

Министерство образования и науки Украины

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
Физический факультет

ЯМР В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ ВЕЩЕСТВАХ

Лабораторная работа спецпрактикума
специализации «магнетизм» кафедры
общей физики

Харьков 2015

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Атомные ядра, имеющие спин \vec{I} , обладают магнитным моментом

$$\vec{\mu} = \gamma_n \hbar \vec{I}, \quad (1)$$

где \vec{I} и $\vec{\mu}$ – максимальные проекции моментов на ось квантования, γ_n – ядерное гиромагнитное отношение.

При наличии магнитного поля гамильтониан взаимодействия магнитного момента с полем имеет вид

$$\hat{H} = -(\vec{\mu} \vec{H}) \quad (2)$$

Если ось \vec{z} ориентирована вдоль поля \vec{H} , то

$$\hat{H} = -\gamma_n \hbar H I_z \quad (3)$$

Собственные значения гамильтониана E_n

$$E_n = -\gamma_n \hbar H n, \quad n = I, I-1, \dots, 0, \dots, -I \quad (4)$$

В этом случае система уровней эквидистантная. Переходы между уровнями, при наличии соответствующего взаимодействия, будут происходить на частоте ω , задаваемой соотношением:

$$\hbar \omega = \Delta E = \gamma_n \hbar H \quad (5)$$

Если перпендикулярно полю \vec{H} приложено переменное поле частоты ω с амплитудой H_0^x , то гамильтониан возмущения имеет вид \hat{H}' :

$$\hat{H}' = -\gamma_n \hbar H_0^x \cdot I_x \cos \omega t \quad (6)$$

Оператор I_x имеет отличные от нуля матричные элементы $\langle n' | I_x | n \rangle$, связывающие состояния n и n' при выполнении условия $n' = n \pm 1$. Поэтому разрешены переходы только между соседними уровнями при выполнении условия:

$$\begin{aligned} \hbar \omega &= \Delta E = \gamma_n \hbar H \\ \omega &= \gamma_n H \end{aligned} \quad (7)$$

Рассматриваемое явление допускает классическое описание. Выражение для ядерной намагниченности m в магнитном поле H имеет вид:

$$m = \frac{N \gamma_n^2 \hbar^2 H I(I+1)}{3kT_s}, \quad (8)$$

где N – число ядер в единице объема;

T_s – температура спиновой системы;

k – постоянная Больцмана.

Уравнение движения ядерной намагниченности в поле представляет собой уравнение Блоха:

$$\frac{d\vec{m}}{dT} = \gamma_n [\vec{m} \times \vec{H}] - \frac{m_x \vec{i} + m_y \vec{j}}{T_2} - \frac{m_z - m_0}{T_1} \vec{k}, \quad (9)$$

Первое слагаемое в выражении (9) описывает прецессию магнитного момента вокруг направления поля. Второе и третье слагаемые описывают процессы релаксации для продольной – m_z и поперечной – $m_{\perp} = \sqrt{m_x^2 + m_y^2}$ компонент ядерной намагниченности.

Решение уравнения (9) задаёт частоту прецессии. При отсутствии внешних воздействий из уравнения (9) следуют экспоненциальные зависимости от времени величин m_z , m_x , m_y

$$\begin{aligned} m_x &= m_x(0) \cdot \exp(-t/T_2) ; m_y = m_y(0) \cdot \exp(-t/T_2) ; \\ m_z &= m_0 + (m_z - m_0) \cdot \exp(-t/T_1) \end{aligned} \quad (10)$$

В выражениях (9), (10) момент времени $t=0$ соответствует выключению переменного поля. Величины T_1 и T_2 при ЯМР могут существенно различаться, поскольку релаксация продольной и поперечной компонент ядерной намагниченности задается различными процессами.

Восстановление продольной компоненты представляет собой спин-решеточную релаксацию и обусловлено взаимодействием ядерной подсистемы с решеткой.

Процесс взаимодействия ядерной подсистемы с решеткой можно представить себе следующим образом. Флуктуации магнитного поля на ядре происходят из-за колебаний решетки. Компоненты этих флуктуаций, перпендикулярные оси квантования, вызывают переходы между ядерными подуровнями, так же как это происходит при внешнем переменном поле, перпендикулярном к оси квантования.

При таких переходах возможно излучение или поглощение решеткой энергии. Это ведет к изменению заселенности на уровнях и изменению величины m_z ; происходит обмен энергией между ядерной спиновой системой и решеткой и между ними устанавливается термодинамическое равновесие. Установление термодинамического равновесия между ядерной спиновой системой и решеткой называется спин-решеточной или продольной релаксацией и характеризуется величиной T_1 .

Релаксация поперечной компоненты ядерной намагниченности характеризуется временем T_2 и определяется несколькими механизмами. Очевидно, уменьшение поперечной намагниченности будет происходить при увеличении (по отношению к H) продольной компоненты ядерной намагниченности. Кроме того, поперечные компоненты намагниченности m_x и m_y уменьшаются при расфазировке в прецессии отдельных компонент ядерной намагниченности, составляющих суммарный момент m_{xy} в плоскости XY . Расфазировка возникает либо вследствие неоднородности приложенного постоянного магнитного поля, либо из-за низкочастотных флуктуаций продольного поля H_{0z} на ядрах. При расфазировке компонент ядерной намагниченности ядра имеют различную частоту прецессии, вследствие чего разбегаются отдельные векторы магнитных моментов в веер в плоскости XY со скоростью $1/T_2 = 2\pi\Delta\nu$, где $\Delta\nu$ полуширина линии ядерного магнитного резонанса.

ЯМР В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ ВЕЩЕСТВАХ

Основной особенностью ЯМР в магнитоупорядоченных веществах (в ферро- и ферримагнетиках) является то обстоятельство, что резонансная частота в них определяется внутренними эффективными магнитными полями, достигающими 10^5 – 10^6 эрстед. Интенсивность сигналов ЯМР может на несколько порядков величины превосходить интенсивность таких сигналов в диа- и парамагнетиках за счет участия электронной подсистемы в процессах межуровневых переходов для ядер.

Взаимодействие ядерного момента иона с электронами собственной оболочки и с электронами других ионов в магнитоупорядоченных веществах описывается в терминах локального поля на ядре H_I

$$\vec{H}_I = \vec{H}_{hf} + \vec{H}_d. \quad (11)$$

\vec{H}_{hf} – сверхтонкое поле, создаваемое электронами собственной оболочки;

\vec{H}_d – дипольное поле, создаваемое окружающими ядро ионами.

Если ядро окружено магнитными ионами с магнитными моментами $\vec{\mu}_i$, то магнитный момент $\vec{\mu}_i$ создает в точке расположения ядра поле

$$\vec{H}_d^i = -\frac{\vec{\mu}_i}{r_i^3} + \frac{3(\vec{\mu}_i \vec{r})_i \vec{r}_i}{r_i^5}, \quad (12)$$

где \vec{r}_i – радиус-вектор, проведенный из точки расположения магнитного момента $\vec{\mu}_i$ в точку расположения ядра. Результирующее поле получается путем векторного сложения полей от всех узлов решетки кристалла.

$$\vec{H}_d = \sum_i \vec{H}_d^i \quad (13)$$

В результирующем дипольном поле можно выделить два слагаемых: одно, зависящее от формы образца \vec{H}_p – размагничивающее поле, второе слагаемое \vec{H}_d^a зависит от геометрии окружения ядра магнитными моментами ионов, находящихся в узлах решетки кристалла.

$$\vec{H}_d = \vec{H}_d^a + \vec{H}_p \quad (14)$$

Взаимодействия, связанные со сверхтонкими полями, описываются гамильтонианом вида

$$\hat{H}_i = \gamma_n \hbar \vec{I} \vec{H}_{hf}^i \quad (15)$$

где \vec{H}_{hf}^i – сверхтонкое поле, создаваемое в месте расположения ядра i -м электроном.

$$\vec{H}_{hf}^i = -g\mu_B \left\{ \frac{\vec{l}_i}{r_i^3} + \frac{3\vec{r}_i (\vec{r}_i \cdot \vec{s})_i}{r_i^5} - \frac{\vec{s}_i}{r_i^3} + \frac{8}{3} \pi \vec{s}_i \delta(\vec{r})_i \right\} \quad (16)$$

где μ_B – магнетон Бора; g – g -фактор электрона.

Первое слагаемое в выражении (16) описывает поле тока, связанного с орбитальным движением электрона, второе и третье слагаемые описывают поле, создаваемое магнитным моментом $g\mu_B \vec{s}_i$. Последнее слагаемое описывает взаимодействие Ферми, которое создается только S -электронами ($l=0$), поскольку только они имеют отличную от

нуля электронную плотность на ядре. Ожидаемое значение напряженности поля на ядре иона находится как квантовомеханическое среднее

$$H_{hf} = \sum_i \left\langle \int \psi^* |H_i^i| \psi d\tau \right\rangle \quad (17)$$

Функция ψ строится на основе одноэлектронных атомных функций.

Для изолированных атомов с полностью заполненными электронными оболочками локальное сверхтонкое поле на ядре равно нулю. Последнее слагаемое в выражении (16) может давать ненулевой вклад в H_{hf}^i для таких состояний, волновая функция которых содержит примесь волновых функций S -типа, поскольку только они не обращаются в нуль в точках, где находится ядро ($\vec{r}_i = 0$). Для $3d$ -электронов наблюдается эффект обменной поляризации. Для электронов S -оболочки имеет место обменное взаимодействие с $3d$ -электронами. Энергия этого взаимодействия зависит от того, направлен ли спин S -электрона параллельно или антипараллельно спину $3d$ -электронов. Так как электроны из разных оболочек с параллельными спинами стремятся сблизиться, а с антипараллельными разойтись, то радиус внутренних по отношению к $3d$ S -орбит, на которых находится спин, параллельный спину $3d$ -электронов, расширяется. Радиус орбит с электронами, имеющими противоположно направленный спин, уменьшается. Соответствующая часть локального поля на ядрах H_{hf}^s пропорциональна спиновой плотности S -электронов на ядре.

$$H_{hf}^s \sim |\psi^s(0) \uparrow|^2 - |\psi^s(0) \downarrow|^2 \quad (18)$$

Сверхтонкое взаимодействие можно описать феноменологически. Гамильтониан сверхтонкого взаимодействия для ядерного момента \vec{I} имеет вид

$$\hat{H}_{hf} = \vec{I} \hat{A} \vec{J} \quad (19)$$

где \vec{J} – полный электронный момент иона;

\hat{A} – тензор второго ранга.

Для ионов в S -состоянии \vec{J} заменяется на \vec{S} и выражение (19) принимает вид

$$\hat{H}_{hf} = \vec{I} \hat{A} \vec{S}. \quad (20)$$

Как известно, при описании магнитоупорядоченных веществ пользуются понятием магнитной подрешетки. К одной и той же подрешетке относят все магнитные ионы, позиции и магнитные моменты которых могут быть совмещены трансляцией на период магнитной элементарной ячейки. Магнитная подрешетка объединяет все магнитные ионы, эквивалентные как в кристаллохимическом, так и в магнитном отношениях. Если $\vec{M}(\vec{r})$ намагниченность отдельной подрешетки, то плотность энергии сверхтонкого взаимодействия для одной подрешетки $W_{hf}(\vec{r})$ можно представить в виде

$$W_{hf}(\vec{r}) = A_0 \vec{M} \vec{m}' \quad (21)$$

где A_0 – константа сверхтонкого взаимодействия;

\vec{m}' – ядерная намагниченность.

Сверхтонкое поле, действующее на ядро, имеет вид

$$\langle \vec{H}_{hf} \rangle = \frac{\partial W_{hx}}{\partial \vec{m}'} = A_0 \vec{M} \quad (22)$$

Тепловое движение приводит к разбросу магнитных моментов ионов по направлениям. На ядерный спин действует среднее поле $\langle \vec{H}_{hf} \rangle$

$$\langle \vec{H}_{hf} \rangle = A_0 \langle \vec{M} \rangle, \quad (23)$$

поэтому частота ЯМР ω_n определяется соотношением:

$$\omega_n = \gamma_n \left| \vec{H}_0 + \vec{H}_d - A_0 \langle \vec{M} \rangle \right|, \quad (24)$$

где \vec{H}_0 – внешнее поле;

\vec{H}_d – дипольное поле.

Поскольку в магнитоупорядоченных веществах $|\vec{H}_0|$ и $|\vec{H}_d|$ гораздо меньше $|-A_0 \langle \vec{M} \rangle|$, то соотношение (24) имеет вид

$$\omega_n \approx \gamma_n \left| -A_0 \langle \vec{M} \rangle \right|. \quad (25)$$

Из этого соотношения следует, что по экспериментальным данным зависимостей $\omega_n = \omega_n(T)$ можно определить температурные зависимости намагниченностей подрешеток ферромагнетика.

Сверхтонкое поле на ядре определяется спиновыми магнитными моментами ионов, поэтому изменение ориентации магнитных моментов вызывает изменение сверхтонкого поля. Если к магнетику приложено переменное магнитное поле \vec{h} , то оно вызывает изменение ориентации магнитных моментов как в доменах, так и в доменных границах. Поэтому ядерные переходы происходят под действием поперечной компоненты сверхтонкого поля H_{hf}^\perp , а не под влиянием h . Отношение

$$\eta \approx \frac{H_{hf}^\perp}{h} \quad (26)$$

носит название коэффициента усиления.

Коэффициенты усиления для ядер в доменах η_d и в доменных границах (ДГ) η_w пропорциональны, соответственно, восприимчивости вращения χ_{sp} в доменах и смещения χ_{tr} в ДГ. В ферромагнетиках $\chi_{tr} \gg \chi_{sp}$. поэтому $\eta_w \gg \eta_d$. Явление усиления наблюдается также при воздействии колебаний ядерных моментов на электронную намагниченность через сверхтонкое взаимодействие. При наблюдении ЯМР регистрируется не сигнал, обусловленный ядерной намагниченностью, а “усиленная” реакция электронной намагниченности на этот сигнал. Благодаря эффекту усиления, поглощение радиочастотной энергии возрастает в η^2 раз, а сигнал ядерной индукции и спинового эха в η раз.

Различие в величинах η_d и η_w обуславливает возможность отдельного наблюдения ЯМР в доменах и в ДГ путем задания необходимой мощности радиочастотного поля.

НЕСТАЦИОНАРНАЯ МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЯ ЯМР (МЕТОД СПИНОВОГО ЭХА)

Явление ЯМР заключается в резонансном поглощении или излучении электромагнитной энергии системой ядерных магнитных моментов. В методе спинового эха используется явление испускания электромагнитной энергии ядерными магнитными моментами. При этом должны выполняться определенные условия, задающие взаимодействие ядерных спинов с электромагнитным излучением.

Пусть в начальный момент времени ядерная подсистема имеет магнитный момент \vec{m} , ориентированный вдоль оси квантования OZ , направленной вдоль магнитного поля (рис. 1).

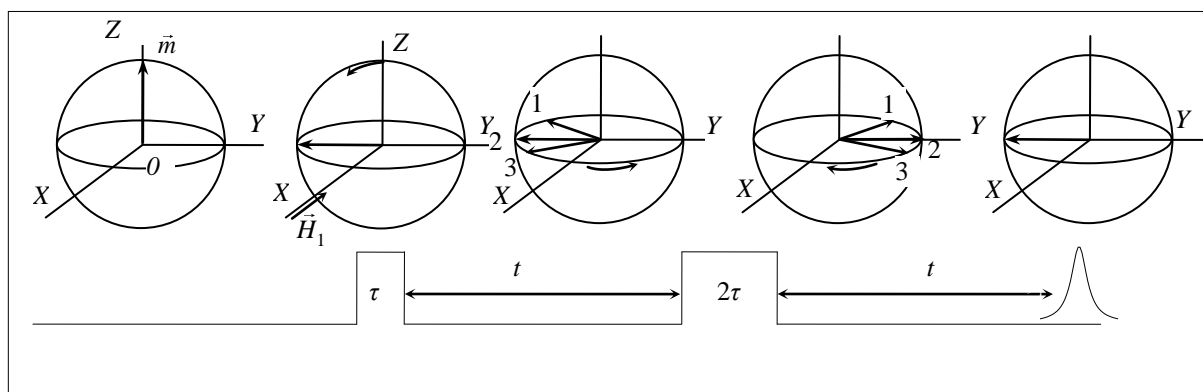


Рис. 1. Схема формирования спинового эха

Приложим к образцу переменное радиочастотное поле H_1 , перпендикулярное оси OZ (на частоте ЯМР), величина H_1 должна удовлетворять условию

$$\gamma_n H_1 \gg 1/T_1, 1/T_2,$$

где γ_n – ядерное гиромагнитное отношение. Под действием приложенного поля вектор ядерной намагниченности начнет отклоняться от оси OZ . Рассмотрим поведение ядерной намагниченности во вращающейся системе координат XYZ . Эта система вращается с частотой ЯМР, приложенное переменное поле в ней неподвижно и направлено вдоль оси OX . В этой системе координат ядерная намагниченность будет вращаться относительно оси и при выполнении условия $\gamma_n H_1 \tau_u = \pi/2$ окажется в плоскости XY . Здесь τ_u – длительность приложенного радиочастотного импульса. После окончания импульса ядерная намагниченность будет прецессировать вокруг оси OZ . Разобьем условно ядерную намагниченность на ряд изохромат (компонент, имеющих одинаковую частоту прецессии). Разные изохроматы имеют разные частоты прецессии. Различие частот прецессии обусловлено неоднородностью локальных магнитных полей внутри магнитоупорядоченного вещества. Будем считать, что каждая изохромата состоит из достаточно большого количества ядерных спинов, чтобы ее можно было рассматривать как макроскопический структурный элемент. С другой стороны, размер области занимаемой ядрами изохроматы достаточно мал настолько, чтобы можно было пренебречь неоднородностью полей в одной изохроматической группе ядер. После окончания первого радиочастотного импульса суммарная ядерная намагниченность за

время $(1/\Delta\omega)$ ($\Delta\omega$ – ширина линии ЯМР) “разойдётся” в всеоризохромат и результирующая намагниченность в плоскости XU исчезнет. Для того чтобы изохроматы “сошлись”, подадим новый импульс, для которого длительность включения составляет $2\tau_u$. Поскольку длительность включения второго радиочастотного импульса в два раза больше первого, то во вращающейся системе координат произойдет поворот U -вых проекций изохромат на 180° . Проекции изохромат на ось OX не изменятся. После второго (180°) импульса фазы изохромат будут “инвертированы” относительно изохроматы, имеющей частоту прецессии ω_p . При этом изохромата, имеющая частоту прецессии меньшую, окажется впереди, а изохромата с большей частотой прецессии – сзади. Все изохроматы будут продолжать двигаться в прежнем направлении. Более “быстрые” изохроматы будут догонять более “медленные”. Поскольку магнитные поля, обуславливающие возникновение разности фаз у изохромат не изменились, то разность фаз у различных изохромат исчезнет через промежуток времени равный паузе между 90° и 180° импульсами. При этом в плоскости появится суммарная прецессирующая макроскопическая намагниченность, которая будет наводить в приемной катушке ЭДС, то есть, сигнал эха.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТОАКТИВНЫХ ИОНОВ Fe^{3+} В $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ МЕТОДОМ СПИНОВОГО ЭХА

Описание экспериментальной установки

Функциональная схема спектрометра приведена на рис. 2. В состав спектрометра входят импульсный радиочастотный генератор и приемный тракт, который позволяет визуально фиксировать сигналы эха. Импульсы напряжения определенной длительности и с заданными интервалами между ними формируются двумя или тремя генераторами Г5–15 и генератором Г5–26. Сформированная последовательность импульсов напряжения усиливается до нужного значения модулятором, нагрузкой которого является импульсный генератор, выполненный по двухтактной схеме на триодах 6С5Д. Колебательный контур генератора является приемным контуром для сигналов эха. Через ёмкость связи контур включается на вход высокочастотного усилителя с полосой рабочих частот 5–95 МГц и коэффициентом усиления 45 дБ.

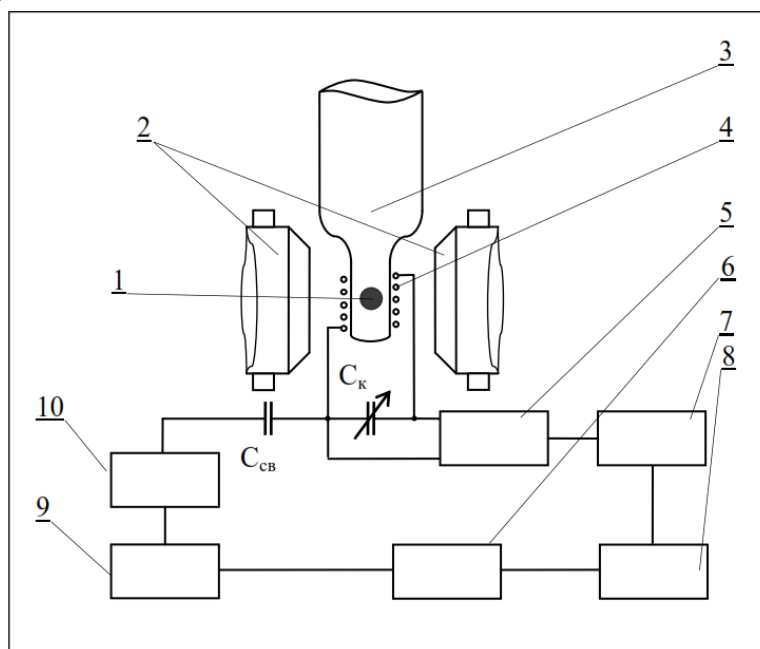


Рис. 2. Функциональная схема некогерентного спектрометра спинового эха.

1 – образец; 2 – электромагнит; 3 – криостат; 4 – катушка датчика ЯМР; 5 – импульсный генератор; 6 – генератор развертки; 7 – модулятор; 8 – формирователь последовательности импульсов; 9 – приемник (СК4–59); 10 – предварительный усилитель высокой частоты.

Выход усилителя нагружен входом анализатора спектров СК4–59. Для визуального наблюдения сигналов эха на экране электронно-лучевого индикатора СК4–59 используется внешняя развертка.

При исследовании температурных зависимостей ЯМР-характеристик в интервале 4,2–295 К катушка индуктивности с образцом помещается в криостат, с помощью которого задаётся определенная температура.

Задание

1. Подобрать оптимальные условия наблюдения спин-эхо сигналов ядер ^{57}Fe для тетраэдрической и октаэдрической подрешеток железо-иттриевого граната $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

2. Изучить зависимость амплитуды A эхо сигналов от частоты ν для тетраэдрической и октаэдрической подрешеток при температурах 77 К и 295 К. Полученные результаты представить в виде графиков $A=f(\nu)$. Рассчитать локальные поля на ядрах ^{57}Fe ионов Fe^{3+} при температуре 77 и 295 К с помощью соотношения $\nu=\gamma H$ ($\gamma/2\pi=137$ Гц/Э для ядер ^{57}Fe); частота соответствует максимальному значению амплитуды эха).
3. Изучить зависимость амплитуды A эхо сигналов для тетраэдрической и октаэдрической подрешеток ионов ^{57}Fe от времени задержки t_{12} между первым и вторым радиочастотными импульсами при азотной и комнатной температурах. Данные представить в виде графических зависимостей $A=f(t_{12})$. Рассчитать время спин-спиновой релаксации T_2 с помощью соотношения

$$A = C \exp(-2t_{12}/T_2), \quad (C=\text{const})$$
4. Изучить зависимость амплитуды сигналов эхо A ядер ^{57}Fe для тетраэдрической и октаэдрической подрешеток ионов ^{57}Fe от частоты следования пар возбуждающих импульсов при температуре 77 и 295 К. Данные представить в виде графических зависимостей $A=\varphi(f)$. Сделать оценочный расчет времени спин-решеточной релаксации T_1 .

Рекомендованная литература

1. F. Hartmann Acad. Sci, **253**, 433, 1961
2. C. Robert. Phys. Rad., **23**, 574, 1962.
3. Ю.М. Яковлев, С.Ш. Генделев. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике, “Сов. Радио”, 1975, стр. 12, раздел “Структура феррогранатов”.
4. Я. Смит, Х. Вейн. Ферриты, ИИЛ, стр. 273, раздел “Свойства ферритов со структурой граната”.
5. S. Ogawa. J. Phys. Soc. Jap. **17**, 654; C. Robert. Compt. Rend. **251**, 2684, 1960.

**ЯМР ЯДЕР ^{57}Fe ИОНОВ Fe^{3+} В ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ.
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ЛОКАЛЬНЫХ ПОЛЕЙ
НА ЯДРАХ ^{57}Fe В ГЕКСАФЕРРИТЕ $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$**

Распределение намагниченности в магнитоупорядоченных кристаллах задаётся условиями минимума свободной энергии. При этом образуются доменные структуры, представляющие собой совокупность спонтанно намагниченных областей - доменов с различными направлениями магнитных моментов и переходных слоёв - доменных границ (ДГ) между доменами. Векторы спонтанной намагниченности в доменах направлены вдоль осей лёгкого намагничивания. Для магнитноодноосного кристалла $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ (BaM) имеется только две группы доменов с взаимно противоположным направлением намагниченности. Домены разделены доменными границами (ДГ), в которых направление намагниченности изменяется на 180° . Структура переходных слоёв между доменами для ферро- и ферримагнетиков определяется конкуренцией между обменным взаимодействием, стремящимся сделать изменение намагниченности более плавным (более протяженная ДГ) и энергией анизотропии, стремящейся уменьшить размер переходного слоя (ДГ). Для блоховских ДГ, которые реализуются в кристаллах BaM, ориентация магнитных моментов в ДГ показана на рис. 3а.

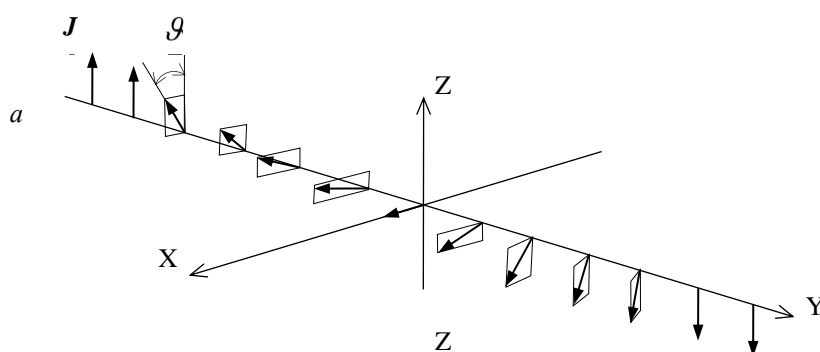


Рис. 3.

Плоскость XZ является плоскостью границы. Угол ϑ отсчитывается от направления намагниченности на краю ДГ.

Структура ДГ Блоха была установлена Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшицем [1]. Было показано, что в ДГ проекция локальной намагниченности J_s на направление легкого намагничивания J_z и координата y , отсчитываемая от середины ДГ перпендикулярно ей, связаны соотношением

$$\frac{J_z}{J_s} = \cos \vartheta = \tanh\left(\frac{y}{\Delta}\right), \quad \Delta = \left(\frac{A}{K_1}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (27)$$

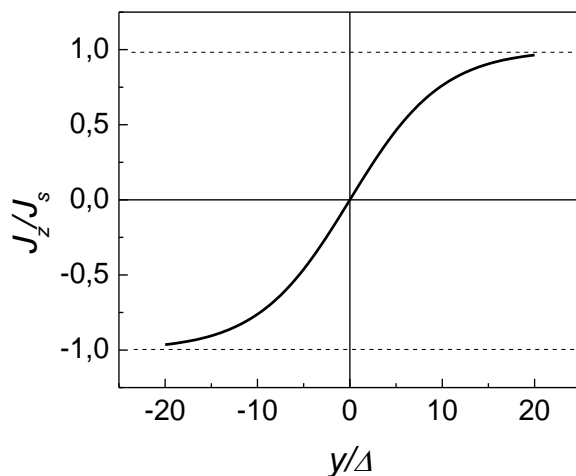


Рис. 4.

велико вблизи домена и мало в середине ДГ. Для ядер в ДГ локальная частота ЯМР ν зависит от ориентации локальной намагниченности относительно кристаллографических осей и задается выражением:

$$\nu(\vartheta) = \nu_d + (\nu_w - \nu_d) \sin^2 \vartheta, \quad (28)$$

где ν_d – локальная частота ЯМР ядер на краю ДГ ($\vartheta=0, \pi$); ν_w – локальная частота ядер в середине ДГ ($\vartheta=\pi/2$).

Соотношения (27), (28) обуславливают зависимость частоты ЯМР ν от y , которую качественно можно представить в виде [2], показанном на рис. 5. Из рис. 5 следует, что в стационарном ЯМР спектре вместо широкой линии, соответствующей непрерывному распределению частот в ДГ при разных значениях y , могут наблюдаться пики, соответствующие максимальной спектральной плотности состояний, то есть, в точках, где $d\nu/dy \approx 0$. Из рис. 5 следует, что этим условиям отвечают две точки перегиба на краю ДГ (частота ν_d) и одна в середине ДГ (частота ν_w). Кроме того, для наблюдения пиков ЯМР с частотами ν_d и ν_w необходимо, чтобы локальные ширины линий ЯМР в середине $\Delta\nu_w$ и на краю ДГ $\Delta\nu_d$ были значительно меньше $|\nu_w - \nu_d|$. В работе [3] были проведены расчеты действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости ядерной подсистемы при

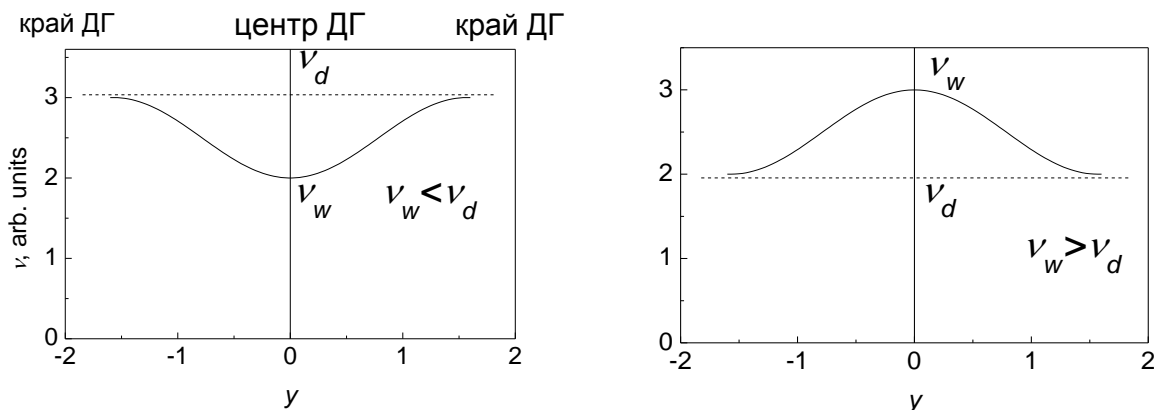


Рис. 5.

где A – константа обменного взаимодействия, K_1 – константа энергии анизотропии; ϑ – угол между направлением легкого намагничивания и направлением \mathbf{J}_s .

На рис. 4 представлена зависимость J_z/J_s от относительной координаты (y/Δ). Из рисунка следует, что переходная область от доменной границы к домену вблизи домена занимает большое число атомных слоев, то есть число магнитных моментов, имеющих приблизительно одинаковую ориентацию,

выполнении условия ($\Delta_d \approx \Delta_w \approx \Delta$, $\delta\nu = |\nu_w - \nu_d|$). Кривые поглощения и дисперсии в зависимости от y приведены на рис. 6 в относительных единицах.

Из рис. 6 следует, что зависимость $\chi''(y)$ имеет особенность в виде пика в середине ДГ, а $\chi'(y)$ как в середине, так и на краю ДГ. Поэтому, изучая зависимость $\chi'(y)$ от ν , можно определить частоты ЯМР ядер на краю ДГ ν_d и в середине ДГ ν_w .

Для регистрации сигнала, пропорционального χ' , используется пассивный LC-контур, в катушку индуктивности которого помещается исследуемый образец. В этом случае дополнительное напряжение, порождаемое действительной частью магнитной восприимчивости образца, будет в фазе или в противофазе с напряжением на контуре, и сигналы будут иметь вид характерных пиков на амплитудно-частотной характеристике LC-контра [4]. Для наблюдения рассматриваемого эффекта в качестве образцов используются

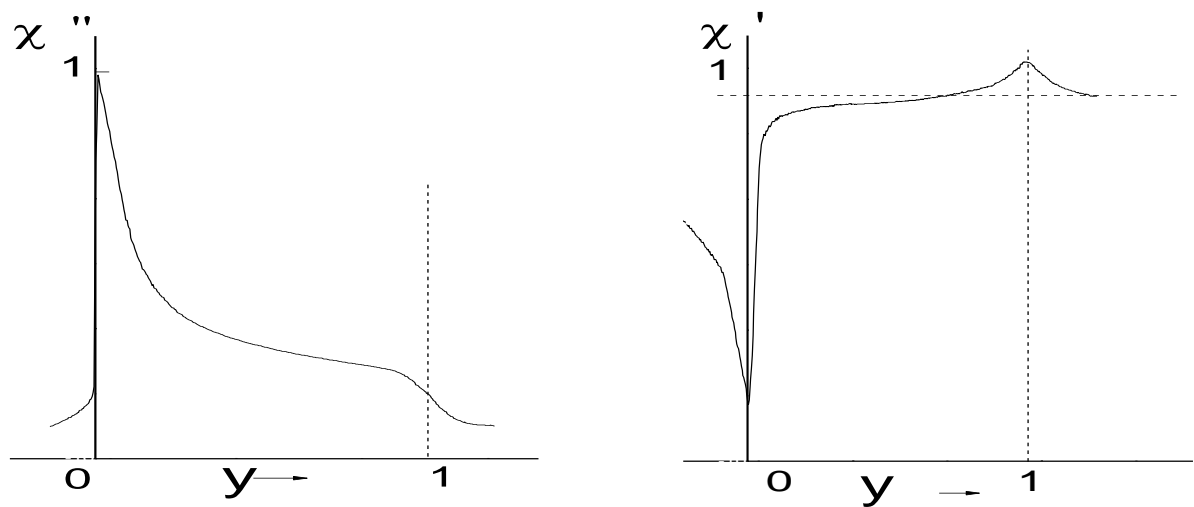


Рис. 6.

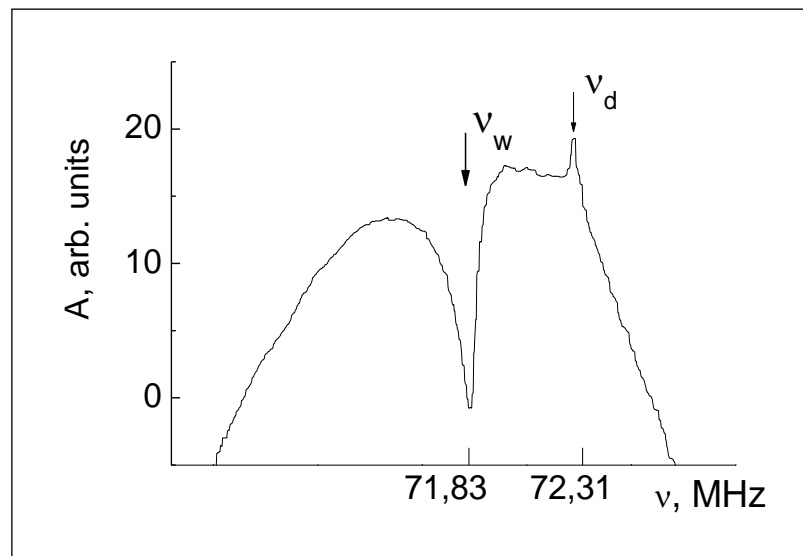


Рис. 7

монокристаллы $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ с обогащением изотопом ^{57}Fe , ориентированные гексагональной осью c вдоль оси катушки индуктивности.

На рис. 8 для иллюстрации показан фрагмент амплитудно-частотной характеристики контура с исследуемым образцом, на котором видны пики сигнала дисперсии, соответствующие частотам ν_w и ν_d подрешетки c (кристаллографическое положение ядер $(4f_I)$ феррита ВаМ при температуре 77 К. Как видно на рисунке, форма пиков достаточно хорошо соответствует теоретической зависимости, приведенной на рис. 6. Вид теоретической зависимости, соответственно, является следствием специфической структуры блоховской ДГ, то есть, зависимости $J=f(y)$.

Описание экспериментальной установки

Функциональная схема спектрометра для наблюдения стационарных спектров ядер ^{57}Fe в ДГ ВаМ представлена на рис. 8. Колебательный контур, образованный конденсатором переменной ёмкости C_k и катушкой индуктивности 2 с исследуемым образцом, через ёмкость связи C_1 нагружен на выход генератора качающейся частоты 8 прибора Х1-47. Генератор прибора вырабатывает стабильное по амплитуде переменное

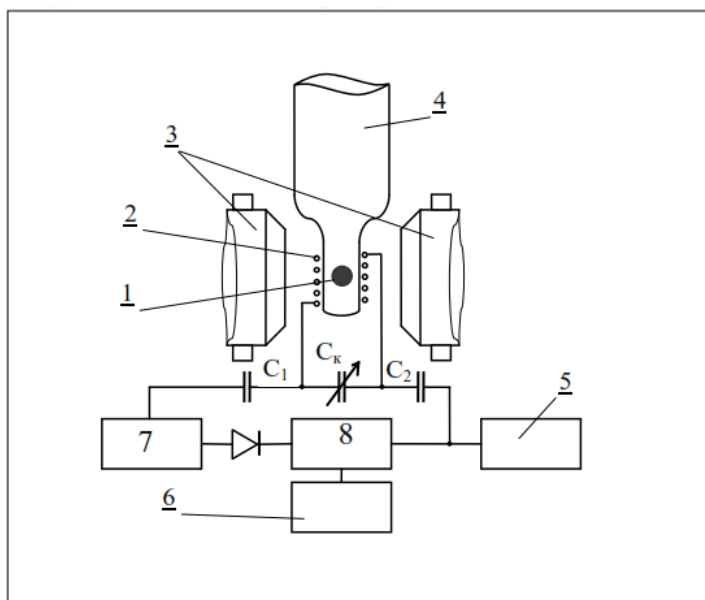


Рис. 8.

напряжение, частота которого может изменяться по линейному со временем закону с задаваемой скоростью. Выделенное контуром высокочастотное напряжение усиливается усилителем 8 и после детектирования подаётся в индикаторный блок 8 прибора Х1-47. На экране ЭЛТ индикаторного блока визуально наблюдается амплитудно-частотная характеристика радиочастотного тракта. Пики ЯМР, соответствующие кривой дисперсии на частотах ν_w и ν_d , наблюдаются на амплитудно-частотной характеристике тракта. Частота пиков

измеряется частотомером 5. Перестройка контура осуществляется изменением ёмкости конденсатора контура C_k . При проведении низкотемпературных исследований катушка с образцом помещается в криостат 4, позволяющий проводить измерения в температурном диапазоне 77–295 К. Для изучения влияния магнитного поля на характеристики ЯМР в исследуемых образцах измерительная часть спектрометра помещается в межполюсное пространство электромагнита 3.

ЗАДАНИЕ

1. При температурах 77 К и 295 К определить частоты ЯМР ν^i (i – индекс подрешетки) для ядер ^{57}Fe в доменных границах гексаферрита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$.

2. Провести идентификацию линий от ядер в середине доменных границ – ν_w^i и на краю доменных границ ν_d^i , воспользовавшись известными значениями ν_w^i и ν_d^i (Табл. 1).
3. В интервале $77 \div 295$ К определить температурную зависимость частот ν_w^i и ν_d^i для подрешеток a, b, c, d и e .
4. Рассчитать для интервала температур $77\text{--}295$ К локальные поля H_w^i и H_d^i , воспользовавшись соотношениями

$$H_w^i = \frac{2\pi\nu_w^i}{\gamma}; \quad H_d^i = \frac{2\pi\nu_d^i}{\gamma} \quad \gamma = 137,7 \text{ Гц/Э.}$$

Рассчитанные значения представить в графическом виде.

5. Для интервала температур $77\text{--}295$ К рассчитать анизотропию локальных полей $\delta H_i = H_w^i - H_d^i$. Полученные результаты представить в графическом виде.

Таблица 1. Частоты пиков линий ЯМР ядер ^{57}Fe в $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ при 77 К

Частота, МГц	Подрешетка				
	e	a	c	b	d
ν_d^i	58,52	70,22	72,38	74,24	75,55
ν_w^i	59,14	68,62	72,59	76,10	76,72

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел //Л.Д. Ландау Собрание трудов, М: Наука, 1969. т. 1, с. 128-143.
2. А.В. Залесский. Применение метода ЯМР для изучения реальной структуры магнитоупорядоченных кристаллов.// Сб. науч. трудов «Физическая кристаллография», М: Наука, 1992, с. 306-326.
3. М.А. Butler. Wall resonances in ferromagnetic // Intern. J. Magnetism, 1973, v. 4, p. 131-138., Б.Н. Филиппов, А.П. Танкеев. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука. 1987. 205 с.
4. С.П. Кунцевич, А.А. Безлепкин, Ю.А. Попков. ЯМР ядер ^{57}Fe в гексаферрите $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$.// ЖЭТФ.-1985.- **88**, вып. 5. С. 1820-1826.