured in cooled coaxial lines applying reflection-transmission technique and additionally permeability is measured at the frequency below 100MHz applying short-circuit technique. The temperature dependence of quasistatic permeability obtained by extrapolation to zero frequency is in agreement with the values retrieved from the published magnetization curves measured in temperature range. The effect of temperature deviation from Curie point on reflection and transmission of the composite is studied experimentally and via simulation. The effect of temperature is described in frame of cluster magnetization model based on Wiener mixing formula. The model is applied to design a microwave screen with variable attenuation, the attenuation of 4.5 mm-thick screen increases from about -2 dB to -20 dB at 3.5 GHz if the temperature decreases from 25°C до 5°C .

Key words: microwave permeability, Curie temperature, cluster magnetization, mixing model, tunable screen
