

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА ПО ОБЩЕЙ ФИЗИКЕ

## 9.1 Закон Кюри-Вейса и обменного взаимодействия в ферромагнетиках

выполнил студент Б04-852 группы ФЭФМ

Яромир Водзяновский

## Содержание

<b>1</b>	<b>Цель работы</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Теория</b>	<b>2</b>
2.1	Феноменологичная теория. . . . .	2
2.2	Связь эффективного поля Вейсса с обменным интегралом . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Экспериментальная установка</b>	<b>4</b>
<b>4</b>	<b>Ход работы</b>	<b>5</b>
<b>5</b>	<b>Вывод</b>	<b>6</b>

# 1 Цель работы

- Исследовать температурную зависимость магнитной восприимчивости ферромагнетика в парамагнитной области.
- Определить температуру Кюри для металлического гадолиния.
- Оценить энергию обменного взаимодействия.

## 2 Теория

### 2.1 Феноменологическая теория.

**Парамагнетики** - в-ва, атомы которых обладают нескомпенсированным магнитным моментом. При присутствующем внешнем магнитном поле магнитные моменты атомов и свободных электронов направлены «по полю» (энергетически выгодно), а в его отсутствии - хаотично.

$$I = \kappa H \quad (1)$$

$I$  - намагниченность (магнитный момент единицы объема),  $H$  - внешнее магнитное поле,  $\kappa$  - магнитная восприимчивость.

Пусть магнитный момент атома определяется только спином одного электрона. Проекция спина  $\pm \hbar/2$ . Проекция спинового-магнитного момента  $\mu_z = \mp \mu$ ,  $\mu = \mu_b$  - абсолютное значение проекции магнитного момента равная магнетрону Бора.

Под внешним магнитным полем будет расщепление на две возможные энергии:

$$E_- = -\mu B, \quad E_+ = +\mu B \quad (2)$$

По Больцману отношение электронов с энергиями:

$$\frac{N_+}{N_-} = e^{-\frac{2\mu B}{k_b T}} \approx 1 - \frac{2\mu B}{k_b T} \quad (3)$$

Намагниченность вещества определяется разностью числа электронов, магнитные моменты которых ориентированы по полю или против поля:

$$\Delta N \approx N \frac{\mu H}{k_b T} \quad (4)$$

$N = N_- + N_+$  - кол-во неспаренных электронов в единице объема.

Магнитный момент в-ва:

$$I = \mu \Delta N = N \frac{\mu^2}{k_b T} H \quad (5)$$

Восприимчивость равна:

$$\kappa = \frac{I}{H} = N \frac{\mu_b^2}{k_b T} \quad (6)$$

Магнитный момент электрона  $\mu$  связан с механическим моментом:

$$\mu = g \mu_b J \quad (7)$$

для свободного электрона  $g = 2$ ,  $J = S = 1/2$ .

Более общее выражение если более одного электрона, **Закон Кюри**:

$$\kappa = \frac{N g^2 \mu_b^2 S(S+1)}{3 k_b T} \propto \frac{1}{T} \quad (8)$$

**Ферромагнетики** - в-ва обладающие намагниченностью в отсутствие внешнего магнитного поля при температуре ниже точки Кюри. В ферромагнетике есть эффективное магнитное поле  $H_\circ$  описывающее обменную силу.

$$H_\circ = \lambda I \quad (9)$$

При температуре выше  $T_c$  ферромагнетик является парамагнетиком - тепловое движение разупорядочивает магнитные моменты. С учетом  $H_\circ$ :

$$I = N \frac{\mu^2 H}{k_b(T - \Theta)}, \quad \Theta = N \frac{g^2 \mu_b^2 S(S+1)}{3k_b} \lambda \quad (10)$$

**Формула Кюри-Вейсса:**

$$\kappa = N \frac{g^2 \mu_b^2 S(S+1)}{3k_b(T - \Theta)} \propto \frac{1}{T - \Theta} \quad (11)$$

Закон Кюри-Вейсса предполагает наличие дополнительного поля  $H_{\text{эфф}}$ , в отличие от квантово-механического подхода, эта теория приближительна, но правильно указывает на наличие особой точки  $\Theta$  фазового перехода. Эта формула неплохо описывает температурную зависимость магнитной восприимчивости парамагнитной фазы.

При стремлении температуры к  $\Theta$  восприимчивость  $\kappa$  неограниченно возрастает из-за того, что тепловое движение все меньше препятствует магнитным моментам ориентироваться в одном направлении. У парамагнетиков это происходит только при  $T \rightarrow 0$ . Точка Кюри  $T_c$  определяется как температура фазового перехода из парамагнитного состояния в ферромагнитное, при температуре ниже температуры Кюри устанавливается дальний магнитный порядок. В уравнении Кюри-Вейсса  $\Theta$  является этим параметром и  $\Theta > T_c$ .

## 2.2 Связь эффективного поля Вейсса с обменным интегралом

В теории Гейнзенберга-Френкеля энергия обменного взаимодействия атомов  $i$  и  $j$  выражается:

$$U_{\text{обм}} = -2JS_i S_j \quad (12)$$

$U$  - разность между соседними значениями кулоновской энергии для параллельных и антипараллельных спинов  $S_i$  и  $S_j$ ,  $J$  - коэффициент пропорциональности, т.е. обменный интеграл, величина которого зависит от степени перекрытия распределенных зарядов атомов  $i$  и  $j$  (от степени перекрытия волновых функций электронов).

Какова связь между обменным интегралом  $J$  и константой Кюри-Вейсса  $\lambda$ ? Пусть атом имеет  $n$  соседей, и обменное взаимодействие между каждым из них одинаково, а для особо далеких соседей будем считать обменный интеграл  $J = 0$ . Энергия переворота спина в присутствии других спинов будет вдвое больше обменной энергии системы с неопределенной ориентацией спина, тк  $U_{\uparrow\uparrow} = -U_{\uparrow\downarrow}$ , поэтому запишем пренебрегая компонентами спина  $S$ , перпендикулярных средней компоненте намагниченности:

$$U_{\text{пер}} \cong 2(2JnS^2) \quad (13)$$

$S$  - среднее значение  $S$  в направлении намагниченности.

При феноменологическом описании каждый магнитный атом испытывает действие  $H_{\text{эфф}} = \lambda I$ , а намагниченность есть магнитный момент единицы объема.

$$U_{\text{пер}} = 2\mu H_{\text{эфф}} = 2\mu \lambda I = 2\mu \frac{\lambda \mu}{V} \quad (14)$$

$V$  - объем на один атом. Средний магнитный момент электрона, обусловленный его спином есть  $\mu = gS\mu_b$ . Значит, для константы Вейсса:

$$\lambda = \frac{2nJV}{g^2 \mu_b^2} \quad (15)$$

Так как  $V = 1/N$ ,  $N$  - концентрация, то получим:

$$J = \frac{3k_b \Theta}{2nS(S+1)} \quad (16)$$

Эта формула не учитывает обменное взаимодействие между отдаленными атомами и косвенное обменное взаимодействие. Более точные расчеты для ПК, ОЦК, ГЦК структур с  $S = 1/2$  получаем  $k_b T_c / nJ = 0.28; 0.325; 0.346$  в отличие от 0.5 с помощью этой формулы.

### 3 Экспериментальная установка

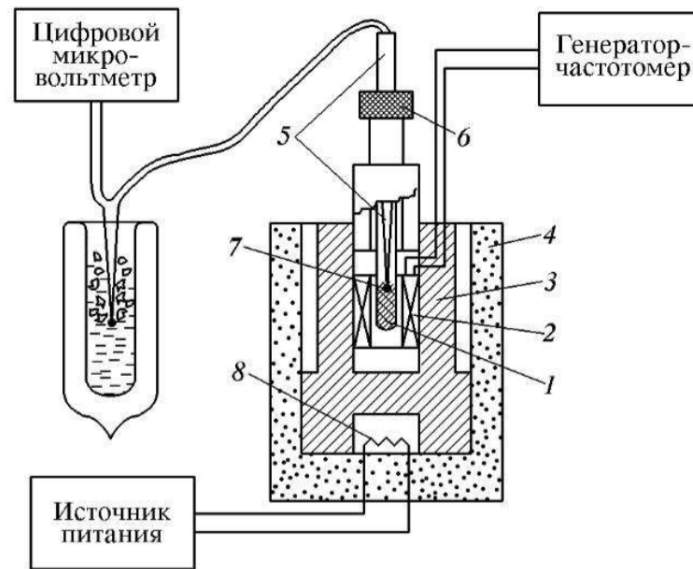


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — капсула с образцом; 2 — катушка самоиндукции; 3 — медный цилиндр; 4 — пенопластовый корпус; 5 — штук; 6 — цанговый зажим; 7 — измерительный спай термодары; 8 — электронагреватель

Рис. 1

Экспериментальная установка изображена на рис. 1.

Магнитная восприимчивость образца определяется по измерению самоиндукции, происходящему при его введении в катушку.  $L, L_0$  - самоиндукции катушки с и без образца.

$$L = \mu \frac{4\pi n^2 S}{l} \quad L_0 = \frac{4\pi n^2}{l} \quad (17)$$

$$\frac{L - L_0}{L_0} = \frac{\Delta L}{L_0} = \mu - 1 \quad (18)$$

Тк длина обраи существенно больше диаметр, то пернебрегаем размагничивающим фактором:

$$\frac{L - L_0}{L_0} = \mu - 1 = 4\pi\kappa \quad (19)$$

Частота колебательного контура определяется  $1/f = s\pi\sqrt{LC}$ :

$$\frac{f^2 - f_0^2}{f^2} = 4\pi\kappa \quad (20)$$

И получаем:

$$\frac{1}{\kappa} \propto \frac{f^2}{f_0^2 - f^2} \quad (21)$$

Мы будем варьировать температуру от 3 до 50 °C и измерять ее будем с помощью медно-константановой термодары.

## 4 Ход работы

1. Включим установку (Печь, генератор, нагреватель) и убедимся в исправности ее работы.
2. Сначала будем охлаждать образец, затем будем его нагревать в заданном интервале температур 3 до 50 °C. Каждые 2-5 °C будем измерять величины  $f$ ,  $f_0$ . Измерение частот производится при вставленном и извлеченном образце соответственно.
3. Построим зависимость  $f^2/(f_0^2 - f^2)$  от температуры образца  $T$  рис. 3, а все данные занесем в таблицу рис. 2:

f, кГц	f <sub>0</sub> , кГц	U, В	T, °C	f <sup>2</sup> /(f <sub>0</sub> <sup>2</sup> -f <sup>2</sup> )
8,02E+02	8,59E+02	9,00E-01	3,55E+00	6,77E+00
8,02E+02	8,59E+02	7,60E-01	6,96E+00	6,79E+00
8,02E+02	8,59E+02	6,50E-01	9,65E+00	6,84E+00
8,03E+02	8,59E+02	5,20E-01	1,28E+01	7,03E+00
8,04E+02	8,59E+02	5,00E-01	1,33E+01	7,18E+00
8,07E+02	8,59E+02	4,70E-01	1,40E+01	7,51E+00
8,15E+02	8,59E+02	4,00E-01	1,57E+01	9,02E+00
8,27E+02	8,59E+02	3,00E-01	1,82E+01	1,28E+01
8,27E+02	8,59E+02	2,10E-01	2,04E+01	1,28E+01
8,34E+02	8,59E+02	1,70E-01	2,14E+01	1,68E+01
8,37E+02	8,59E+02	1,50E-01	2,18E+01	1,89E+01
8,42E+02	8,59E+02	1,00E-01	2,31E+01	2,54E+01
8,46E+02	8,59E+02	5,00E-02	2,43E+01	3,20E+01
8,49E+02	8,59E+02	3,00E-02	2,62E+01	4,26E+01
8,50E+02	8,59E+02	8,00E-02	2,75E+01	4,91E+01
8,52E+02	8,59E+02	1,90E-01	3,01E+01	6,61E+01
8,53E+02	8,59E+02	2,60E-01	3,18E+01	7,46E+01
8,54E+02	8,59E+02	3,30E-01	3,35E+01	8,27E+01
8,54E+02	8,59E+02	4,00E-01	3,53E+01	9,26E+01
8,55E+02	8,59E+02	5,00E-01	3,77E+01	1,07E+02
8,55E+02	8,59E+02	6,00E-01	4,01E+01	1,20E+02
8,56E+02	8,59E+02	7,00E-01	4,26E+01	1,34E+02
8,56E+02	8,59E+02	8,00E-01	4,50E+01	1,50E+02
8,56E+02	8,59E+02	9,00E-01	4,75E+01	1,67E+02

Рис. 2: Данные

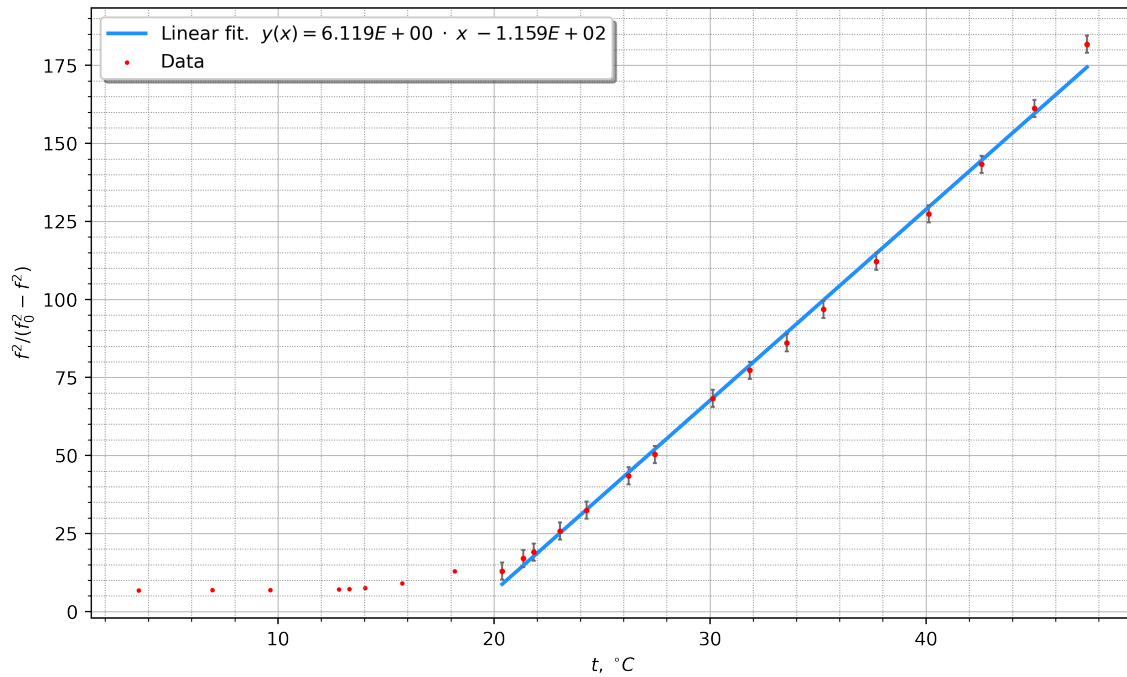


Рис. 3: Зависимость  $f^2/(f_0^2 - f^2)$  от температуры образца  $T$

По наклону графика определим точку Кюри  $T_c = \Theta$ .

Коэффициенты аппроксимации:  $a = 6.12 \pm 0.08$      $b = 116.93 \pm 2.82$

$$T_c = \left| \frac{b}{a} \right| \approx \frac{115.93}{6.12} \approx 18.95 \pm 0.03 (^{\circ}\text{C}) [\pm 2.8\%]$$

4. Используя формулу (16) и  $n = 12$ ,  $S = 7/2$  определим  $J$ :

$$J = \frac{3k_B\Theta}{2nS(S+1)} = (199.6 \pm 5.6) \cdot 10^{-6} (\text{эВ}) = 2.32 \pm 0.06 (K)$$

## 5 Вывод

- В данной работе мы исследовали температурную зависимость магнитной восприимчивости ферромагнетика в парамагнитной области, зависимость отражена на графике (рис. 3).
- Определили температуру Кюри для металлического гадолиния  $T_c = 291.94 \pm 0.03 (K)$ , табличное значение  $T = 293.4 (K)$ .
- Оценили энергию обменного взаимодействия  $J = (199.6 \pm 5.6) \cdot 10^{-6} (\text{эВ}) = 2.32 \pm 0.06 (K)$