

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ

Л.А. Прозорова

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН
В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

1352
Специальность 01.04.09
(физика низких температур)

Диссертация на соискание ученой
степени доктора физико-математи-
ческих наук

Москва, 1975.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА I. Спектр спиновых волн в антиферромагнетиках с анизотропией типа "легкая плоскость"	6
§ 1.1. Вычисление энергетического спектра анти- ферромагнетиков	8
§ 1.2. Методы исследования спектра спиновых волн	23
ГЛАВА II. Антиферромагнитный резонанс	36
§ 2.1. Антиферромагнитный резонанс в легкоплоскост- ных антиферромагнетиках	37
§ 2.2. Методика	43
§ 2.3. Образцы	48
§ 2.4. Исследование низкочастотной ветви АФМР	50
А. Снятие вырождения в спектре АФМР	51
Б. Сверхтонкое взаимодействие	55
В. Магнитоупругое взаимодействие	62
Г. Индуцирование антиферромагнитного порядка выше температуры Нееля	65
Д. Определение параметров вещества по за- висимости $\chi_{10}(H)$	71
§ 2.5. Исследование высокочастотной ветви АФМР	78
§ 2.6. Ширина линии АФМР	86

Таблица АФМ стр 35

ГЛАВА III. Нелинейные высокочастотные свойства анти- ферромагнетиков с анизотропией типа "легкая плоскость"	90
§ 3.1. Удвоение частоты. Бирезонанс	92
§ 3.2. Комбинационный резонанс	97
§ 3.3. Параметрический резонанс	101
ГЛАВА IV. Параметрическое возбуждение электронных спиновых волн	III
§ 4.1. Наблюдение резонансного магнот-фононного взаимодействия. Определение обменной константы λ	112
§ 4.2. Методика	130
§ 4.3. Изучения процесса параметрического возбужде- ния спиновых волн. Жесткость	142
§ 4.4. Определение затухания спиновых волн по поро- вым полям параметрических процессов	154
§ 4.5. Стационарное затухание электронных спиновых волн . Сравнение с теорией	169
ГЛАВА V. Наблюдение распространения электронных спиновых волн	176
ГЛАВА VI. Изучение стационарного состояния параметри- чески возбужденных спиновых волн	188
§ 6.1. Нелинейная стационарная теория	191
§ 6.2. Запороговая динамическая восприимчивость	197
§ 6.3. Изучение стационарного состояния методом переходных процессов	202

ВВЕДЕНИЕ

Спектр спиновых волн и их время жизни являются важнейшими характеристиками магнитоупорядоченных кристаллов. Эффективным методом исследования спиновых волн в магнетиках служит изучение взаимодействия с ними электромагнитного излучения СВЧ-диапазона.

В случае антиферромагнетиков вид спектра существенно зависит от магнитной симметрии кристаллов. В данной диссертации подробно изучены высокочастотные свойства специального класса антиферромагнетиков с анизотропией намагниченности типа "легкая плоскость". Особенности этих антиферромагнетиков заключается в том, что в спектре спиновых волн имеются по крайней мере две ветви с существенно различными величинами энергетической щели.

Первая часть диссертации посвящена изучению линейного антиферромагнитного резонанса — однородных резонансных колебаний спиновой системы. Частота антиферромагнитного резонанса определяет энергетическую щель в спектре спиновых волн. Подробно изучены зависимости резонансной частоты от магнитного поля и температуры и показано, что в соответствии с предсказаниями феноменологической теории в спин-волновом спектре

имеется низкочастотная ветвь колебаний, частота которой при $H \rightarrow 0$ мала и определяется слабыми взаимодействиями в кристалле (сверхтонким и магнитоупругим). В антиферромагнетиках, у которых магнитный ион находится в S' -состоянии изучена также энергетическая щель высокочастотной ветви спектра и показано, что в этом случае основной вклад в энергию анизотропии дает дипольное взаимодействие.

Существование двух ветвей в спектре спиновых волн антиферромагнетиков с анизотропией типа легкая плоскость является источником очень своеобразных нелинейных свойств этих веществ. Этому вопросу посвящена вторая часть диссертации, в которой обнаружен ряд новых эффектов никогда ранее не наблюдавшихся. Это прежде всего бирезонансное удвоение частоты, возникающее при раскачке спинов на частоте, соответствующей нижней ветви АФМР, при условии, что эта частота в точности равна половине частоты высокочастотной ветви. Наиболее существенным из обнаруженных нелинейных эффектов является параметрическое возбуждение спиновых волн, обусловленное нелинейной связью между двумя ветвями спектра. Наличие такой связи принципиально отличает упомянутый эффект от аналогичного, наблюдавшегося ранее в ферритах, в которых ангармонизм определяется дипольным взаимодействием. Подробное изучение параметрического возбуждения спиновых волн позволило получить много новых сведений о спектре спиновых волн и процессах их релаксации и, кроме того, привело к возможности впервые осуществить эксперименты по наблюдению распространения спиновых

волн вдоль антиферромагнитного образца.

Стационарное состояние параметрически возбужденных спиновых волн представляет собой весьма интересное коллективное возбужденное состояние, относительно природы которого существует ряд теоретических моделей. Экспериментальному изучению этого вопроса посвящена третья часть диссертации. Проведенные эксперименты показали, что в антиферромагнетиках основным механизмом, ограничивающим рост числа спиновых волн при параметрическом возбуждении, является расстройка фазы спиновых волн относительно возбуждающего радиочастотного поля. Это является подтверждением выводов нелинейной стационарной теории.

ГЛАВА I. СПЕКТР СПИНОВЫХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ С АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА "ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ"

В магнитоупорядоченных кристаллах (ферромагнетиках, антиферромагнетиках, ферритах) существует особый вид элементарных возбуждений - "спиновые волны" (или магноны), связанный с коллективизированными колебаниями магнитных моментов. Спиновые волны впервые были введены Блохом /1/ еще в 1930 году. Существование таких волн обусловлено сильным обменным взаимодействием между спинами отдельных атомов.

Спиновые волны и связанные с ними квазичастицы - магноны во многом аналогичны звуковым волнам и связанным с ними квазичастицам - фононам, распространяющимся в обычных кристаллах. Они подчиняются той же статистике Бозе-Эйнштейна и вносят свой вклад в теплоемкость и теплопроводность магнитоупорядоченных кристаллов. Тепловое возбуждение магнонов целиком определяет изменение с температурой магнитных свойств вещества. В связи с этим теоретические и экспериментальные исследования спиновых волн являются весьма важными для физики магнитных явлений. Прежде всего речь идет об установлении закона дисперсии, т.е. зависимости частоты спиновых волн ν_k от волнового вектора $\vec{k}$, и определении частоты релаксации $\Delta \nu_k$ или времени жизни магнонов $\tau_M = \frac{1}{2\pi \Delta \nu_k}$.

В настоящее время наиболее полно изучены спиновые

волны в ферромагнитных диэлектриках (ферритах) . Этому вопросу посвящены десятки экспериментальных и теоретических работ. Изучен спектр спиновых волн, процессы взаимодействия спиновых волн между собой и другими видами элементарных возбуждений, выяснено влияние доменной структуры, примесей, дефектов и т.д. Основные результаты содержатся в обзорах и монографиях, например, /2 -10/. Иначе обстоит дело с другим обширным классом магнитоупорядоченных кристаллов - антиферромагнетиками (АФМ) , хотя АФМ являются не менее интересными объектами для исследования спиновых волн.

Спектр спиновых волн в АФМ существенно отличается от спектра спиновых волн в ферритах /11, 2/. Он квазилинеен и состоит из нескольких ветвей, число которых равно количеству магнитных подрешеток $\dot{z}$.

$$\nu_{ik}^2 = \nu_{i0}^2 + \gamma^2 \alpha^2 k^2 \quad \text{I.I}$$

(в ферритах $\nu_k \sim \gamma \Theta k^2$) .

Характерным для АФМ является то, что величина энергетической щели ν_{i0} , которая определяет возбужденный уровень от основного, существенным образом зависит от магнитной симметрии и определяется обменным полем H_E , полем анизотропии H_A , эффективными полями и величиной статического поля H .

Вычислению спектров спиновых волн для различных антиферромагнитных структур посвящена монография Е.А. Турова

/12/. Для большинства антиферромагнетиков величина $\gamma_{10}/\gamma \approx \sqrt{2H_A H_E}$, т.е. величина значительная. Особое место занимают АФМ с анизотропией намагниченности типа "легкая плоскость" (АФМ ЛП), к которым могут относиться ромбоэдрические, гексагональные и тетрагональные АФМ.

Спектр спиновых волн для них состоит из двух существенно различных ветвей. Одна из ветвей спектра у таких АФМ является квазиакустической, т.е. ветвью с очень малой энергетической щелью, определяемой статически^и магнитным полем и, как мы покажем в дальнейшем слабыми взаимодействиями в кристалле.

А.С. Боровиком-Романовым неоднократно указывалось /II, I3/, что АФМ^{ЛП} наиболее выгодные объекты для экспериментальной проверки теории спиновых волн по температурной зависимости теплоемкости и намагниченности. Такие АФМ являются удобными объектами и при исследованиях методами радиоспектроскопии. Это связано прежде всего с тем, что частоты спиновых волн квазиакустической ветви спектра соответствуют хорошо освоенному сантиметровому и миллиметровому диапазону радиоволн. Изучению спиновых волн в антиферромагнетиках с анизотропией типа "легкая плоскость" посвящена данная работа.

§ I.I. Вычисление энергетического спектра антиферромагнетиков.

Для определения энергетического спектра магнетика

необходимо решить классическую или квантовую задачу о собственных колебаниях рассматриваемой системы спинов. Достаточно удовлетворительное решение этой задачи оказалось возможным лишь в случае колебаний системы в так называемом спин-волновом приближении, пригодном для описания свойств магнетика при температурах, существенно меньших температуры перехода в упорядоченное состояние T_N .

Основы феноменологической теории спиновых волн были заложены в работах Ландау и Лифшица /14,15/. Херринг и Киттель впервые применили этот метод для расчета спектра спиновых волн с учетом магнитных взаимодействий для ферромагнетика /16/. Для антиферромагнетиков феноменологическая теория спиновых волн была развита в работах Каганова и Цукерника /17/, Турова и Ирхина /18/. Антиферромагнетик можно рассматривать как совокупность магнитных подрешеток, вставленных одна в другую. Каждая из подрешеток характеризуется в любой точке пространства своим моментом $\vec{M}_i(\vec{r}, t)$. Количество магнитных подрешеток, вообще говоря, равно числу неэквивалентных магнитных ионов, приходящихся на одну элементарную магнитную ячейку. Такое описание приводит к результатам, хорошо согласующимся с экспериментальными данными по магнитным, тепловым, высокочастотным свойствам, а также по нейтронографии антиферромагнетиков.

В основе феноменологической теории лежит предложенное Ландау и Лифшицем уравнение движения магнитного момента /15/:

$$\frac{d\bar{M}_i}{dt} = -\gamma [\bar{M}_i \bar{H}_{эфф}] ; \quad H_{эфф} = - \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \bar{M}_i} \quad 1.2$$

где γ — магнитомеханическое отношение, а $\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \bar{M}_i}$ — вариационная производная гамильтониана по магнитному моменту. Это уравнение соответствует предположению о жесткости магнитного момента, т.е. о неизменности его абсолютной величины $|\bar{M}_i| = const$.

Феноменологический гамильтониан $\mathcal{H}$ может быть написан на основе самых общих представлений об особенностях сил различной природы обменной или магнитной и требования инвариантности каждого его члена относительно всех преобразований симметрии. Дзялошинский указал [19] на то, что переменные $\bar{M}_i$ не являются базисами непроводимых представлений группы симметрии любого кристалла. Этим свойством обладают их линейные комбинации, которые для случая 2-х подрешеток будут следующими

$$\begin{aligned} \bar{m} &= \bar{M}_1 + \bar{M}_2 \\ \bar{\ell} &= \bar{M}_1 - \bar{M}_2 \end{aligned} \quad 1.3$$

Вектора $\bar{m}$ и $\bar{\ell}$ носят названия ферромагнитного и антиферромагнитного векторов. В дальнейшем изложении мы будем пользоваться этими переменными.

Уравнения Ландау-Лифшица в терминах $\bar{\ell}$ и $\bar{m}$ име-

ют вид:

$$\dot{\bar{m}} = -\gamma [\bar{m} \bar{H}_m] - \gamma [\bar{\ell} \bar{H}_e]$$

$$\dot{\bar{\ell}} = -\gamma [\bar{m} \bar{H}_e] - \gamma [\bar{\ell} \bar{H}_m]$$

I.4

где

$$\bar{H}_m = -\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta m} ; \quad \bar{H}_e = -\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \ell}$$

Решение уравнений движения ищется в виде малых отклонений магнитных моментов от равновесных значений.

$$\bar{m} = \bar{m}_0 + \bar{\mu}(\bar{z}, t)$$

$$\bar{\ell} = \bar{\ell}_0 + \bar{\lambda}(\bar{z}, t)$$

I.5

Равновесные значения $\bar{m}_0$ и $\bar{\ell}_0$ можно найти из уравнений (I.4), положив равными нулю производные по времени, или путем минимизации гамильтониана. После подстановки (I.5) в (I.4) и линеаризации относительно $\bar{\mu}$ и $\bar{\lambda}$, мы приходим к системе из шести волновых уравнений. Решение ищется в виде плоских монохроматических волн (спиновые волны):

$$\bar{\mu}(\bar{z}, t) = \mu e^{-i(2\pi\nu_k t - \bar{k}\bar{z})}$$

$$\bar{\lambda}(\bar{z}, t) = \lambda e^{-i(2\pi\nu_k t - \bar{k}\bar{z})}$$

I.6

Из условия существования нетривиального решения (детерминант системы равен нулю) получаем соотношения, связывающие частоту спиновой волны ν_k с ее волновым вектором $\vec{k}$ - т.е. закон дисперсии этих колебаний.

Как мы уже отмечали, щель в спектре спиновых волн существенным образом определяется магнитной симметрией. Поэтому для каждой симметрии требуется проводить специальный расчет. Мы исследовали АФМ ромбоэдрической ($MnCO_3, CoCO_3, NiCO_3$) и гексагональной ($CsMnF_3$) сингоний. Для этих веществ осуществляется упорядочение типа "легкая плоскость", т.е. в отсутствие внешнего магнитного поля моменты магнитных ионов лежат в базисной плоскости кристаллов (плоскости перпендикулярной оси высокого порядка C_3 или C_6), в которой они могут почти свободно вращаться, так как анизотропия в этой плоскости мала. Приведем схему расчета спектра спиновых волн для упомянутых кристаллов.

А. Ромбоэдрические АФМ с анизотропией типа "легкая плоскость"

На рис. 1^а изображена кристаллографическая ячейка карбонатов переходных элементов. Ее симметрия описывается пространственной группой D_{3d}^6 /20/. Статические магнитные свойства этих веществ подробно изучены /21, 22, 23, 24/. Результаты этих исследований, которые могут нам понадобиться в дальнейшем приведены в таблице I. Как показали нейтронографические исследования /25, 26, 27/ переход в

антиферромагнитное состояние происходит без удвоения элементарной ячейки. При этом реализуется магнитное упорядочение, описываемое моделью двух ферромагнитных подрешеток, моменты которых $\vec{M}_i(\vec{r}, t)$ перпендикулярны тригональной оси C_3 .

Строго говоря вектора подрешеток перпендикулярны только в случае $MnCO_3$. В $NiCO_3$ при гелиевых температурах вектор $\vec{\ell}$ в отсутствие магнитного поля выходит из плоскости и образует с осью C_3 угол 68° /27, 24/. Однако, уже в полях больших 10 - 13 кэ вектор $\vec{\ell}$ ложится в плоскость /24/. Вопрос о направлении $\vec{\ell}$ в $CoCO_3$ пока окончательно не выяснен /25, 28/. Существенно, что вектор $\vec{m}$ во всех этих соединениях лежит строго в базисной плоскости. Особенности спектра спиновых волн и АФМР, которые будут рассматриваться ниже качественно не зависят от того лежит ли вектор $\vec{\ell}$ в базисной плоскости или отклонен от нее. Важно только, что имеется заметная величина проекции вектора $\vec{\ell}$ на базисную плоскость.

Кристаллографическая анизотропия в плоскости наблюдается только в малосовершенных кристаллах /29/. Поэтому начиная со сравнительно малых полей (0,5 - 2 кэ) намагниченность подрешеток при любой ориентации магнитного поля в плоскости всегда устанавливается перпендикулярно магнитному полю и магнитная восприимчивость $\chi_{\perp}$ в случае изотропности g - фактора практически изотропна. Опыт показывает, что $\chi_{\perp}$ мало меняется с температурой во всей обла-

сти существования антиферромагнетизма, кроме области, близкой к T_N .

Важным свойством таких соединений является наличие у них слабого ферромагнетизма, проявляющееся в том, что при намагничивании вдоль оси C_3 намагниченность пропорциональна полю

$$m_{||} = \chi_{||} H \quad I.7^a$$

а при намагничивании в легкой плоскости намагниченность описывается линейным законом

$$m_{\perp} = b + \chi_{\perp} H \quad I.7^b$$

где b — спонтанный ферромагнитный момент рис. 2.

Обычно величина b мала по сравнению с намагниченностью подрешеток (отсюда название "слабый ферромагнетизм"), однако для некоторых соединений эти величины могут быть сравнимы: например в $NiCO_3$ $b/M \approx 20\%$.

Впервые слабый ферромагнетизм был наблюден Смитом /30/ при исследовании свойств природного кристалла гематита $\alpha-Fe_2O_3$ также имеющего ромбоэдрическую сингонию. Было сделано большое количество работ, посвященных выяснению природы этого явления. Неель и Потене /31, 32/, а также Лин /33/ показали, что начиная с полей ≈ 5 кэ, зависимость магнитного момента от поля имеет вид ($I.7^a$; $I.7^b$). Однако трудности химического получения чистого $\alpha-Fe_2O_3$.

а также неоднозначность результатов различных авторов, привели к неправильному выводу, что наблюдаемый эффект обусловлен примесями и дефектами.

Боровиком-Романовым и Орловой был обнаружен слабый ферромагнетизм в CoCO_3 и MnCO_3 /34/. Ими было показано, что это свойство не зависит от способа получения вещества, и высказано предположение, что ферромагнитный момент σ возникает вследствие отклонения ($\approx 1^\circ$) магнитных моментов подрешеток от строгой антипараллельности. Как показал Дзялошинский /19/, описанные статические магнитные свойства можно объяснить, если в соответствии с магнитной симметрией этих веществ записать магнитный термодинамический потенциал в виде

$$\Phi_m = \frac{B}{2} \bar{m}^2 + \frac{a}{2} \ell_z^2 + \frac{b}{2} m_z^2 + \beta (\ell_x m_y - \ell_y m_x) - \bar{m} H \quad 1.8$$

где ℓ и $\bar{m}$ соответственно антиферромагнитный и ферромагнитный векторы, а коэффициенты — феноменологические константы. Основное состояние может быть найдено путем минимизации Φ_m при $H = 0$. Вид упорядочения зависит от знака константы a . Если $a < 0$, то намагниченность подрешеток направлена по оси C_3 . В этом случае мы получаем обычный одноосный антиферромагнетик. Такой магнитной структурой обладает, например, FeCO_3 . Если $a > 0$, то направление магнитных моментов пер-

пендикулярно главной оси.

Специфическим для данных АФМ является наличие в термодинамическом потенциале слагаемого $\beta(\ell_x m_y - \ell_y m_x)$, определяющего скос подрешеток, который приводит к появлению спонтанного ферромагнитного момента σ .

Коэффициенты B , a , β обычно заменяют эффективными полями:
обменным полем

$$H_E = BM \quad 1.9$$

полем анизотропии

$$H_A = 2aM \quad 1.10$$

и полем Дзялошинского

$$H_D = \beta \ell \quad 1.11$$

M - величина намагниченности подрешеток. Из результатов статических измерений могут быть вычислены:

$$H_E = M/\chi_{||} \quad 1.12$$

$$H_D = \sigma/\chi_{\perp} \quad 1.13$$

(отметим, что с точностью $\frac{\ell}{B}$ $\chi_{||} = \chi_{\perp}$).

Спектр спиновых волн для ромбоэдрических слабых ферромагнетиков был рассчитан Боровиком-Романовым /21/ и Туро-

вым /35/.

Приведем краткую схему расчета следуя работе Ожигина /36/, результаты которой мы неоднократно будем использовать в дальнейшем. Исходя из потенциала Дзялошинского (1.8), гамильтониан для случая ромбоэдрического антиферромагнетика со слабым ферромагнетизмом можно записать в виде

$$\mathcal{H} = \int dV \left\{ \frac{B}{2} \bar{m}^2 + \frac{b}{2} (\bar{n} \bar{m})^2 + \frac{a}{2} (\bar{n} \bar{\ell})^2 - \right. \\ \left. - \beta \bar{n} [\bar{m} \bar{\ell}] - \bar{m} \bar{H} + \frac{\rho_1}{2} \left(\frac{\partial \bar{\ell}}{\partial x_j} \right)^2 + \frac{\rho_2}{2} \left(\frac{\partial \bar{m}}{\partial x_j} \right)^2 \right\} \quad \text{I.14}$$

где $\bar{n}$ - единичный вектор, направленный вдоль главной оси, $x_j \rightarrow (x, y, z)$,

ρ_1, ρ_2 - феноменологические константы неоднородного обменного взаимодействия. Величины $\rho_1, \rho_2 \approx Bd^2$ (d - постоянная решетки).

В дальнейшем мы будем использовать соотношения $a, b, \beta, H/2M \ll B, dk \ll 1$.

Если постоянное магнитное поле приложено в базисной плоскости вдоль x (см. рис. I), то в состоянии равновесия

$$\bar{m} = \{m_0, 0, 0\}, \quad m_0 = H + \beta \ell_0 \quad \text{I.15}$$

$$\bar{\ell} = \{0, \ell_0, 0\}, \quad \ell_0 = [4M^2 - m_0^2]^{\frac{1}{2}}$$

В этом случае линеаризованные уравнения движения разбиваются на две независимых системы.

$$\text{I} \begin{cases} \frac{i}{\gamma} \mu_y + H_0 \mu_z + \beta l_0 \mu_z + b m_0 \mu_z + m_0 \rho_2 k_z^2 \mu_z = 0 \\ \frac{i}{\gamma} \mu_z - H \mu_y + m_0 \rho_2 k_y^2 \mu_y + l \rho_1 k_x^2 \lambda_x = 0 \\ \frac{i}{\gamma} \lambda_x - \beta m_0 \mu_z - l_0 b \mu_z - l_0 \rho_2 k_z^2 \mu_z = 0 \end{cases} \quad \text{I.I6a}$$

$$\text{II} \begin{cases} \frac{i}{\gamma} \mu_x - l_0 a \lambda_z - l_0 \rho_1 k_z^2 \lambda_z - \beta m_0 \lambda_z = 0 \\ \frac{i}{\gamma} \lambda_y - m_0 a \lambda_z + m_0 \rho_1 k_z^2 \lambda_z + H \lambda_z - \beta m_0 \lambda_z + \beta l_0 \lambda_z = 0 \\ \frac{i}{\gamma} \lambda_z + 2 m_0 \beta \mu_x - m_0 \rho_1 k_y^2 \lambda_y + l_0 b \mu_x - 2 \beta l_0 \lambda_y + l_0 \rho_2 k_x^2 \mu_x = 0 \end{cases} \quad \text{I.I6b}$$

которые описывают две различные ветви колебаний. Соответствующие им частоты, связаны с волновым вектором следующим образом

$$\left(\nu_{1k} / \gamma \right)^2 = H (H + H_D) + \alpha^2 k^2 \quad \text{I.I7a}$$

$$\left(\nu_{2k} / \gamma \right)^2 = 2 H_A H_E + H_D (H_D + H) + \alpha^2 k^2 \quad \text{I.I7b}$$

где $\alpha = \sqrt{\rho B} l$ - "скорость спиновых волн".

При учете одноосной анизотропии появляется зависимость α от направления волнового вектора $\vec{k}$ и спектр принимает вид /37, 38/

$$H \perp C_3$$

I.I8a

$$\left(\nu_{1k} / \gamma \right)^2 = H (H + H_D) + \alpha_{||}^2 k_{||}^2 + \alpha_{\perp}^2 k_{\perp}^2$$

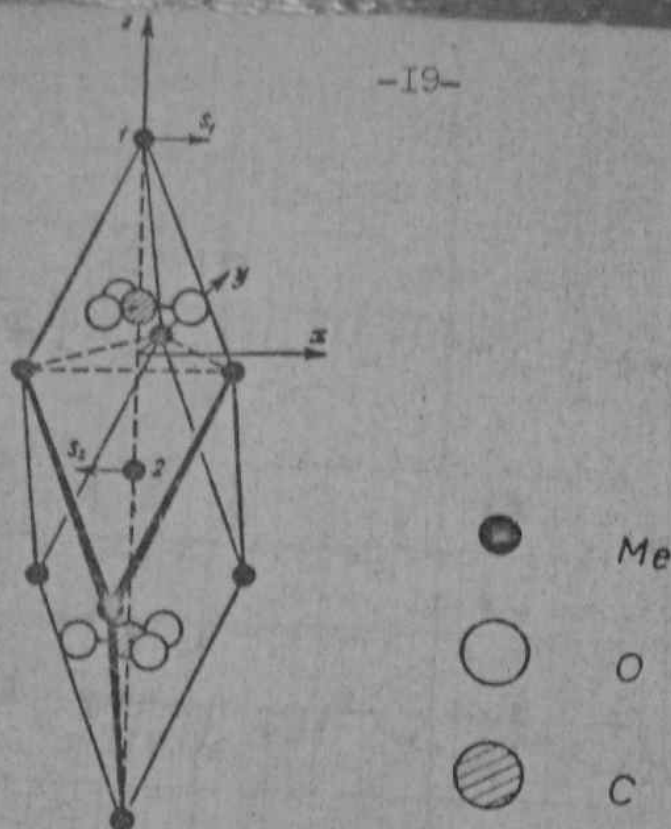


Рис.1а. Кристаллографическая структура карбонатов переходных элементов.

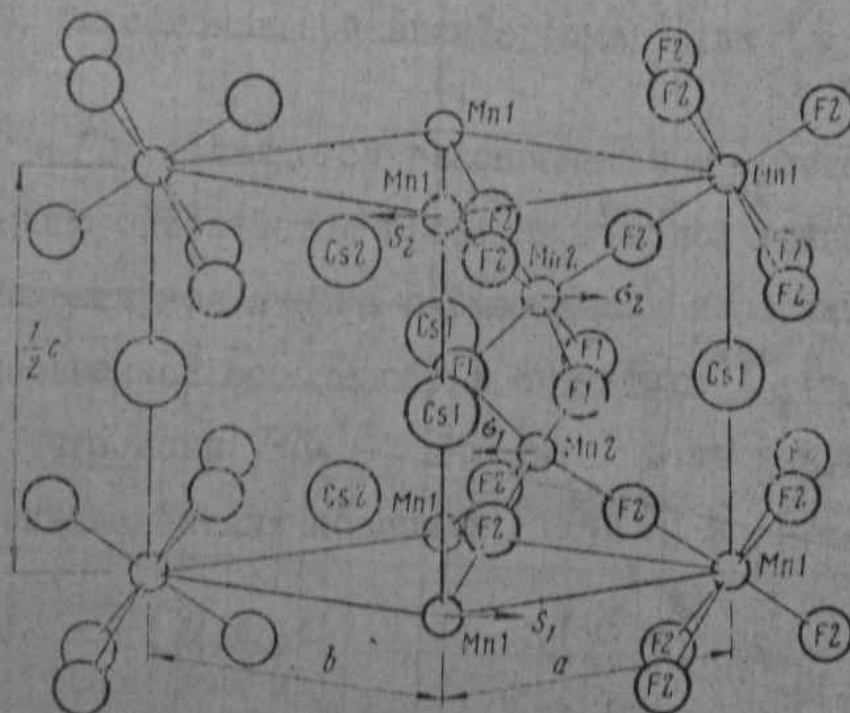


Рис.1б. Кристаллографическая структура CsMnF_3 (изображена половина элементарной ячейки).

$$\left(\nu_{2K}/\gamma\right)^2 = 2H_A H_E + H_D (H_D + H) + \alpha_{\parallel}^2 K_{\parallel}^2 + \alpha_{\perp}^2 K_{\perp}^2 \quad \text{I.186}$$

$$H \parallel C_3$$

$$\left(\nu_{1K}/\gamma\right)^2 = \alpha_{\parallel}^2 K_{\parallel}^2 + \alpha_{\perp}^2 K_{\perp}^2 \quad \text{I.19a}$$

$$\left(\nu_{2K}/\gamma\right)^2 = 2H_A H_E + H^2 + \alpha_{\parallel}^2 K_{\parallel}^2 + \alpha_{\perp}^2 K_{\perp}^2 \quad \text{I.196}$$

Обычно ветвь спектра с малой энергетической щелью $\nu_{1K}(K)$ называют низкочастотной, а $\nu_{2K}(K)$ — высокочастотной.

Б. Гексагональный антиферромагнетик $C_s M_n F_3$

$C_s M_n F_3$ является гексагональным кристаллом, симметрия которого описывается пространственной группой D_{6h}^4 /20/. Элементарная ячейка схематически изображена на рис. 1⁶. Существенной особенностью структуры $C_s M_n F_3$ является тот факт, что ионы M_n^{++} находятся в двух кристаллографически неэквивалентных позициях: $M_n 1$ и $M_n 2$.

$$(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -4), (\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, \frac{1}{2}+4) \text{ и } (\frac{2}{3}, \frac{1}{3}, -4) \quad M_n 2 - (\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, 4), (\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -4)$$

т быть описаны моделью из

Свойства данного кристалла могут быть описаны шестью подрешетками.

нты ионов $M_n 1$ через $\bar{S}_1$

Обозначим магнитные моменты

и $\bar{S}_2$, а магнитные моменты ионов Mn^{2+} через $\bar{\sigma}_1$, $\bar{\sigma}_2$, $\bar{\sigma}_3$, $\bar{\sigma}_4$ и введем их линейные комбинации:

$$\begin{aligned}\bar{\ell}_1 &= \bar{S}_1 - \bar{S}_2, & \bar{m}_1 &= \bar{S}_1 + \bar{S}_2 \\ \bar{\ell}_2 &= -\bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_2 + \bar{\sigma}_3 - \bar{\sigma}_4, & \bar{m}_2 &= \bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_2 + \bar{\sigma}_3 + \bar{\sigma}_4 \\ \bar{\ell}_3 &= -\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_2 + \bar{\sigma}_3 + \bar{\sigma}_4 \\ \bar{\ell}_4 &= -\bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_2 - \bar{\sigma}_3 + \bar{\sigma}_4\end{aligned}$$

I.20

Вектора $\bar{\ell}_\alpha$ и $\bar{m}_\alpha$ являются базисными векторами неприводимых представлений группы $\tilde{D}_{6h}^4$ (Здесь группа $\tilde{D}_{6h}^4$ получена из группы D_{6h}^4 в предположении, что все трансляции являются тождественными элементами).

Магнитные свойства $CsMnF_3$ изучались Ли, Портсом и Виттом /39/. Из их результатов следует, что ниже $T_N = 53,6$ К $CsMnF_3$ является антиферромагнетиком с анизотропией типа "легкая плоскость". В этой же работе был наблюден антиферромагнитный резонанс на частоте 9,4 Гц. В работах /40, 41, 42/ подробно изучен вопрос о сверхтонком взаимодействии в $CsMnF_3$ и проведены эксперименты по ядерному и двойному электрон-ядерному резонансам.

Частоты однородных колебаний, определяющие щели в спектрометре спиновых волн, были рассчитаны Боровиком-Романовым, Котюжанским и Прозоровой. Подробный расчет приведен в работе /43/. Исходя из симметрии кристалла и анализа экспериментальных данных, мы пришли к выводу, что в $CsMnF_3$ устанавливается магнитное упорядочение, такое, что:

- 1) при $T < T_N$ упорядочиваются моменты обеих групп M_n^{++} ;
- 2) спины лежат в базисной плоскости кристалла и

$$\bar{\ell}_3 = \bar{\ell}_4 = 0, \quad \ell_{12} = \ell_{22} = 0,$$

- 3) кристаллографическая анизотропия в плоскости отсутствует,
- 4) слабый ферромагнетизм принципиально невозможен.

Термодинамический потенциал может быть записан следующим образом

$$\begin{aligned} \Phi_m = & \frac{1}{2} B_1 \bar{m}_1^2 + \frac{1}{2} B_2 \bar{m}_2^2 + C \bar{\ell}_1 \bar{\ell}_2 + D \bar{m}_1 \bar{m}_2 + \\ & + \frac{1}{2} a_1 \ell_{12}^2 + \frac{1}{2} a_2 \ell_{22}^2 + \frac{1}{2} b_1 m_{12}^2 + \frac{1}{2} b_2 m_{22}^2 + \\ & + d m_{12} m_{22} - \bar{m}_1 \bar{H} - \bar{m}_2 \bar{H} \end{aligned} \quad \text{I.21}$$

Приведем формулы для собственных частот однородных

($K=0$) колебаний спиновой системы

при $H \parallel z$

$$\begin{aligned} (\nu_{10}/\gamma)^2 &= 0 \\ (\nu_{20}/\gamma)^2 &= 2H_A H_E + H^2 \\ (\nu_{30}/\gamma)^2 &= 4C[5C + 4D - 2(B_1 + B_2)]M^2 + f_1(H^2) \\ (\nu_{40}/\gamma)^2 &= 4C[5C + 4D - 2(B_1 + B_2)]M^2 + f_2(H^2) \end{aligned} \quad \text{I.22}$$

при $H \perp z$

$$\begin{aligned} (\nu_{10}/\gamma)^2 &= H^2 \\ (\nu_{20}/\gamma)^2 &= 2H_A H_E \\ (\nu_{30}/\gamma)^2 &= (\nu_{40}/\gamma)^2 = 4C[5C + 4D - 2(B_1 + B_2)]M \end{aligned} \quad \text{I.23}$$

В этих формулах для удобства введено эффективное обменное поле

$$H_E = \frac{3M[B_1 B_2 + C^2 - D^2 - (\frac{1}{2} B_1 + 2B_2)C]}{B_1 + B_2 - 2D - \frac{5}{2}C} \quad \text{I.24}$$

которое связано с намагниченностью обычным образом

$$m = \frac{3M}{H_E} H \quad \text{I.25}$$

и поле анизотропии

$$H_A = \frac{2}{3} (a_1 + 4a_2 + 4c) M \quad \text{I.26}$$

Таким образом в спектре спиновых волн $CsMnF_3$ мы имеем низкочастотную $\nu_{1k}(k)$, высокочастотную $\nu_{2k}(k)$ и две "обменных" ветви $\nu_{3k}(k), \nu_{4k}(k)$. Частоты последних очень велики $\approx \gamma H_E \approx 1000$ Гц, поэтому при рассмотрении статических свойств $CsMnF_3$ при низких температурах, а также при обсуждении результатов высокочастотных экспериментов, проводимых на частотах до 200 Гц, мы можем их не учитывать. Выражения для ν_{10} и ν_{20} совпадают с формулами для частот однородных собственных колебаний, для ромбоэдрических антиферромагнетиков с анизотропией "легкая плоскость", если положить $H_D = 0$. В связи с вышесказанным обычно для спектра спиновых волн в $CsMnF_3$ используются те же формулы, что и для ромбоэдрических АФМ ЛП (I.18; I.19).

§ 1.2. Методы исследования спектра спиновых волн

Рассмотрим коротко экспериментальные методы, с помощью которых может быть проверена теория спиновых волн и приведем результаты исследований для АФМ ЛП.

А. Пользуясь спектром спиновых волн можно рассчитать температурные зависимости некоторых термодинамических величин /I4, II/ и , затем, сравнить их с результатами соответствующих экспериментов. К таким величинам относится магнитная теплоемкость $C_M(T)$, намагниченность подрешеток $M(T)$, спонтанный ферромагнитный момент $\sigma(T)$. Для подобных исследований АФМ ЛП являются наиболее интересными объектами, т.к. в их спектре имеются две существенно различные ветви спиновых волн. При низких температурах

$$T \ll T_{20} = \frac{\hbar \nu_{20}}{K_B} \quad 1.27$$

возбуждены колебания только первой ветви спектра, при $T \gg T_{20}$ - возбуждены обе ветви. Поэтому зависимости $\sigma(T)$, $C_M(T)$, $M(T)$ описываются разными формулами при $T \ll T_{20}$ и $T \gtrsim T_{20}$.

Двум ветвям энергетического спектра соответствуют два члена в теплоемкости

$$C_M(T) = C_{M1}(T) + C_{2M}(T) \quad 1.28$$

C_{M1} - определяется первой ветвью спектра спиновых волн и для всей области температур $T < T_N$

$$C_{M1} = \frac{4\pi^2 K_B}{15} \left(\frac{T}{\Delta} \right)^3 = \tilde{q} T^3 \quad 1.29$$

Второе слагаемое при $T \ll T_{20}$ описывается экспо-

нениальной температурной зависимостью $\exp(-T/T_{20})$ и мало по сравнению с C_{M1} . При $T \approx T_{20}$ для C_{M2} получается такая же формула, как для C_{M1} и общая магнитная теплоемкость равна $2C_{M1}$.

Вычисления $M(T)$ и $\sigma(T)$ приводят к следующим результатам.

$$T \ll T_{20}$$

$$M(T) = M_0 \left[1 - \xi \left(\frac{T}{T_N} \right)^2 \right] \quad 1.30$$

$$\sigma(T) = \sigma_0 \left[1 - \xi \left(\frac{T}{T_N} \right)^2 \right] \quad 1.31$$

$$\xi = \frac{\mu_B K_F^2 T_N^2}{12 \chi_1 \mathcal{L}^3} \quad 1.32$$

В области температур $T_{20} < T < T_N$ так же получается квадратичный закон, но коэффициент удваивается.

Таким образом, анализ соответствующих экспериментальных данных дает возможность проверить выполнение степенных законов, предсказываемых теорией, оценить величину энергетической щели второй ветви ν_{20} , рассчитать обменную константу $\mathcal{L}$, входящую в спектр спиновых волн.

Заметим, что для АФМ, у которых ветви имеют значительную щель, величины $C_M(T)$ и $M(T)$ при низких температурах описываются не степенными, а экспоненциальными законами. В связи с этим они менее удобны для сравнения теории и эксперимента.

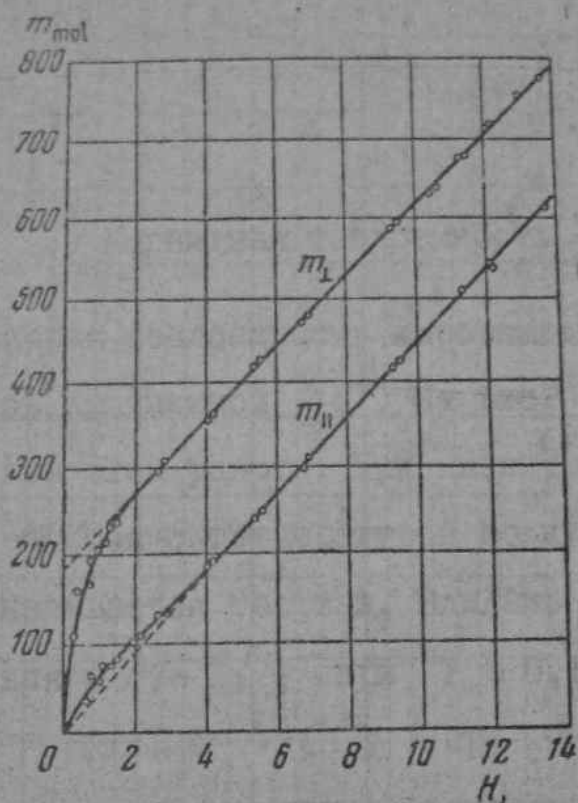


Рис. 2. Зависимость молярного момента m (в единицах CGSM) от напряженности статического поля для $MnCO_3$ при $T = 4,2$ К.

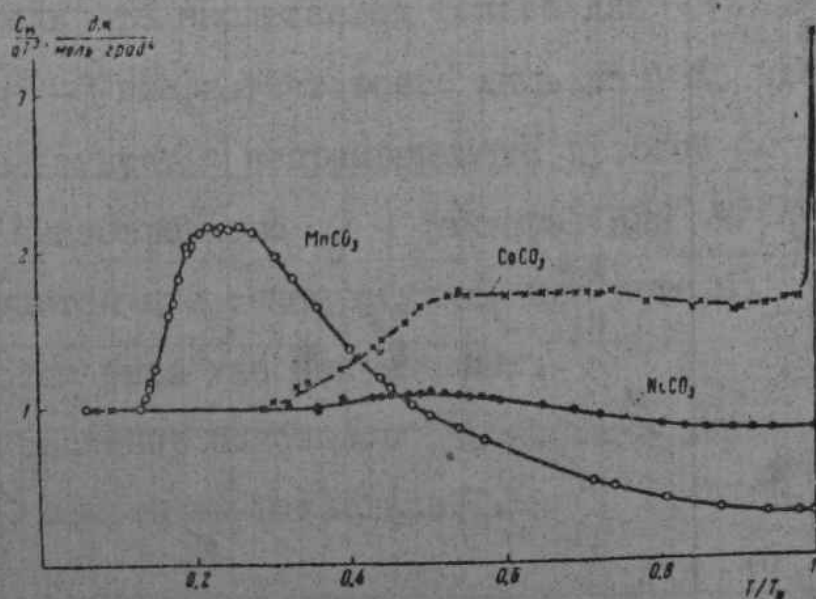


Рис. 3. Магнитная теплоемкость карбонатов переходных металлов.

Магнитная теплоемкость

Магнитная теплоемкость карбонатов переходных элементов изучалась Калинкиной /44/. На рис. 3 приведены некоторые результаты этой работы. При низких температурах теплоемкость изменяется с температурой по кубическому закону, как это и предсказывается теорией. Влияние второй ветви начинает проявляться в $MnCO_3$ при $T = 0,1 T_N$, в $CoCO_3$ при $T = 0,3 T_N$, в $NiCO_3$ при $T = 0,4 T_N$. Однако, определение ν_{20} из измерений теплоемкости очень неточно: для $MnCO_3$ оно отличается от ν_{20} определенного по антиферромагнитному резонансу в 2 раза.

При $T > T_{20}$ теплоемкость также должна описываться кубическим законом, но с коэффициентом вдвое большим $\tilde{q}$. Фактически это наблюдается только для $MnCO_3$. В случае $CoCO_3$ $\tilde{q}$ возрастает всего лишь на 40%, что по-видимому, свидетельствует о неприменимости простой формулы (I.29) в случае анизотропного g -фактора. Для $NiCO_3$ вторая ветвь возбуждается при температурах, при которых теория спиновых волн может быть уже неприменима.

Значение константы α , вычисленные из зависимости $C_m(T)$ приведены в таблице I.

Спонтанный ферромагнитный момент $\sigma(T)$.

Подобные исследования зависимости $\sigma(T)$ для $MnCO_3$ были проведены Боровиком-Романовым /21/, а для $CoCO_3$ -

Боровиком-Романовым и Ожогиным /22/. Результаты этих работ приведены на рис. 4. В случае $MnCO_3$ вплоть до температуры $0,7 T_N$ ферромагнитный момент убывает по квадратичному закону. Это находится в соответствии с измерениями теплоемкости — в этом интервале температур возбуждены обе ветви колебаний. То же самое относится и к результатам, полученным для $CoCO_3$ выше $4^\circ K$. Ниже $4^\circ K$ наблюдается аномалия, которая связана с переходом к возбуждению только нижней ветви спектра. Таким образом, эти эксперименты находятся в хорошем качественном согласии с теорией спиновых волн. Отметим, что для $\sigma(T)$ теоретические формулы (I.3I) соответствуют экспериментальным результатам вплоть до $T = 0,7 T_N$, в то время как для теплоемкости теория спиновых волн справедлива только до $T = 0,4 T_N$.

По данным $\sigma(T)$ также можно вычислить обменную константу α . С точностью эксперимента эта величина совпадает со значением α , вычисленным из магнитной теплоемкости.

Спонтанная намагниченность подрешеток $M(T)$.

В отличие от ферромагнетиков спонтанная намагниченность подрешеток $M(T)$ АТМ не проявляется в виде макроскопического магнитного момента и поэтому не может быть обнаружена при магнитных измерениях. В настоящее время известны два способа измерения $M(T)$ — нейтронографи-

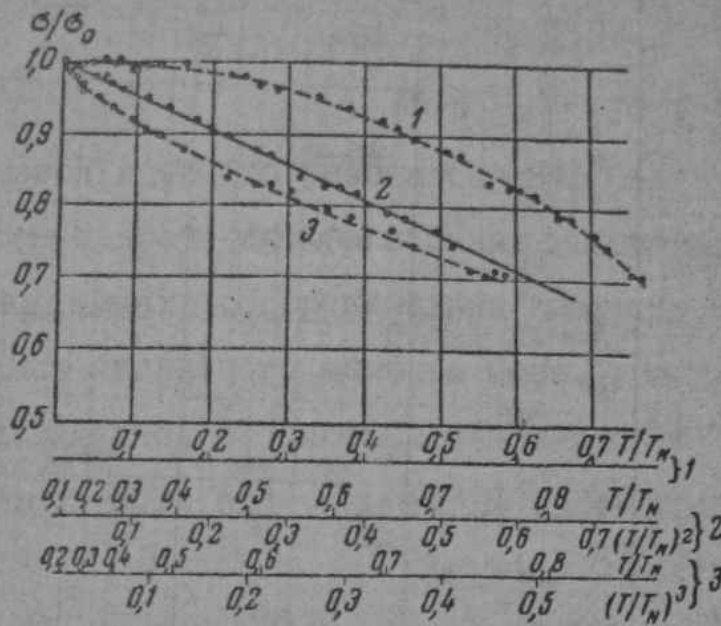


Рис. 4а. Температурная зависимость спонтанного магнитного момента в MnCO_3

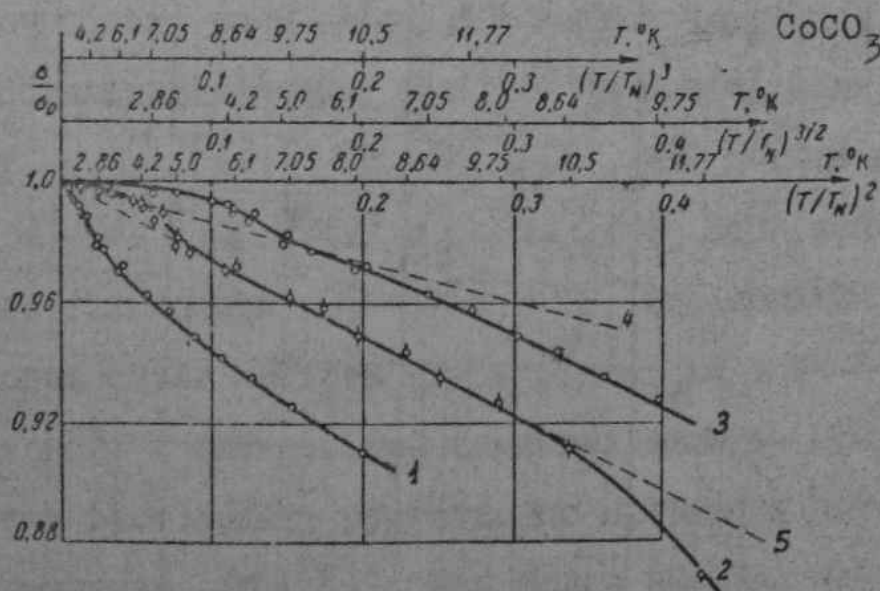


Рис. 4 б. Зависимость относительного ферромагнитного момента σ/σ_0 от приведенной температуры T/T_N . Кривая 1—для кубической; 2, 4, 5—для квадратной и 3—для полукубической температурных шкал. Кривые 4 и 5—расчет по формулам теории спиновых волн.

ческий и метод ядерного ^{магнитного} резонанса (ЯМР) .

Интенсивность дифракционных магнитных максимумов на нейтронограммах пропорциональна квадрату среднего по времени значения магнитного момента иона, находящегося в узле подрешетки. Однако, абсолютные значения $M(T)$ в настоящее время не могут быть получены таким способом с достаточной точностью.

Частота ЯМР ν^n определяется локальным магнитным полем на ядре H_n , которое складывается из эффективных полей сверхтонкого и дипольного взаимодействий. Поэтому величина ν^n пропорциональна магнитному моменту магнитного иона a , следовательно, и $M(T)$.

Этот метод дает возможность определить $M(T)$ с хорошей точностью, если линия ЯМР достаточно узкая.

К сожалению для АФМ, которые мы исследовали, таких данных нет. В $CoCO_3$ и $NiCO_3$ ЯМР вообще не наблюдался. В $CsMnF_3$ /42/ и $MnCO_3$ /45/ измерения проводились только при $T < 4,2$ К, где исследовался "динамический сдвиг частоты ЯМР", связанный с близостью частот ядерной и электронной спиновых систем. При низких температурах этот эффект существенно превышает смещение за счет изменения $M(T)$. При более высоких температурах линия ЯМР сильно уширяется.

Впервые экспериментальная зависимость $M(T)$ для легкоплоскостных АФМ была проверена Петровым, Смоленским, Паугуртом, Китаевым и Чижовым /47/. Объектом исследования

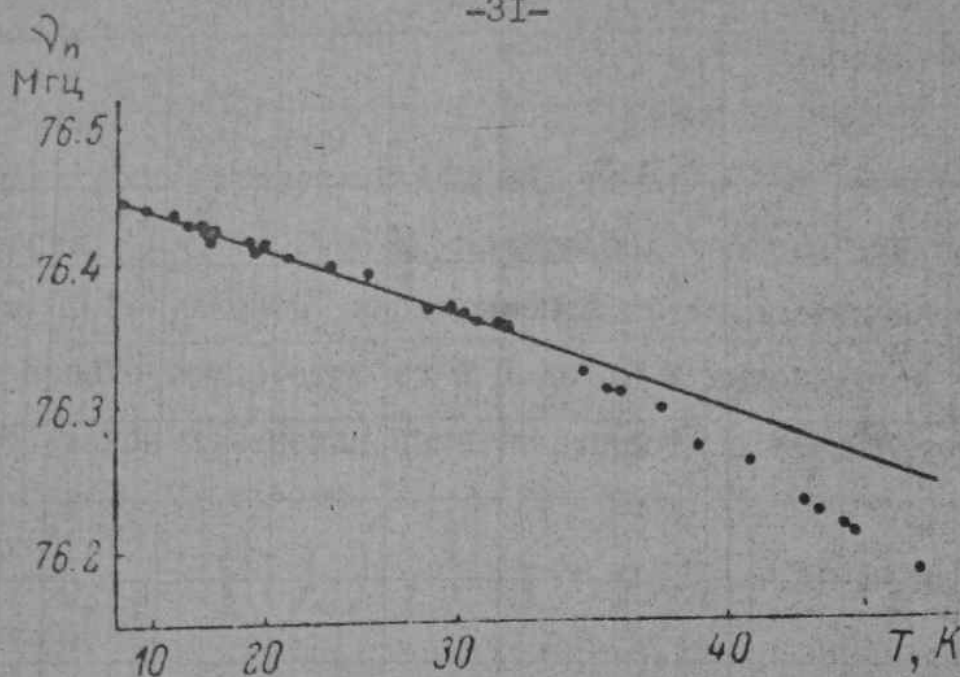


Рис. 5. Температурная зависимость частоты ЯМР в FeBO_3 . По оси абсцисс изображена шкала в квадратичном масштабе.

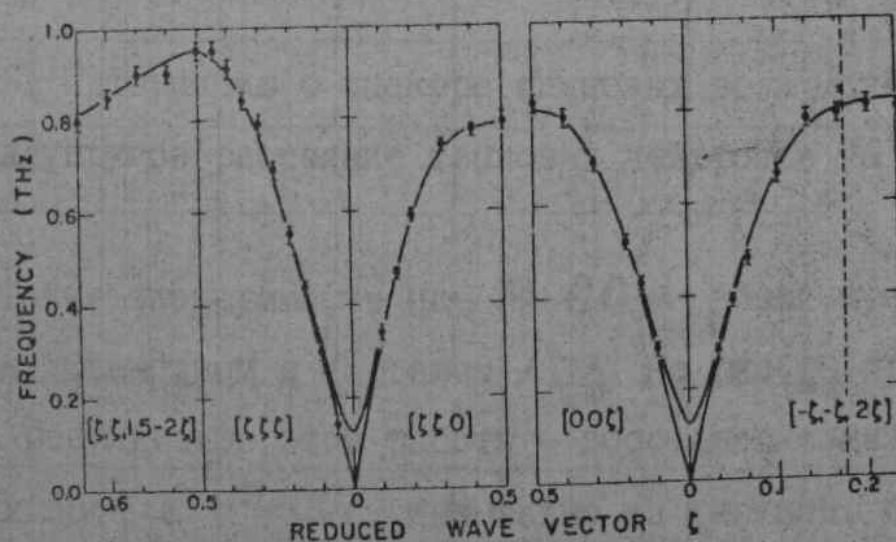


Рис. 6. Закон дисперсии спиновых волн, распространяющихся вдоль различных направлений в MnCO_3 при $T = 4.6$ К.

являлся ромбоэдрический АФМ ЛП $FeBO_3$ с температурой перехода $T_N = 348$ К. Измерялась частота ЯМР на ядрах ^{57}Fe . Результаты эксперимента представлены на рис. 5. В интервале температур от 4 К до 40 К выполняется квадратичный закон изменения намагниченности с температурой

$$\frac{\Delta M(T)}{M_0} = \xi \left(\frac{T}{T_N} \right)^2; \quad \xi = 0,15 \quad \text{I.33}$$

При $T > 40$ К наклон экспериментальных зависимостей меняется и можно найти участок $(70 \div 100 \text{ К})$, где также выполняется квадратичная зависимость с коэффициентом в два раза большим. Отсюда можно сделать вывод, что $T_{20} \approx 35 \div 40$ К. Эта величина в полтора раза отличается от определенной по АФМ высокочастотной ветви /48/ $T_{20}(\text{АФМ}) = 22,5^\circ \text{ К}$.

Б. Информацию о спектре спиновых волн можно получить, изучая неупругое рассеяние тепловых нейтронов на спиновых волнах.

Такие эксперименты на $MnCO_3$ были проведены Холденом, Свенсеном и Мартелем /37/. На рис. 6 приводится один из результатов этой работы – восстановленный спектр спиновых волн в $MnCO_3$. Как видно из рисунка, с хорошей точностью измеряется только часть спектра с большими волновыми векторами $k \approx 10^7 \div 10^8 \text{ см}^{-1}$. Энергетическая щель в спектре не может быть определена таким способом. На рис. 6

для $K = 0$ взяты значения ν_{10} и ν_{20} из резонансных измерений. В работе /37/ показано, что обменная константа определенным образом зависит от направления волнового вектора относительно главной оси кристалла:

$$\alpha_{\perp} = 0,61 \cdot 10^2 \text{ эсм}; \quad \alpha_{\parallel} = 0,82 \cdot 10^2 \text{ эсм.}$$

Усредняя по сфере в пространстве волновых векторов получаем $\alpha = 6,8 \cdot 10^{-2}$ эсм, что совпадает с величиной α , определенной из данных по теплоемкости и температурной зависимости слабого ферромагнитного момента.

В. Эффективным методом изучения начальных участков спектра спиновых волн является радиоспектроскопия.

Для многих антиферромагнетиков - для АФМ ЛП, для АФМ с малыми полями анизотропии и низкими точками перехода, (последнее соответствует малым обменным полям H_E) - частоты спиновых волн с малыми $\bar{K}$ лежат в диапазоне 0 - 300 Гц, поэтому спиновая система может быть возбуждена с помощью электромагнитного поля СВЧ-диапазона (сантиметровый и миллиметровый диапазон длин волн).

Методы СВЧ-спектроскопии основаны на изучении взаимодействия вещества, в данном случае антиферромагнетика, с высокочастотным электромагнитным полем.

При прямом взаимодействии СВЧ-излучения со спиновой системой могут возбудиться колебания только с малыми $\bar{K}$ (практически однородные колебания). Это связано с тем, что кроме закона сохранения энергии

$$\hbar \nu_p = \hbar \nu_{ik}$$

должен быть выполнен и закон сохранения квазиимпульса

$$\hbar \bar{k}_p = \hbar \bar{k} \quad \text{I.35}$$

и квазиимпульс фотона в СВЧ-диапазоне мал: $\bar{k}_p \approx 1$. Описанное явление носит название антиферромагнитного резонанса (АФМР) и является очень точным методом изучения энергетической щели в спектре спиновых волн.

С помощью высокочастотного электромагнитного поля могут быть возбуждены и неоднородные колебания намагниченности. Впервые на такую возможность указал Моргенталлер /49/. При определенных условиях один фотон может распасться на пару магнонов. При этом частоты $\nu_{k'}$ и $\nu_{k''}$ и волновые вектора рожденных магнонов k' и k'' будут определяться из законов сохранения

$$\begin{aligned} \hbar \nu_p &= \hbar (\nu_{k'} + \nu_{k''}) \\ \hbar \bar{k}_p &= \hbar (\bar{k}' + \bar{k}'') \end{aligned} \quad \text{I.36}$$

Таким образом могут быть возбуждены спиновые волны с любыми $\bar{k}$. Описанное явление носит название "параметрического возбуждения спиновых волн". В настоящее время оно является основным методом изучения неоднородных колебаний.

Более подробно на методах радиоспектроскопии и результатах исследований мы остановимся в следующих главах диссертации.

TABLE VIII

Вид соединения		Старая серия магнитные обмотки					Тепловые обмотки		Нерто-ны	Радиоспектроскопия						
		$\alpha \cdot 10^5$	T_N	$X_1 \cdot 10^3$	H_2	H_D	$\alpha \cdot 10^5$	γ_{20}		$\alpha \cdot 10^5$	E	АМР, м.к.г.м	м.к.г.м	γ		
CaCO ₃	27,7	32,5	43	320	4,4	0,68	313	0,68	$\alpha_1 = 0,82$ $\alpha_2 = 0,61$	2	$E_1 = 3,05$ $E_2 = 4,95$	51,5	4,4	E_D	γ_{20}	$\alpha_1 = 0,82$ $\alpha_2 = 0,61$
CaCO ₃	16,6	18,1	52	100	27	0,73	417	0,68		2	2,27 2,31					
CaCO ₃	11,1	25,2	16,8	320	140		625	0,62		2	2	2,3	120			
CaCO ₃	27,7	950	1,5	9200	22					2	2	22	22		$\gamma, \delta(T) \cdot 10^3$	
CaCO ₃	27,7	348	5,6	2600	99					2	2		101,2		468	5,3
CaCO ₃	27,7	53,5	39,7	350	0					2	2		0		115,0	2,43

* Данные приведены для слабоферромагнитной фазы: $T \geq T_1 = 249\text{ К}$

ГЛАВА II. АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

В этой главе мы остановимся на изучении однородных колебаний намагниченности, что соответствует спиновым волнам с нулевым волновым вектором. Такие колебания можно возбудить, помещая исследуемый антиферромагнетик в однородное высокочастотное магнитное поле, определенной поляризации. При совпадении частоты электромагнитного поля ν_p с частотой собственных однородных колебаний намагниченности ν_{io} наблюдается резонансное поглощение. Это явление называется антиферромагнитным резонансом (АФМР).

АФМР был открыт экспериментально в Лейдене в 1952 году Уббингом, Поулиссом, Герритсеном и Гортером /50/ на монокристалле $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$. Любопытно отметить, что на 10 лет раньше на этом же веществе был открыт парамагнитный резонанс Е.К. Завойским /51/. В настоящее время АФМР обнаружен примерно на 50 антиферромагнетиках. Обсуждение экспериментальных работ по АФМР, выполненных до 1961 года можно найти в монографии Боровика-Романова /II/ и обзоре Фенера /52/.

Одной из главных задач при изучении АФМР является установление зависимости между частотами АФМР и приложенным статическим магнитным полем. Эту зависимость $\nu_{io}(H)$ принято называть спектром АФМР. Спектр АФМР чувствителен к магнитной симметрии кристалла и зависит от констант вещества: обменного поля H_E , поля Дзялошинского H_D ,

полей анизотропии H_A .

Экспериментальное изучение спектров АФМР дает возможность проверить наши представления о магнитной структуре, вычислить константы вещества и сравнить их с соответствующими величинами, полученными из других экспериментов.

§ 2.1. Антиферромагнитный резонанс в легкоплоскостных антиферромагнетиках.

Антиферромагнетики с анизотропией типа "легкая плоскость" представляют особый интерес для исследований АФМР. Вид спектра АФМР может быть получен из (1.19), если положить $K = 0$. Формулы (1.19) были выведены при условии, что H приложено в базисной плоскости кристалла вдоль бинарной оси (параллельно оси x), либо вдоль оси C_3 (ось z). Расчеты для произвольного направления поля были произведены Туровым и Гусейновым /53/. В этом случае

$$\left(\nu_{10}/\gamma\right)^2 = H \sin \theta (H \sin \theta + H_D) \quad 2.1$$

$$\left(\nu_{20}/\gamma\right)^2 = 2H_A H_E + H_D(H_D + H \sin \theta) + H^2 \cos^2 \theta \quad 2.2$$

где θ - угол между направлением поля H и главной осью кристалла. $2H_A H_E = H_{AE}^2$

Учет анизотропии в базисной плоскости так же приводит к изменению спектра. Однако поле анизотропии $H_{A\perp}$ обычно мало и может дать наблюдаемый эффект только в низкочастот-

ной ветви спектра. При этом зависимость $\nu_{10}(H)$ будет иметь вид:

$$\left(\nu_{10}/\gamma\right)^2 = H \sin \theta (H \sin \theta + H_D) + 2H_E H_{A1} \cos 6\zeta \quad 2.1^a.$$

Таким образом спектр АФМР в легкоплоскостных антиферромагнетиках состоит из двух существенно различных ветвей, одна из которых имеет очень низкую энергетическую щель. Наличие такой ветви делает изучение АФМР на этих веществах особенно перспективным /54/. Дело заключается в следующем:

1) как будет показано в дальнейшем, всякое, даже малое взаимодействие в кристалле, приводящее к появлению некоторого поля анизотропии, изменяет щель в спектре: в выражении для $\left(\nu_{10}/\gamma\right)^2$ появляется слагаемое $2H_A H_E$, которое вносит существенное изменение в частоту резонанса. Поэтому АФМР в таких веществах является эффективным методом изучения слабых взаимодействий;

2) при $H \leq 50$ кэ частота колебаний ν_{10} попадает в хорошо освоенный диапазон СВЧ (соответствующий им и см диапазону длин волн). Это позволяет проводить весьма тщательные измерения в широком интервале полей и частот. Спектр для $MnCO_3$ приведен на рис. 7.

Для возбуждения АФМР необходимо также знать направление высокочастотного поля, которое может возбудить колебания на резонансной частоте. Для этого нужно решить не-

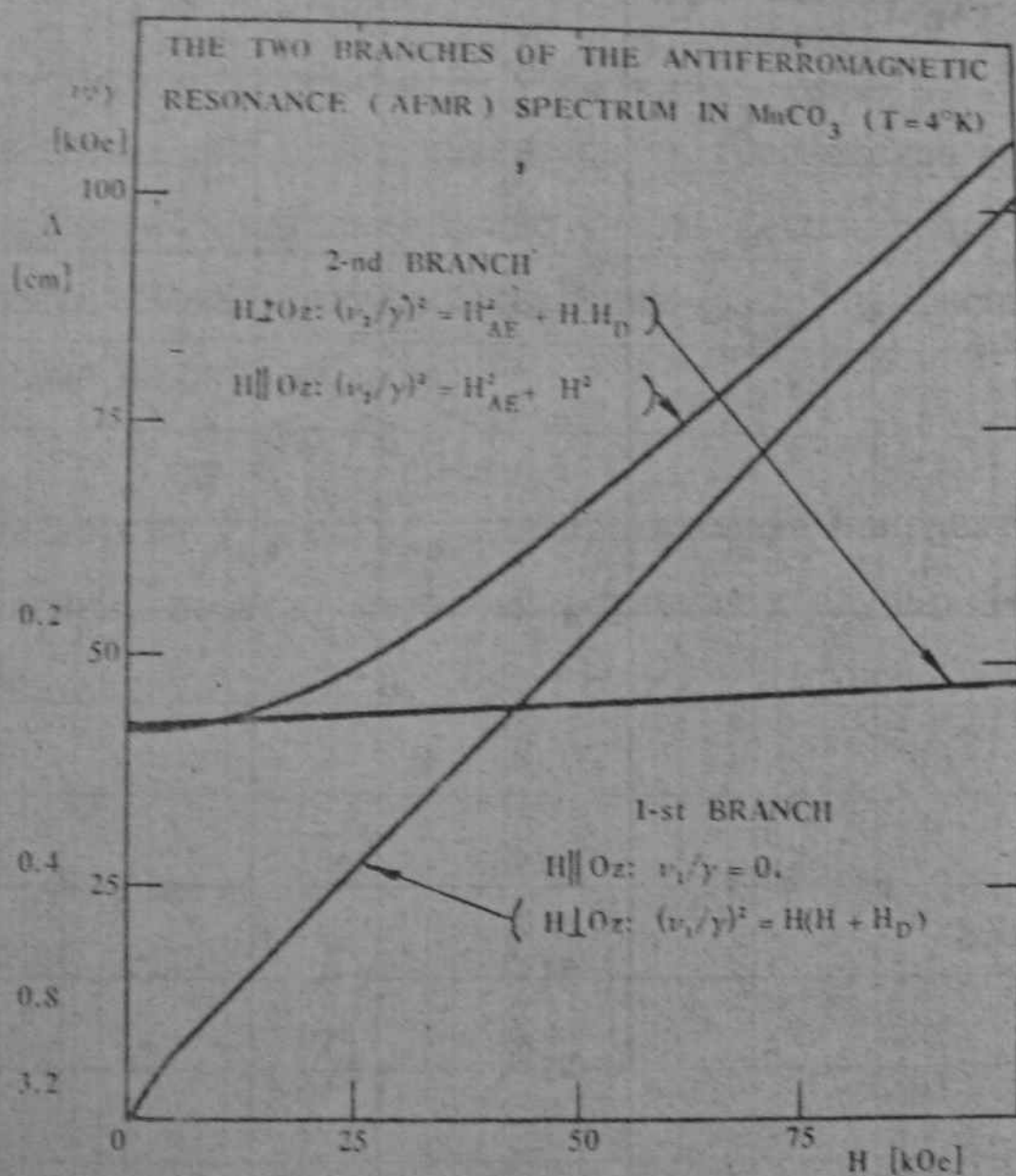


Рис. 7. Спектр АФМР в $MnCO_3$.

однородную систему уравнений движения, считая, что на антиферромагнетик кроме статического поля H действует высокочастотное $h_j = h \cos(2\pi\nu_p t)$. Решение может быть записано через тензоры динамической восприимчивости $\hat{\chi}_{\alpha\beta}$ и $\hat{\psi}_{\alpha\beta}$:

$$\bar{m}_\alpha = \hat{\chi}_{\alpha\beta} \bar{h}_\beta; \quad \bar{\lambda}_\alpha = \hat{\psi}_{\alpha\beta} \bar{h}_\beta$$

В дальнейшем нас будет интересовать резонансное поглощение СВЧ-мощности. Затухание можно учесть феноменологически добавив в правую часть уравнений движения (1.2) релаксационный член в форме Ландау-Лифшица:

$$- \gamma \frac{\lambda}{M} [\bar{m} [\bar{m} H]]$$

Вид тензоров $\hat{\chi}_{\alpha\beta}$ и $\hat{\psi}_{\alpha\beta}$ для произвольно направленного поля очень сложен, поэтому мы вновь вернемся к случаю $H \parallel x$ и приведем результаты расчета $\hat{\chi}_{\alpha\beta}(H, \nu)$ произведенного Туровым [12]

$$\hat{\chi}_{\alpha\beta} = \begin{vmatrix} \chi_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ 0 & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{vmatrix} \quad 2.3$$

где:

$$\chi_{xx} = \chi_1 \frac{\nu_{20}^2(1+\lambda^2) + i\nu_p\lambda\gamma H_E}{\nu_{10}^2(1+\lambda^2) - \nu_p^2 + i\nu_p\lambda\gamma H_E}; \quad \chi_{yy} = \chi_1 \frac{\gamma^2(H+H_D)^2(1+\lambda^2)}{\nu_{10}^2(1+\lambda^2) - \nu_p^2 + i\nu_p\lambda\gamma H_E};$$

$$\chi_{zz} = \chi_1 \frac{\nu_{10}^2(1+\lambda^2) + i\nu_p\lambda\gamma H_E}{\nu_{10}^2(1+\lambda^2) - \nu_p^2 + i\nu_p\lambda\gamma H_E};$$

$$\chi_{yz} = -\chi_{zy} = i\nu_p\chi_1 \frac{\gamma(H+H_D)}{\nu_{10}^2(1+\lambda^2) - \nu_p^2 + i\nu_p\lambda\gamma H_E}.$$

$\chi_{\perp}$ - поперечная статическая восприимчивость антиферромагнетика.

Разделяя $\chi_{\alpha\beta}$ на действительную и мнимую части $\chi_{\alpha\beta} = \chi'_{\alpha\beta} + i\chi''_{\alpha\beta}$ мы можем найти ширину резонансной линии как интервал между частотами (по обе стороны от резонанса), для которых $\chi''_{\alpha\beta}$ составляют половину от своих максимальных значений, и оценить величину поглощения СВЧ-мощности на резонансной частоте ΔP :

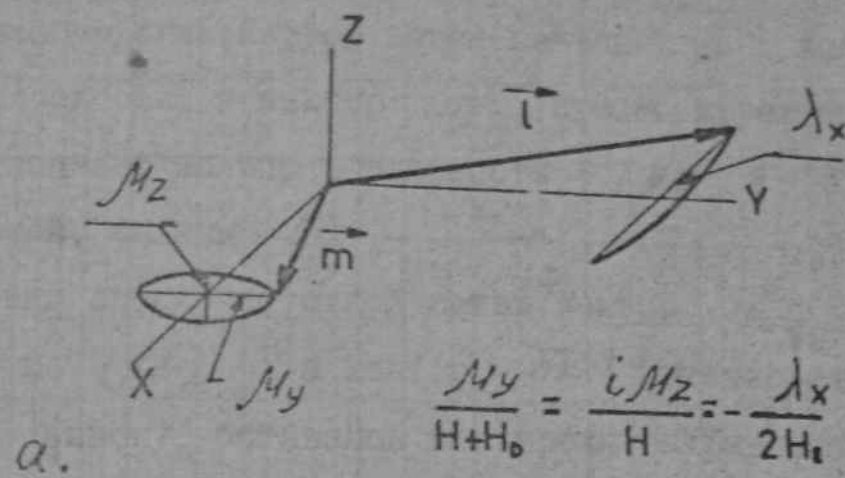
$$\Delta\nu_{10} = \Delta\nu_{20} = \gamma H_E, \quad \Delta P = \chi'' h^2 \approx \chi_{\perp} \frac{\nu_{10}}{\Delta\nu_{10}} h^2$$

Из формулы (2.3) следует, что для возбуждения низкочастотной ветви спектра необходимо, чтобы было $\vec{h} \perp \vec{H}$, а для высокочастотной ветви - $\vec{h} \parallel \vec{H}$. К этому качественному результату можно прийти и более простым путем; магнитное поле взаимодействует с ферромагнитным вектором $\vec{m}$, поэтому для возбуждения колебаний необходимо, чтобы высокочастотное поле $\vec{h}$ было параллельно составляющей вектора $\vec{m}$, колеблющейся с частотой соответствующей той или иной ветви спектра.

Классифицируя моды АФМР по возбуждению внешним СВЧ-полем, можно называть первую (ν_{10}) - квазиферромагнитной (КФ), а вторую (ν_{20}) - квазиферромагнитной (КА). ^{анти}

На рис. 8 схематически изображено движение векторов $\vec{\ell}$ и $\vec{m}$ для обеих ветвей АФМР.

$$(v_1/\gamma)^2 = H(H + H_D)$$



$$(v_2/\gamma)^2 = 2H_E H_A + HH_D + H_D^2.$$

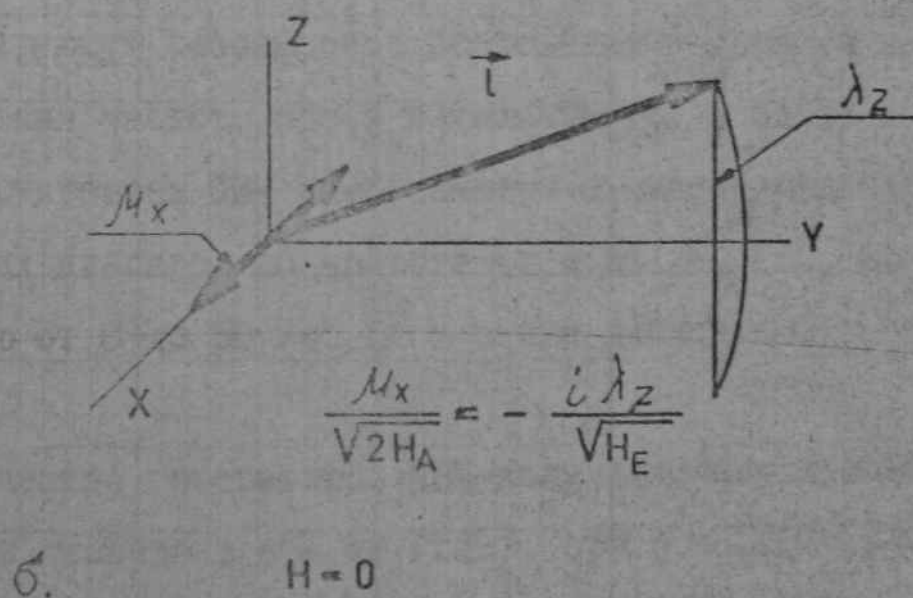


Рис. 8. Схема прецессии векторов $\vec{l}$ и $\vec{m}$ при антиферромагнитном резонансе
 а) низкочастотная ветвь,
 б) высокочастотная ветвь.

При возбуждении первой ветви вектор $\vec{e}$ колеблется в базисной плоскости, а вектор $\vec{m}$ прецессирует так, что его конец описывает эллипс в плоскости (yz) с соотношением полуосей, равным $\frac{m_z}{m_y} = \frac{H}{H + H_D}$. При возбуждении высокочастотной ветви вектор $\vec{e}$ колеблется в плоскости (yz) , а вектор $\vec{m}$ изменяется по синусоидальному закону, оставаясь все время направленным вдоль оси x .

§ 2.2. Методика

Для изучения АФМР необходимо было создать аппаратуру, регистрирующую резонансное поглощение в широких интервалах изменения частот, полей и температур. В связи с этим были сконструированы СВЧ спектрометры прямого усиления, перекрывающих диапазон по частоте от 6 до 200 ГГц, по магнитному полю от 0 до 50 кэ. Блок-схемы представлены на рис. 9.

В качестве генераторов СВЧ-излучения использовались клистроны (в диапазоне 6 - 40 ГГц), оротрон (40 - 120 ГГц)/55/, лампы обратной волны (110 - 200 ГГц)/56/. СВЧ-мощность подавалась на поглощающую ячейку с образцом по волноводному тракту. При исследованиях в мм-диапазоне длин волн использовались диэлектрические волноводы.

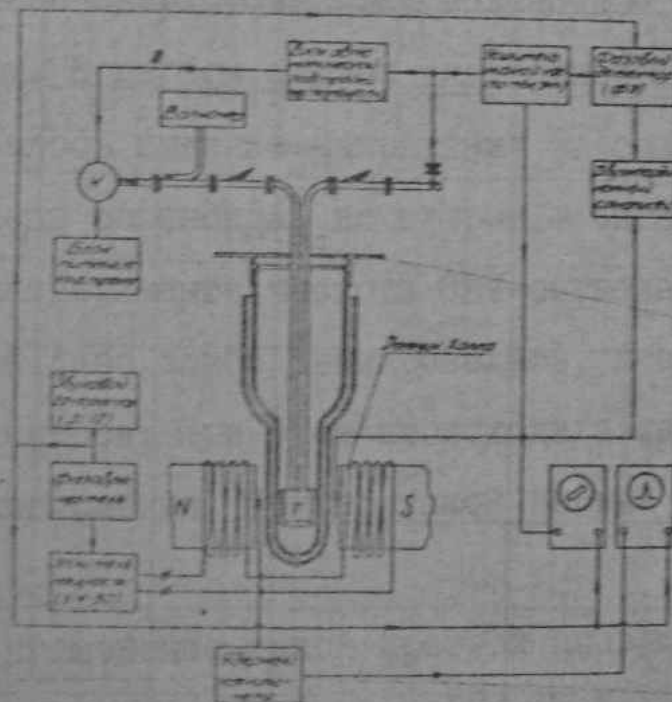
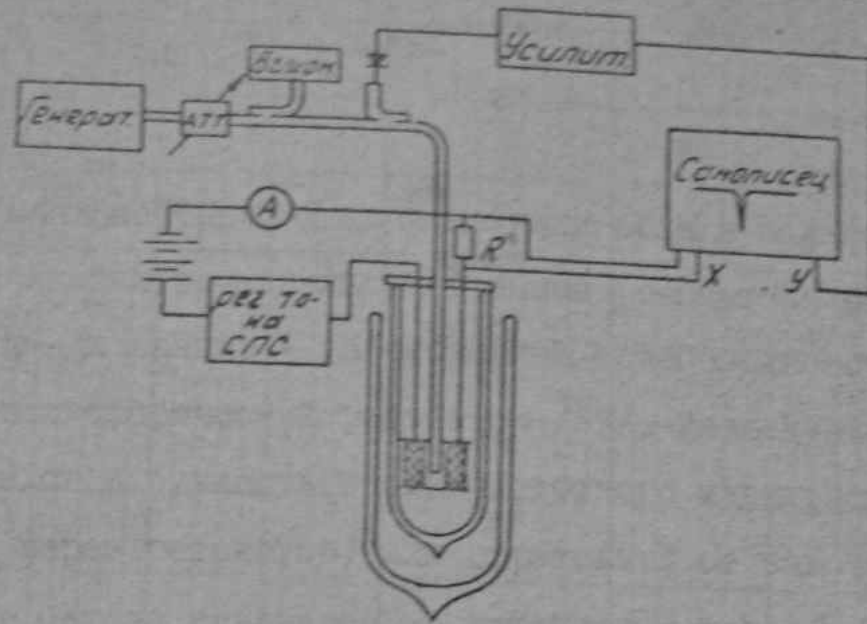


Рис. 9. Блок-схемы спектрометров.

В сантиметровом диапазоне длин волн в качестве поглощающей ячейки применялись объемные резонаторы различных типов, в мм-диапазоне - закороченный конец волновода, либо открытый полусферический резонатор /57/. Исследуемый образец помещался в пучность высокочастотного магнитного поля. Прошедший через резонатор, или отраженный от закороченного волновода, сигнал подавался на детектор и через усилитель В2-3 на координату y двухкоординатного самопишущего потенциометра ПДС-021. На координату x подавался сигнал, пропорциональный величине статического магнитного поля, создаваемого либо сверхпроводящим соленоидом, либо лабораторным магнитом. В первом случае для регистрации величины поля использовалось падение напряжения на сопротивлении, включенном в цепь соленоида, во втором - сигнал с датчика ЭДС-Холла. В эксперименте частота СВЧ-сигнала поддерживалась постоянной либо слабо свивировалась, а статическое поле медленно менялось. При этом происходила запись кривой резонансного поглощения. Пример ^{ом}такой записи может служить рис. II.

Обычно применение такой простой аппаратуры было достаточным для четкого наблюдения линии резонансного поглощения. В отдельных случаях для повышения чувствительности использовалась модуляция статического поля H и фазовое детектирование /58/.

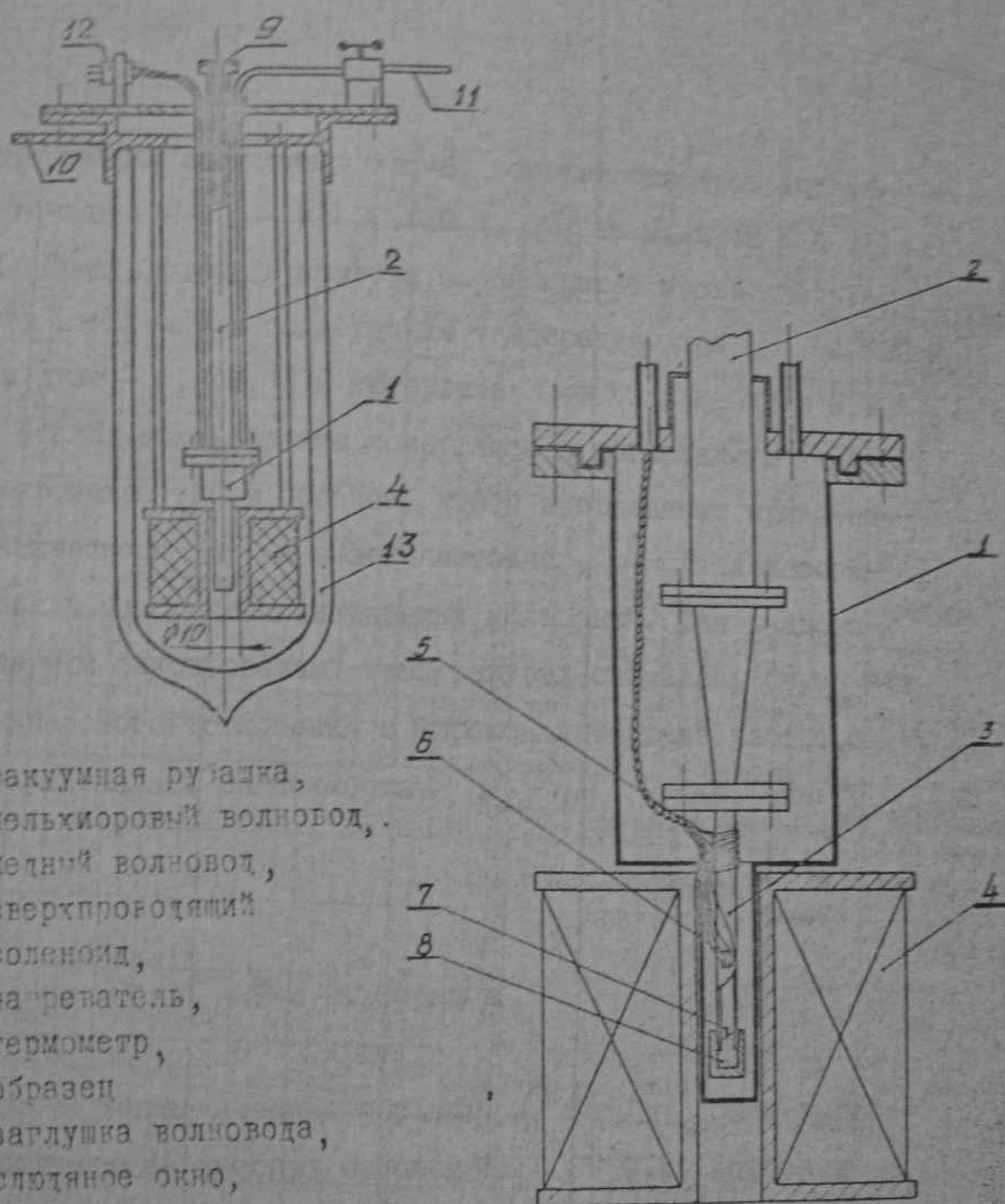
Частота СВЧ-сигнала измерялась с помощью имеющихся стандартных волномеров типа Ч2-25, с точностью 0,05%. В

ми диапазоне для измерения частоты были сконструированы волномеры на базе открытых полусферических резонаторов/59/. Точность измерения частоты таким волномером определяется точностью отсчета передвижения зеркал, при применении компаратора она может достигать $\approx 0,05\%$.

Датчики величины статического магнитного поля градуировались в каждом эксперименте по линии ЭПР $MnCl_2$ или $MnCO_3$ при $T > T_N$ ($g = 2,00$). Погрешность измерения величины магнитного поля определялась в основном шириной линии ЭПР и точностью записи на ПДС-021 и составляла во всем диапазоне не более 1%.

Такая точность измерения частоты и поля вполне достаточна, т.к. для исследуемых веществ линии АЭПР имели значительную ширину по полю ΔH , наименьшее значение ΔH было порядка 100 э.

Измерения могли производиться в интервале температур $1,2 \div 55^\circ K$, для этого использовалась ванна с жидким гелием. Температуры ниже 4,2 К получались с помощью откачки паров гелия. Для получения температур выше 4,2 К использовался вакуумный криостат, схематически изображенный на рис. 10. Благодаря вакууму в камере и малой теплопроводности мельхиорового волновода - 2 отрезок медного волновода - 3 с исследуемым образцом - 7 был достаточно хорошо теплоизолирован от окружающей камеру гелиевой ванны. Используя нагреватель - 5, можно было поддерживать волновод - 3 при любой температуре от 4,2 К до 55 К. Температура измерялась уголь-



- 1-вакуумная рубашка,
 2-мельхиоровый волновод,
 3-медный волновод,
 4-сверхпроводящий
 соленоид,
 5-нагреватель,
 6-термометр,
 7-образец
 8-заглушка волновода,
 9-слюдяное окно,
 10,11-трубы откачки,
 12-выводы термометра
 и нагревателя,
 13-гелиевый дьвар.

Рис.10. Вакуумный криостат.

ным термометром сопротивления -6, который был градуирован в точках 4,2 К, 14 К, 20, 39 К, 27, 25 К, 62,8 К и 77,5 К. Градуировка термометра неоднократно проверялась. Точность измерения и поддержания температуры при $T < 30$ К была не хуже $\pm 0,2$ К, а в интервале 30 + 55 К не хуже 0,3 К.

Исследуемые образцы помещались в поглощающую ячейку спектрометра таким образом, чтобы направление приложенных статического H и высокочастотного h полей соответствовали возбуждению изучаемых колебаний. Для каждого вещества при фиксированных температурах снималась серия кривых резонансного поглощения в широком интервале частот и затем определялась зависимость $\nu_{io}(H)$ - т.е. спектр АМР.

§ 2.3. Образцы

Монокристаллические образцы C_3MnF_3 были выращены в Институте физических проблем АН СССР С.В. Петровым методом Стокбаргера. Кристаллы растились из расплава в атмосфере гелия на установке, описанной в /60/. Полученные монокристаллы представляли собой осколки, линейные размеры которых достигали 5 мм. Все монокристаллы были прозрачны и окрашены в розовый цвет. Для экспериментов выбирались монокристаллы, не имеющие видимых на глаз неоднородностей. Осколки C_3MnF_3 ориентировались на рентгеновской установке. Дифракционная картина регистрировалась на рентгеновскую

пленку с помощью рентгеновской камеры типа Лауэ. Применявшаяся методика ориентации обеспечивала точность установки кристаллографических осей $\pm 2^\circ$. Ориентированные осколки обрабатывались на часовом токарном станке мелкими абразивными камнями и на специальной оправке, полировочным порошком.

Обработка производилась так, чтобы в полученном образце имелась плоскость, ориентированная заданным образом относительно кристаллографических осей. В различных экспериментах образец крепился в разных точках резонатора либо на дне резонатора, либо на оси, в зависимости от ориентации статического магнитного поля. При этом выбиралась такая форма образца, чтобы возможно меньше искажалась конфигурация полей в резонаторе. Так при креплении на оси резонатора образец имел форму цилиндра соосного с резонатором, при креплении на дне — форму пластинки. Размеры образцов колебались в пределах нескольких кубических миллиметров.

Монокристаллы $MnCO_3$, $CoCO_3$, $NiCO_3$ были выращены гидротермальным методом в Институте Кристаллографии АН СССР. Этот метод для получения карбонатов элементов группы железа был предложен Н.Ю. Икорниковой /61/.

Использованные нами монокристаллы $MnCO_3$ были выращены Н.Ю. Икорниковой и В.Р. Такелем. Кристаллы представляют собой пластинки, естественные грани роста коротких совпадают с базисной плоскостью. Кристаллы прозрачны и окрашены в розовый цвет. Размеры пластинок колеблются в пределах: I — 5 мм — поперечный размер, $0,3 \div 0,5$ — толщина

пластинки. Наличие естественных плоскостей позволяет обойтись без рентгеновской ориентации образцов.

В ряде случаев образцам придавалась форма цилиндра с осью $\parallel C_3$.

Монокристаллы $CoCO_3$ были выращены Н.Ю. Икорниковой. Так же как и монокристаллы $MnCO_3$, они представляют собой пластинки, плоскость которых $\perp C_3$. Кристаллы окрашены в интенсивный лиловый цвет. Линейные размеры кристаллов достигали 2-3 мм. Путем механической обработки мы получали из них цилиндры и сферы.

Монокристаллы $NiCO_3$ были получены А.А. Штернбергом. Они представляют собой ромбоэдри зеленого цвета. Основные измерения проводились на одном из наиболее крупных кристаллов, главная диагональ которого была $\approx 0,3$ мм.

Образцы приклеивались к резонатору или кварцевой подложке клеем БТ-6. При этом было замечено, что из-за большого различия в коэффициентах термодинамического расширения меди и образцов, в последних возникали большие напряжения, приводящие к разрушению образцов вблизи поверхности склеивания. Для устранения этого нежелательного явления склейка производилась разбавленным спиртом клеем с полимеризацией при комнатной температуре. В этом случае клеевое соединение обладало достаточной эластичностью.

§ 2.4. Исследование низкочастотной квазиферромагнитной ветви

АФМР

Исследования проводились на монокристаллах $MnCO_3$

/62, 63, 64/, CoCO_3 /65/, NiCO_3 /66, 67/. Низкочастотная ветвь в CsMnF_3 была изучена Ли, Портисом, Виттом /39/.

Оказалось, что эмпирическая зависимость $\nu_{10}(H)$ существенным образом отличается от простейшей теоретической (2.1). Это связано с очень важным обстоятельством. Дело в том, что низкочастотная ветвь АФМР очень чувствительна к взаимодействию соответствующих ей элементарных возбуждений с другими типами возбуждений, присутствующих в кристалле. Даже очень слабые взаимодействия существенно изменяют низкочастотную ветвь спектра. Рассмотрим типы взаимодействий; которые были обнаружены и изучены методом АФМР на упомянутых антиферромагнетиках.

А. Снятие вырождения в спектре АФМР.

Из формул (2.1) и (2.2), описывающих зависимость частоты АФМР от магнитного поля следует, что существует точка пересечения двух ветвей спектра (рис. 7). Возникает вопрос: всегда ли сохраняется вырождение в такой точке пересечения. Ответ на этот вопрос был получен при исследовании спектра АФМР в MnCO_3 /68, 63, 64/, в окрестности точки пересечения, которая при $H \perp C_3$ и $T = 4,2$ К находится при $\nu = 117$ Гц и $H = 44$ кэ. С увеличением температуры точка пересечения сдвигается в сторону меньших частот и полей в соответствии с формулами (2.1) и (2.2), т.к. величины H_A и H_D уменьшаются при возрастании темпера-

туры. При работе на фиксированной частоте ν_p и прохождении области пересечения ветвей по температуре, было обнаружено, что результаты существенно зависят от угла θ между направлением статического поля H и базисной плоскостью.

При $\theta = 0$ (поле лежит строго в базисной плоскости) видна добротная ($\Delta H \approx 200$ э) резонансная линия, соответствующая низкочастотной ветви спектра и очень широкая ($\Delta H_{20} \approx 20$ кэ) линия, соответствующая высокочастотной ветви спектра АФМР. Последнее связано с тем, что согласно формуле (2.2) частота ν_{20} слабо зависит от поля. Положение обеих линий изменяется с температурой, согласно формулам (2.1), (2.2) и экспериментальным данным $H_A(T)$ и $H_D(T)$.

Если поле вывести из плоскости на небольшой угол θ (несколько градусов), то наблюдается качественно другая картина. На рис. II приведен пример записи такого эксперимента для $\theta = 2^\circ$, $\nu_p = 117,2$ Гц и температур, для которых $\gamma\sqrt{2H_A H_E} \approx \nu_p$. По мере приближения к точке пересечения добротная линия АФМР начинает смещаться и уширяться. Это указывает на наличие взаимодействия между двумя типами колебаний.

Для того, чтобы провести количественное сравнение с теоретическими расчетами мы исследовали зависимость $\nu(H)$ в окрестности точки пересечения при фиксированной температуре. Результаты, полученные при $T = 4,2$ К для $\theta = 0$ и

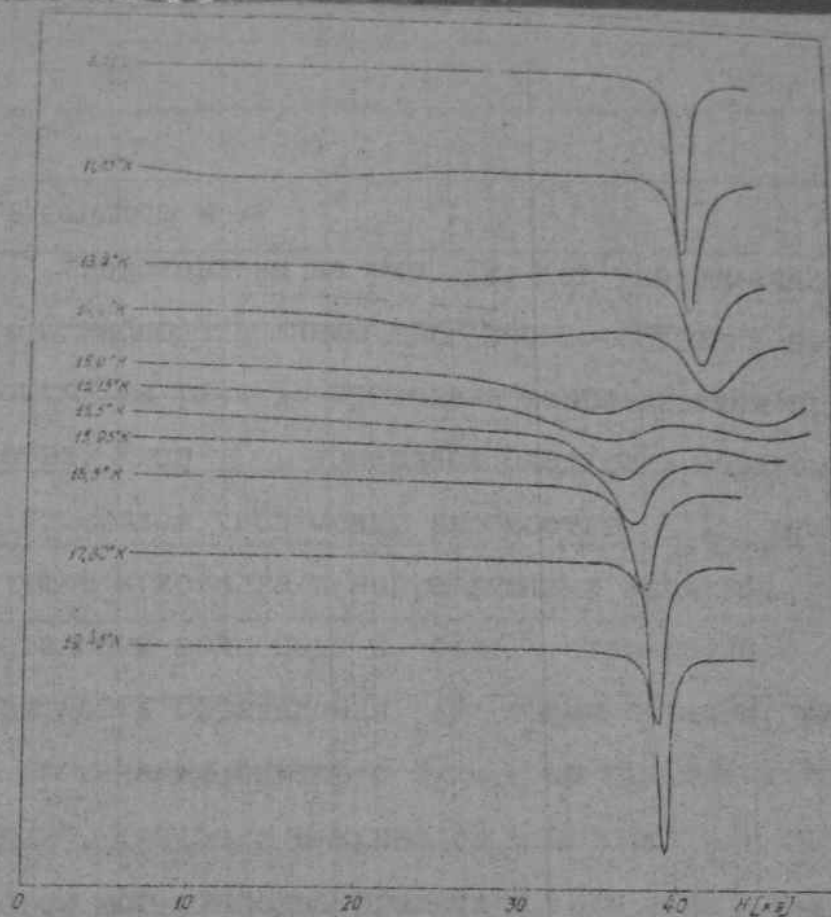


Рис. 11. Запись линий АФМР вблизи точки пересечения ветвей спектра.

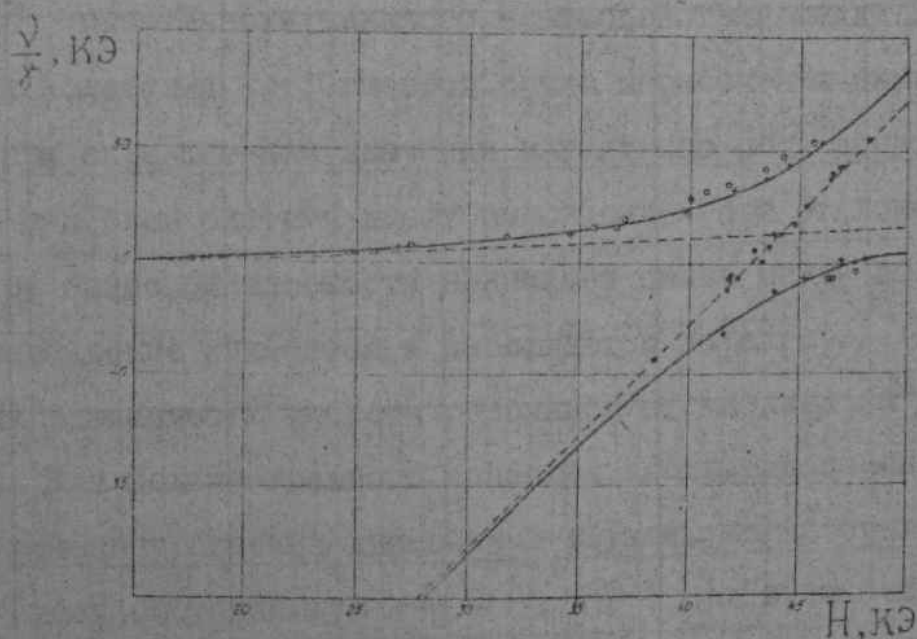


Рис. 12. Спектр АФМР вблизи точки пересечения $\times$ и $\circ$ - измерения при $\vartheta = 6^\circ$, $\circ$ - при $\vartheta = 0$. Пунктирные линии проведены по формулам (2,1) и (2,2), сплошные $\bar{\sigma}$ - результаты расчета по уравнению (2,4) для $\vartheta = 7^\circ$.

$\Theta = 6 \pm 1^\circ$ представлены на рис. 12. Как уже отмечалось, при $\Theta = 0$ наблюдать линию АФМР высокочастотной ветви трудно, поэтому на рис. 12 приведена теоретическая прямая для этой ветви. Угол Θ измерялся следующим образом: на гониометре измерялся угол между плоскостью III приклеенного к заглушке кристалла и направляющими заглушки, параллельными стенками волновода и, соответственно, оси соленоида. Погрешность определения Θ таким образом была $\approx 1^\circ$.

При проведении опытов с $\Theta = 0$ мы применяли "свободное крепление". Кристалл накрывался пенопластовым стаканчиком, в котором мог свободно вращаться. При включении поля, благодаря спонтанному ферромагнитному моменту происходила ориентация кристалла: $H \parallel B \perp C_3$.

Итак, когда поле точно направлено перпендикулярно оси Z практически никакого взаимодействия между двумя типами колебаний нет; имеется точка пересечения двух ветвей, т.е. при определенном значении магнитного поля спектр колебаний спиновой системы имеет вырождение. При отклонении поля от базисной плоскости возникает связь между колебаниями, вырождение снимается и наблюдается характерное искажение кривых зависимости частоты резонанса от магнитного поля.

Для количественного описания наблюдаемого явления были решены уравнения движения в случае, когда статическое поле имеет составляющую $H_z = H \sin \Theta$, при этом считалось, что Θ мало и $H_z \ll H$. В первом приближении уравнение для частот АФМР имеет вид:

$$\nu^4 - \nu^2(\nu_{10}^2 + \nu_{20}^2 + \gamma^2 H^2 \sin^2 \theta) + \nu_{10}^2 \nu_{20}^2 = 0 \quad 2.4$$

ν_{10} , ν_{20} - по-прежнему определяются формулами (2.1) и (2.2) и соответствуют ветвям спектра при $\theta = 0$.

Произведенный расчет показал, что связь двух типов колебаний осуществляется через компоненту намагниченности m_2 , причем в константу связи входит произведение на обменную константу B , вследствие этого связь оказывается столь большой.

Сплошные кривые на рис. 12 являются решениями (2.4) для $\theta = 6^\circ$. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с расчетом.

Аналогичный эффект "расталкивания" ветвей колебаний был позднее наблюден Великовым, Мироновым и Рудашевским на гематите /69/. В этой работе было проведено подробное изучение угловой зависимости и выяснение роли эффективного поля H_D .

Кроме того взаимодействие различных типов колебаний спиновой системы наблюдалось нами и в двумерном антиферромагнетике, $BaMnF_4$ /70/ в "опрокинутой фазе" ($H > H_{опр}$) при отклонении H от легкой оси.

Б. Сверхтонкое взаимодействие

Если в антиферромагнитном кристалле ядра магнитных ионов обладают механическим и, соответственно, магнитным моментами, то при низких температурах, благодаря сверхтон-

кому взаимодействию (СТВ) возникает упорядочение ядерных моментов. Таким образом, наряду с электронными антиферромагнитными подрешетками можно говорить и о ядерных антиферромагнитных подрешетках. Намагниченность ядерных подрешеток определяется формулой

$$P_i = \frac{A M_i j(j+1) \gamma_n^2}{3 k_B T} \quad 2.5$$

где A — константа сверхтонкого взаимодействия, M_i — намагниченность электронной подрешетки, j — ядерный спин и γ_n — ядерное магнитомеханическое отношение. Рассмотрение ядерных подрешеток как коллективной системы, обладающей собственной частотой, законно, если учесть косвенное (через спины электронов) обменное взаимодействие между ядрами, предложенное Сулом /71/ и Накамурай /72/. Для нахождения резонансных частот системы, состоящей из двух электронных и двух ядерных подрешеток, в выражение для термодинамического потенциала, надо добавить энергию сверхтонкого взаимодействия:

$$A \overline{M_i} \overline{P_i} \quad 2.6$$

Де Жен, Пинкус, Хартман-Буртон и Винтер /73/ показали, что решение такой системы имеет следующий вид:

$$\nu_e^2 = \nu_e^0{}^2 + \nu_{СТВ}^2 \quad 2.7$$

$$\nu_n^2 = \nu_n^0^2 \left(1 - \frac{\nu_{\text{сгв}}^2}{\nu_e^2 + \nu_{\text{сгв}}^2} \right), \quad 2.8$$

где ν_e^0 - частота АФМР в отсутствии взаимодействия,
 $\nu_{\text{сгв}}$ - эффективная частота, пропорциональная сверхтонко-
 му взаимодействию:

$$\nu_{\text{сгв}}^2 = \gamma^2 2 H_{\text{сгв}} H_E \quad 2.9$$

ν_n^0 - частота ядерного резонанса в поле сверхтонкого вза-
 имодействия без учета связи с электронами

$$\nu_n^0 = \gamma_n H_{\text{сгв}} = \gamma_n A M \quad 2.10$$

Вывод этих формул содержится также в монографии Турова и
 Петрова /74/.

Из формул (2.7) и (2.8) видно, что сверхтонкое вза-
 имодействие будет заметно изменять спектр АФМР в том случае,
 когда ν_e^0 сравнимо с $\nu_{\text{сгв}}$. Пока что такой эффект
 наблюдался только для антиферромагнетиков, в которых магнит-
 ным ионом является марганец. В случае ^{55}Mn эксперименты
 показывают, что $H_{\text{сгв}} = 8,6 \text{ Г/Т}$ э. Поэтому для
 $H_E \approx 5 \cdot 10^5$ э, $T \approx 1^\circ \text{ К}$, $\nu_{\text{сгв}} \approx 10 \text{ ГГц}$. Таким образом,
 при гелиевых температурах сверхтонкое взаимодействие суще-
 ственно влияет на АФМР, наблюдаемый в сантиметровом диапа-
 зоне.

Впервые влияние сверхтонкого взаимодействия на АФМР

было продемонстрировано Хигером, Портисом, Тинеем и Виттом /75/. Они показали, что положение линии АФМР в кубическом АФМ $KMnF_3$ зависит от температуры в соответствии с формулами (2.7) и (2.9). Аналогичный эффект был обнаружен и в других двойных фторидах с ионом Mn^{++} : $RbMnF_3$ /76, 77/ и $TlMnF_3$ /78/.

Особенно интересно сверхтонкое взаимодействие проявляется в антиферромагнетиках типа "легкая плоскость". Для них в отсутствии взаимодействия ядерная ветвь и низкочастотная ветвь АФМР имеют точку пересечения: частота электронной системы описывается формулой (2.1), ядерная система имеет частоту (2.10) (пунктирные кривые 1 и 2 на рис. 13), не зависящую от внешнего статического поля. В результате взаимодействия появляются новые ветви (кривые 3 и 4 на рис. 13), которые соответствуют формулам (2.7) и (2.8). С понижением температуры взаимодействие между электронной и ядерной системой увеличивается, соответственно увеличивается и "расщепление" ветвей спектра", и положение линии АФМР начинает сильно зависеть от температуры.

Это явление было обнаружено нами при изучении АФМР в $MnCO_3$ /62/. На рис. 14 приведен пример записи производной резонансной линии поглощения при различных температурах.

Согласно (2.1), (2.7) и (2.9) зависимость резонансной частоты от поля и температуры может быть выражена следующим образом

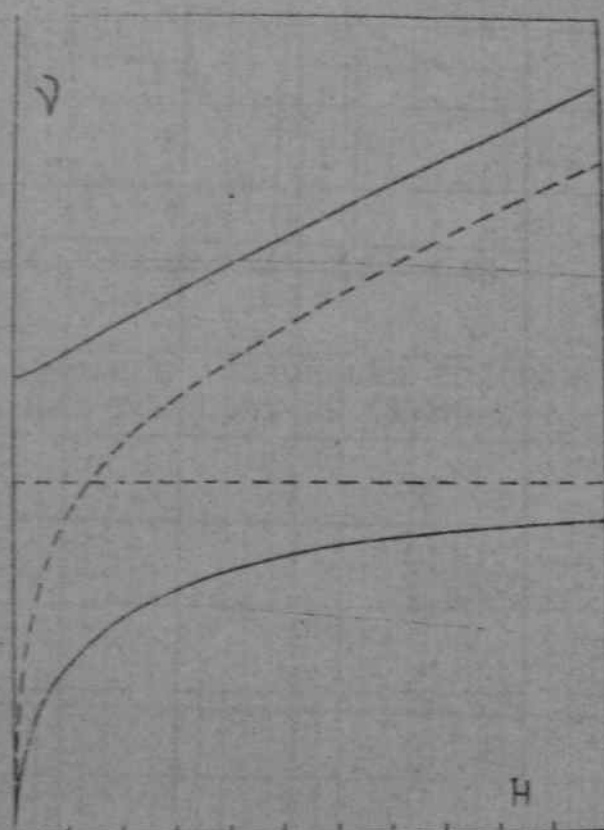


Рис.13. "Расталивание" ветвей спектров ЯМР и АМР при взаимодействии электронной и ядерной систем спинов. Пунктир-спектры без учета взаимодействия.

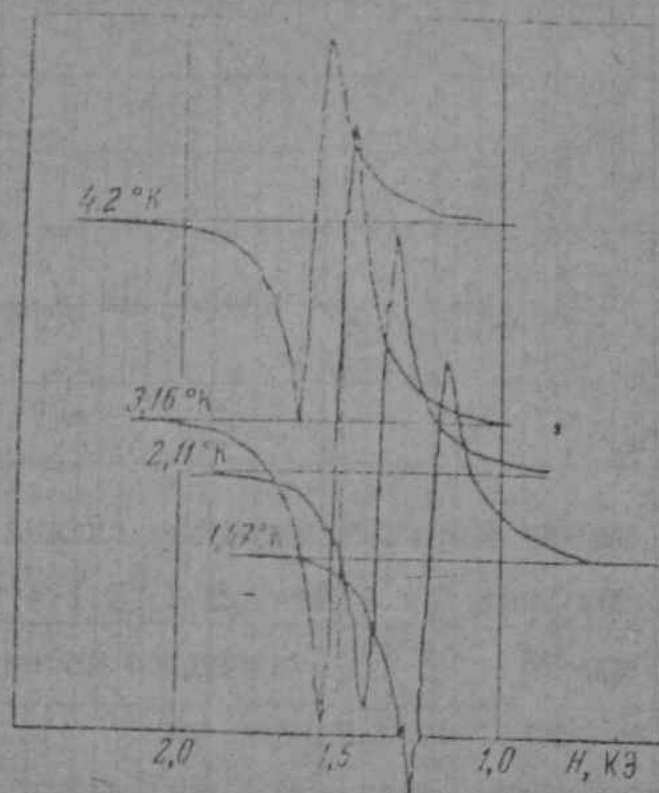


Рис. 14. Смещение положения резонансной линии при понижении температуры (MnCO_3 , $\nu_p = 9,4$ Гц).

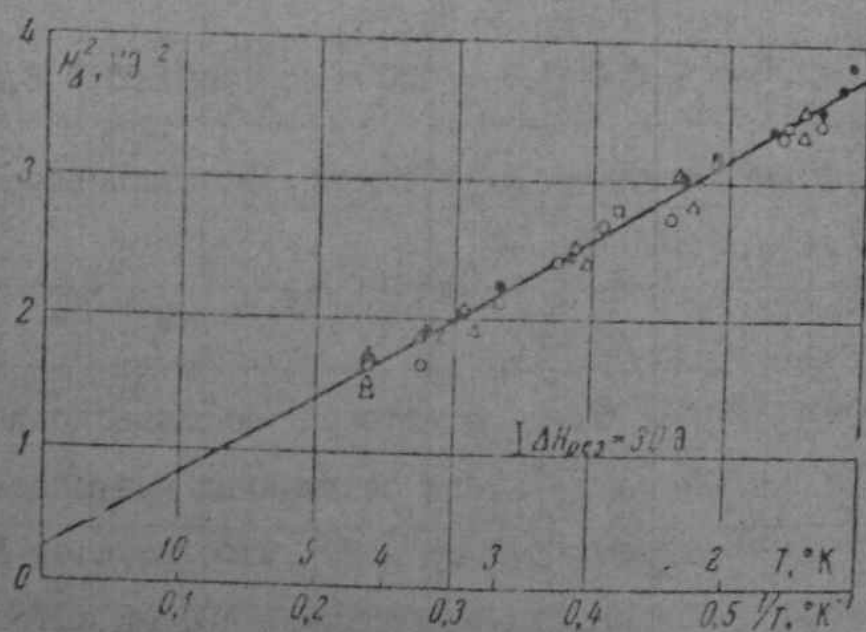


Рис. 15. Температурная зависимость H_A^2 : $\circ - \nu_p = 15,1$ Гц;
 $\Delta - \nu_p = 9,1$ Гц; $\square - \nu_p = 7,3$ Гц;
 $\blacktriangledown - \nu_p = 5,8$ Гц.

$$(\nu_{10}/\gamma)^2 = H(H + H_D) + H_{\Delta}^2$$

$$H_{\Delta}^2 \sim \frac{1}{T} \quad 2.12$$

Анализ экспериментальных данных, полученных при $T = 4,2 \pm 1,5^{\circ} \text{ K}$ показал, что температурная зависимость ν_{10} определяется слагаемым H_{Δ}^2 . На рис. 15 приведены значения H_{Δ}^2 от обратной температуры $\frac{1}{T}$. Экспериментальные данные хорошо ложатся на прямую линию и могут быть описаны полиномом

$$H_{\Delta}^2 = H_{\Delta}^{\circ 2} + \mathcal{X}/T = H_{\Delta}^{\circ 2} + H_{\Delta \text{ ств}}^2 \quad 2.13$$

с такими коэффициентами:

$$H_{\Delta}^{\circ 2} = 0,3 \pm 0,3 \text{ кэ}^2, \quad \mathcal{X} = 5,8 \pm 0,5 \text{ кэ}^2 \cdot \text{град.}$$

Величина $\mathcal{X}$ может быть рассчитана по формуле

$$\mathcal{X} = \gamma_n A M \frac{j(j+1)}{3 K_B} \quad 2.14$$

Если для определения константы сверхтонкого взаимодействия воспользоваться данными по ядерному резонансу /81/, или ядерной теплоемкости /79/, то рассчитанная величина $\mathcal{X}$ с точностью до 10% совпадает с определенной по АФМР. Таким образом, величина H_{Δ}^2 в основном определяется сверхтонким взаимодействием. Небольшая щель в спектре АФМР $H_{\Delta}^{\circ 2}$

появляется за счет другого взаимодействия в кристалле, по-видимому, магнитоупругого.

Аналогичные эксперименты на монокристаллах $CsMnF_3$ были проведены Тулиным /80/. Для $CsMnF_3$ $H_A^2 = \mathcal{R}/T$
и $\mathcal{R} = 6,3 \pm 0,5 \text{ кэ}^2 \cdot \text{град.}$

Температурная зависимость положения линии не единственное свидетельство влияния сверхтонкого взаимодействия на АФМР. Величина $\nu_{\text{сгв}}$ зависит от температуры ядер. Подавая на кристалл мощное радиочастотное поле частоты ν_n , можно значительно перегреть ядра (заметим, что при этом $\nu_n \rightarrow \nu_n^0$). При $T \rightarrow \infty$ частота $\nu_{\text{сгв}} \rightarrow 0$ и ν_e будет приближаться к своему несмещенному значению ν_e^0 . Такие опыты по двойному резонансу были проведены Хигером, Портисом, Тинеем и Виттом /75/ на $KMnF_3$, Боровиком-Романовым и Тулиным на $MnCO_3$ /45,81/, Ли, Портисом и Виттом /39/ и Тулиным на $CsMnF_3$ /79/. Описанный эффект влияния радиочастотного перегрева ядерной системы на частоту АФМР использовался нами для изменения спектра спиновых волн при исследовании магнитоупругого взаимодействия (гл. IV).

На рис. 16 приведены результаты расчета спектра АФМР для $MnCO_3$, $CsMnF_3$ и также экспериментальные данные по АФМР и двойному резонансу, полученные различными авторами.

В. Магнитоупругое взаимодействие

Существенное влияние на низкочастотную ветвь спектра АФМР легкоплоскостных антиферромагнетиков может оказывать

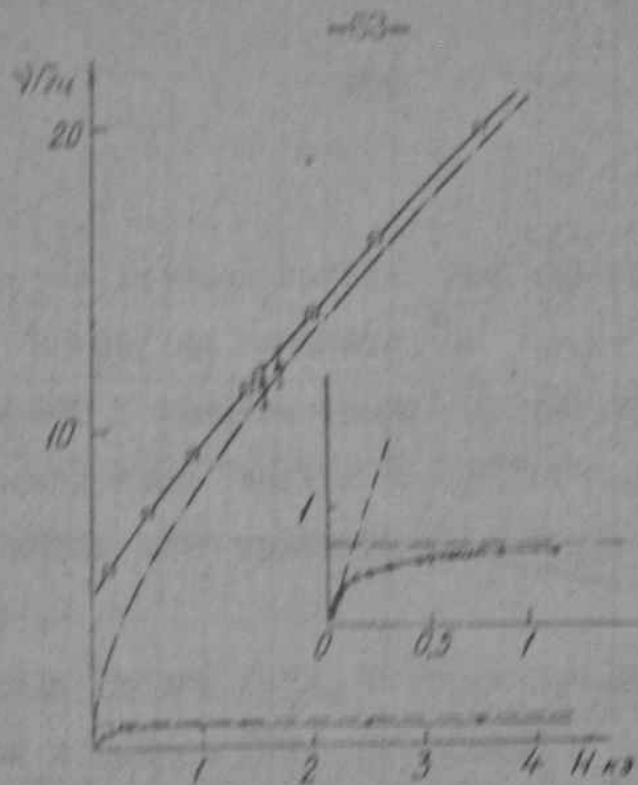


Рис. 16^в. Спектры АМР и ЯМР в $MnCO_3$. Пунктирные линии — результаты расчета без учета СТВ, сплошные — с учетом. Точки — экспериментальные данные различных авторов: $\circ$ — /62/, Δ — /100/, $\bullet$ — /81/, $\circ$ — /62/.

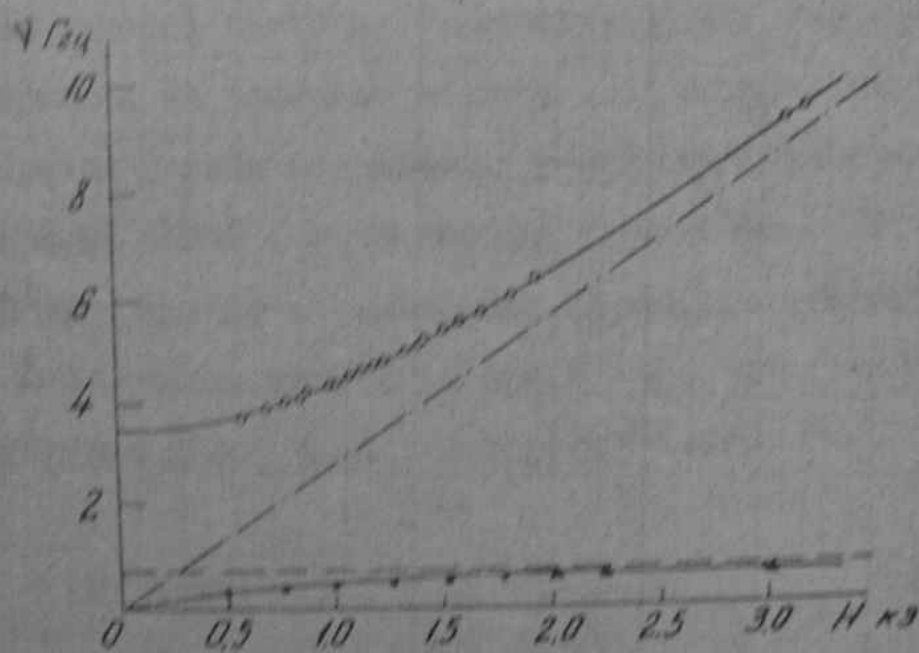


Рис. 16^б. Спектры АМР и ЯМР в $CeMnF_3$. Пунктирные линии — результаты расчета без учета СТВ, сплошные — с учетом. Точки — экспериментальные данные различных авторов: $\circ$ — /60/, $\circ$ — /41/, Δ — /42/.

магнитоупругое взаимодействие. Это явление было обнаружено в работах /83-86/ на гематите (α - Fe_2O_3). При $T > T_M = 263$ К гематит также обладает магнитной структурой с анизотропией типа "легкая плоскость". Оказалось, что низкочастотная ветвь АФМР также имеет изотропную щель H_Δ^2 , (рис. 17).

Иида и Тасаки /87/, Боровик-Романов и Рудашевский /88/, Туров и Шавров /89/ предложили следующее объяснение. При установлении антиферромагнитного упорядочения в кристалле происходит спонтанная стрикция и соответственно возникает связанное с ней избранное направление. Внешнее поле свободно вращает в базисной плоскости антиферромагнитный вектор $\vec{\ell}$ (всегда $\vec{\ell} \perp H$) и соответственно избранное направление. Однако на высоких частотах, соответствующих АФМР, стрикционные деформации не успевают следить за направлением спинов. Таким образом должны возникать магнитоупругие силы, стремящиеся вернуть спины к равновесному положению.

В этом случае в разложение термодинамического потенциала Φ , кроме магнитной части Φ_M следует учесть магнитоупругую часть Φ_{My} и упругую часть Φ_y :

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_M + \Phi_{My} + \Phi_y - \sum \sigma_{ik} \epsilon_{ik} \quad 2.15$$

Здесь σ_{ik} - компоненты тензора напряжений, ϵ_{ik} - компоненты тензора деформации. Уравнение для низкочастотной ветви АФМР будет иметь вид:

$$\left(\frac{\nu_{10}}{\gamma}\right)^2 = H(H + H_D) + 2H_E H_{\text{му}} \quad 2.16$$

где $H_{\text{му}}$ - эффективное поле статического магнито-упругого взаимодействия, определяемого упругими и магнитоупругими постоянными кристалла. Для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ расчет $H_{\text{му}}$ по данным работ [90, 91] дает 0,6 э. Величина $H_{\text{му}}$ определенная по АФМР, составляет $0,74 \pm 0,1$ э.

Поле $H_{\text{му}}$ очень мало, однако в (2.16) входит его произведение на большую величину H_E (для гематита $H_E = 9,2 \cdot 10^6$ э), что приводит к существенному изменению частоты АФМР (рис. 17).

Убедительным доказательством влияния магнитоупругого взаимодействия на АФМР являются опыты с деформированными кристаллами [88, 92, 93, 94]. При этом величина $H_{\text{му}}$ определенным образом зависит от величины и направления силы сжатия или растяжения.

В наших экспериментах в MnCO_3 [62] и NiCO_3 [67], также была обнаружена щель в спектре АФМР, не зависящая от температуры. Вероятно она также имеет магнестрикционное происхождение. Однако никаких специальных исследований мы не предпринимали.

Г. Индуцирование антиферромагнитного порядка выше температуры Нееля.

Кроме перечисленных проявлений различного рода взаимодействий с помощью АФМР удалось обнаружить еще одно

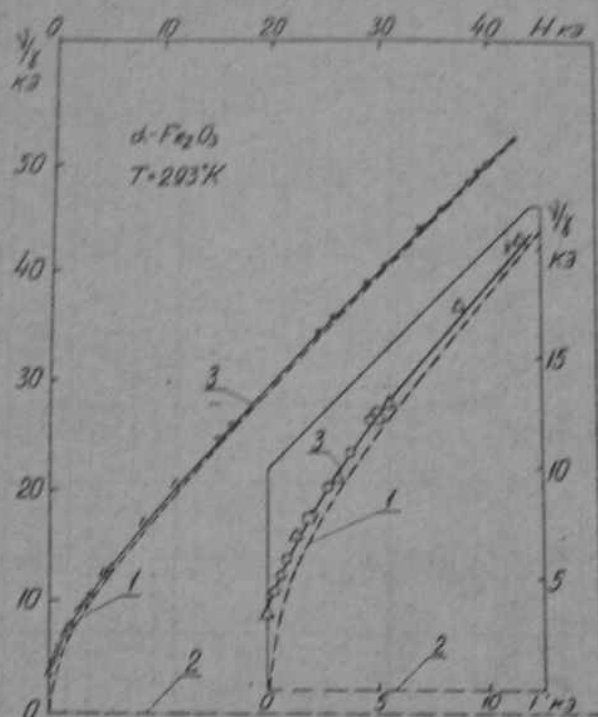


Рис. 17. Влияние магнитоупругого взаимодействия на спектр АФМР $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$:
 1 - спектр АФМР $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ без учета магнитоупругого взаимодействия (расчет),
 2 - спектр фононов для $K\phi = 0$,
 3 - спектр АФМР $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ по данным работы .

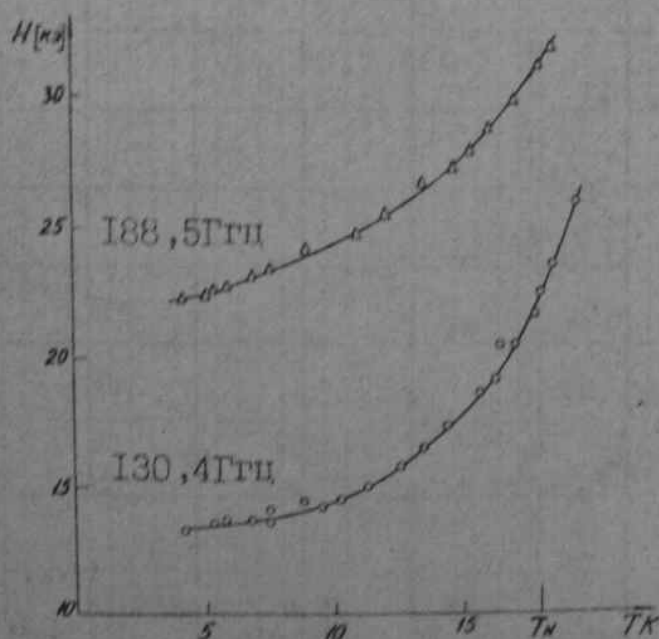


Рис. 18. Температурная зависимость резонансного поля в CoCO_3 , (низкочастотная ветвь АФМР).

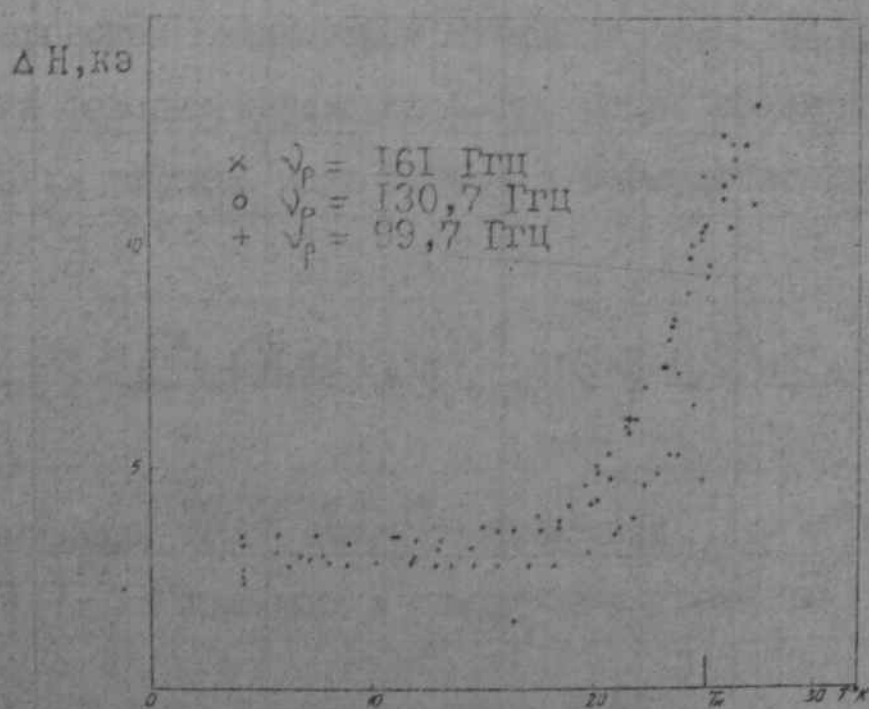
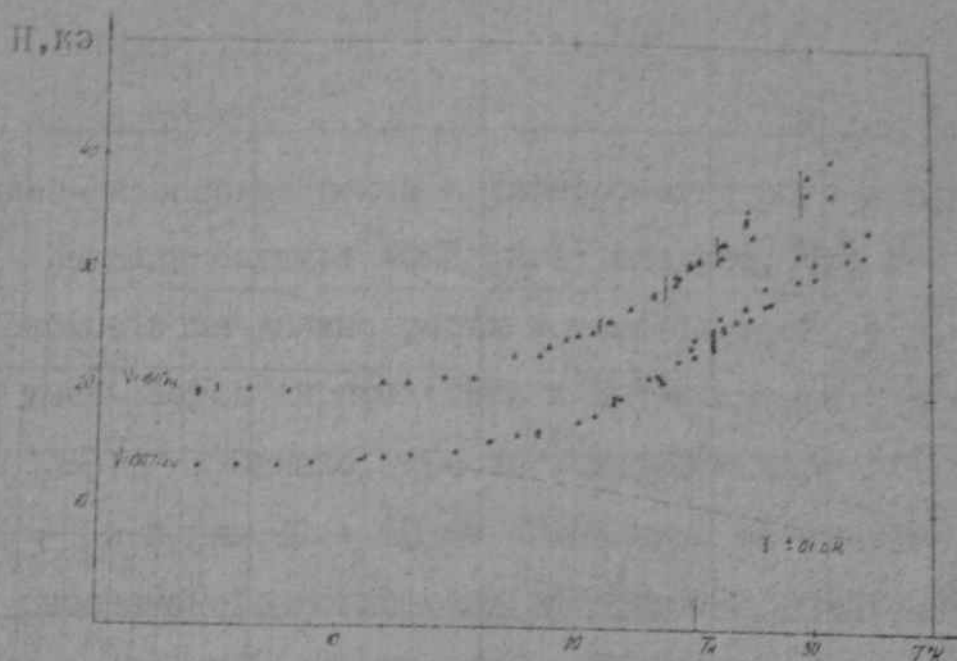


Рис.19. Температурная зависимость резонансного поля H и ширины резонансной линии ΔH в $NiCO_3$ (низкочастотная ветвь ДМР).

явление - наведение полем антиферромагнитного порядка.

Из вида спектра АФМР (2.1) следует, что при $\nu_p = const$ резонансное поле должно расти с температурой, т.к. величина H_D уменьшается, и приходит к парамагнитному значению при $T \geq T_N$. Однако, при исследовании АФМР в $CoCO_3$ и $NiCO_3$ в полях 10 + 50 кэ оказалось, что и при $T > T_N$ линия резонансного поглощения продолжает сдвигаться в сторону больших полей (рис. 18, 19). Это может быть интерпретировано как существование антиферромагнитного порядка выше T_N : $H_D = \beta \ell \neq 0$.

Теоретическое объяснение наведения антиферромагнитного порядка выше T_N в слабых ферромагнетиках было дано Боровиком-Романовым и Ожогиным /22/. Их вывод основан на теории фазовых переходов 2-ого рода, созданной Ландау. Для описания эффекта надо учесть в термодинамическом потенциале член $\frac{C}{4} \ell^4$:

$$\Phi_m = \frac{1}{2} A \bar{\ell}^2 + \frac{1}{2} B \bar{m}^2 + \frac{1}{2} a \ell_z^2 - \beta (\ell_y m_x - \ell_x m_y) + \frac{1}{4} C \ell^4 - \bar{m} H \quad 2.17$$

Минимизация этого потенциала вблизи T_N при условии $A = \lambda (T - T_N)$ приводит к следующему уравнению для ℓ

$$\ell^3 + \frac{\lambda}{C} \cdot (T - T_N) \ell - \frac{\beta H}{BC} = 0 \quad 2.18$$

Из решения (2.18) следует, что при $T < T_N$ магнитное поле приводит к росту антиферромагнитного вектора по сравне-

нию со спонтанным значением; а при $T > T_N$ к отличию ℓ от нуля. При больших H индуцированный момент может достигать значительной величины (рис. 20).

Учет этого эффекта позволил объяснить аномалии в восприимчивости вблизи T_N , наблюдающиеся в $MnCO_3$, $CoCO_3$, NiF_2 , $NiCO_3$ и других слабых ферромагнетиках.

Принимая, что в окрестности T_N формула для резонанса по-прежнему имеет вид (2.1), можно вычислить по экспериментальным данным величину $H_D = \beta \ell$, зависящую в данном случае от H и T и сравнить с теорией (2.18).

Для обоих веществ ширина линии АФМР растет с температурой (парамагнитный резонанс вообще не наблюдается), поэтому проследить за положением линии удастся до температуры, всего лишь на несколько градусов превышающей T_N : для $CoCO_3$ на $2 \div 3^\circ$, для $NiCO_3$ на $7 \div 9^\circ$. Результаты проделанных вычислений для $NiCO_3$ приведены на рис. 21. При расчете мы пренебрегали наличием энергетической щели в спектре АФМР H_Δ^2 , что приводит к ошибке в H_D не более 5%. Пунктиром проведена теоретическая кривая, полученная из формул (2.18) и (2.21) со следующими значениями констант

$$\frac{\beta^4}{\beta c} = 5,4 \cdot 10^3, \quad \frac{\beta^2 \lambda}{c} = 1,2 \cdot 10^3 \quad \text{и} \quad \nu_p = 130 \text{ ГГц}$$

Сплошной линией изображена зависимость $H_D(T)$ без учета эффекта индуцирования — кривая Бриллюэна для $S = 1$ и $T_N = 25 \text{ К}$.

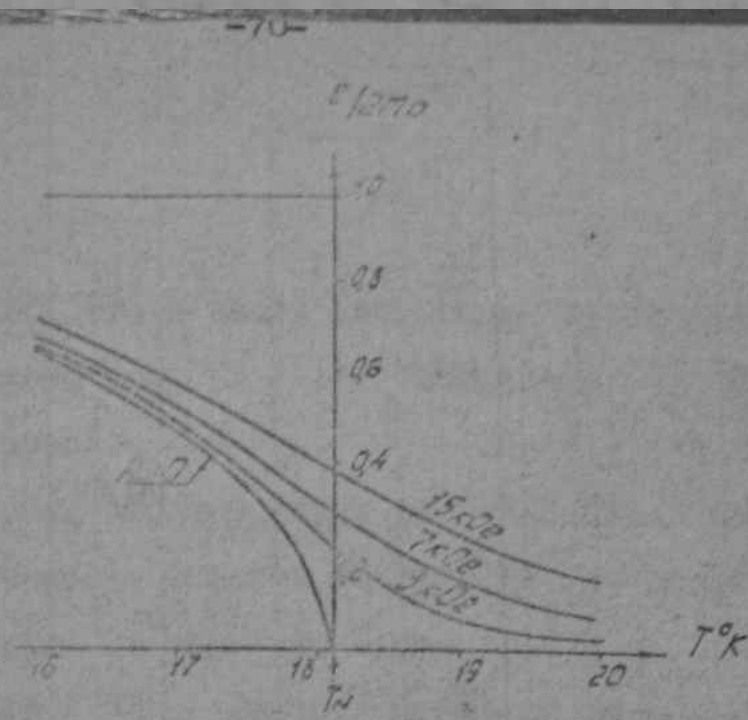


Рис. 20. Теоретическая зависимость антиферромагнитного момента в CoCO_3 от T и J вблизи T_N - точки перехода при $H=0$.

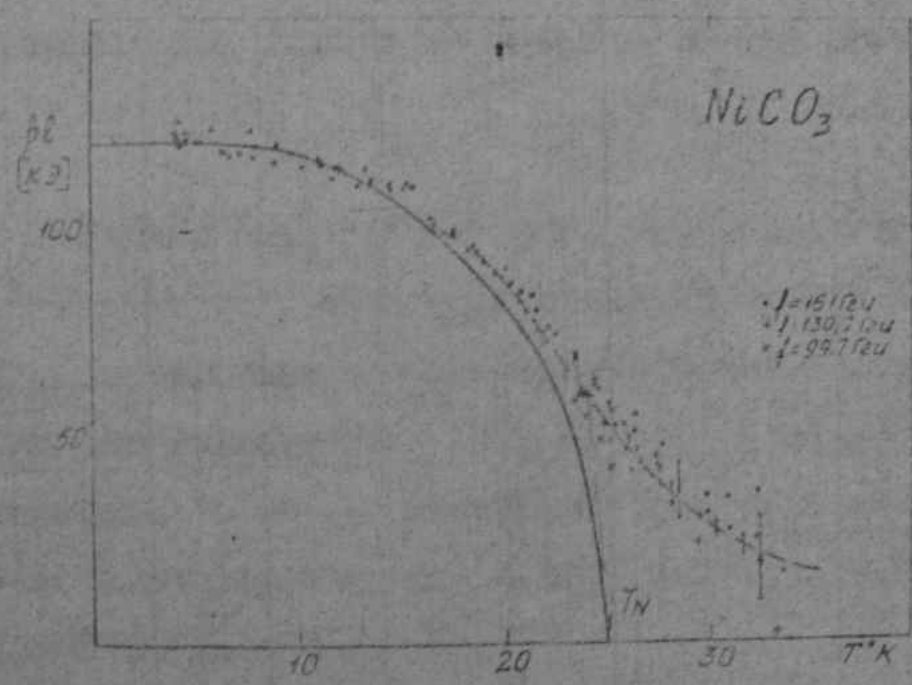


Рис. 21. Температурная зависимость антиферромагнитного момента. Кривые - теоретические: сплошная - без учета индуцированного момента, пунктирная - с учетом.

Из рис. 21 видно, что в наших экспериментах "индуцированное" поле Дзялошинского при $T = T_N$ составляло 50 кэ, т.е. 40% от номинального.

Аналогичным образом сдвиг резонансного поля из-за эффекта индуцирования позднее наблюдался Рудашевским, Великовым и Селезневым на монокристаллах $FeBO_3$ /95/.

В настоящее время имеются и другие эксперименты подтверждающие наведение антиферромагнитного порядка в слабых ферромагнетиках. Для NiF_2 это сделано с помощью ЯМР на ядрах ^{19}F /96/, для FeF_3 /97/ и $FeBO_3$ /98/ с помощью эффекта Мёссбауэра.

Д. Определение параметров вещества по зависимости $\nu_{40}(H)$.

Для получения сведений о константах исследуемых веществ (g, H_D, H_Δ^2) мы подробно снимали спектр АФМР при $\theta = \frac{\pi}{2}$ (H параллельно базисной плоскости кристалла). Экспериментальные зависимости $\nu_{40}(H)$ (рис. 22 и 23) обрабатывались по методу наименьших квадратов на электронно-вычислительной машине М-20. Оказалось, что они хорошо аппроксимируются полиномом

$$\nu_{40}^2 = a_0 + a_1 H + a_2 H^2 \quad 2.20$$

Значения a_i при $T = 4,2^\circ K$ для $MnCO_3$, $CoCO_3$, $NiCO_3$ приведены в таблице II.

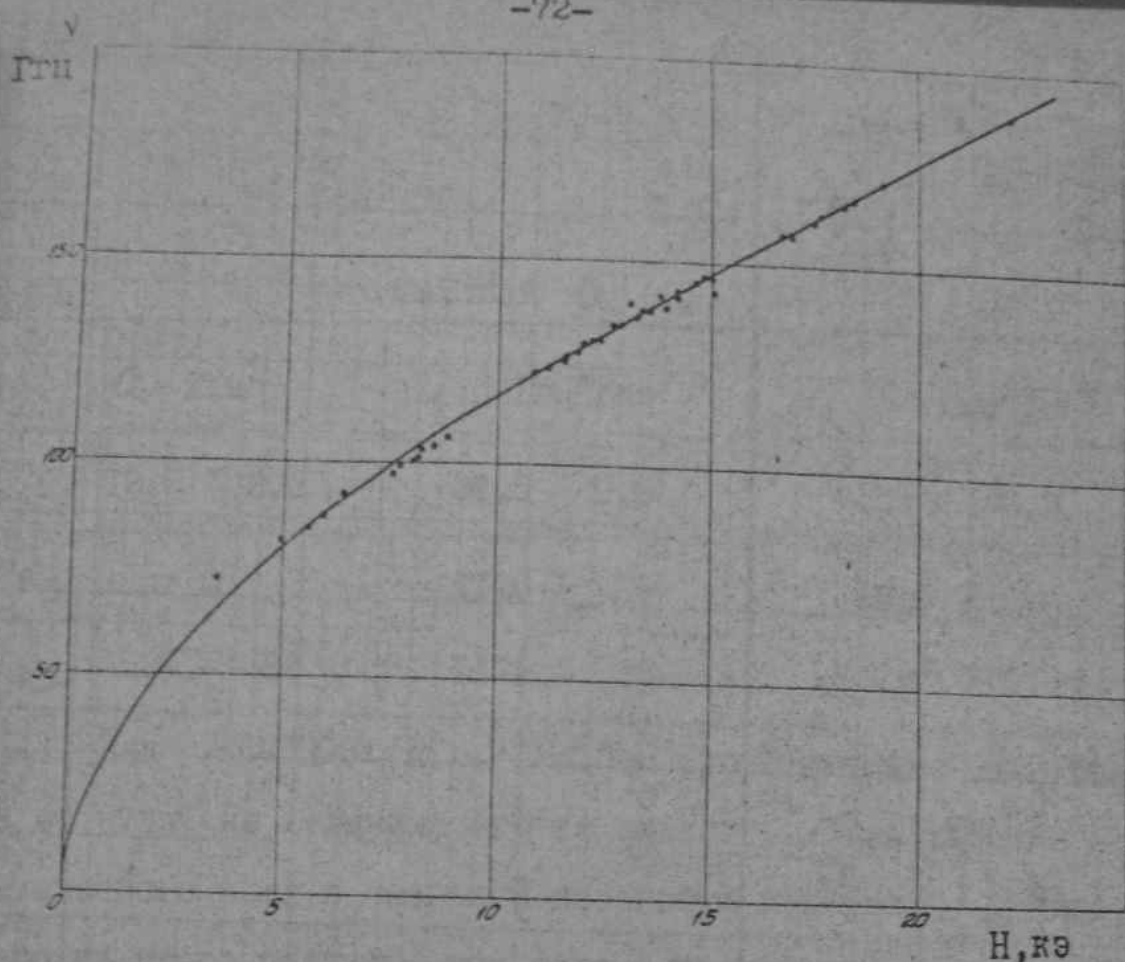


Рис.22. Низкочастотная ветвь АФМР CoSO_3 при $T = 4.2 \text{ K}$.

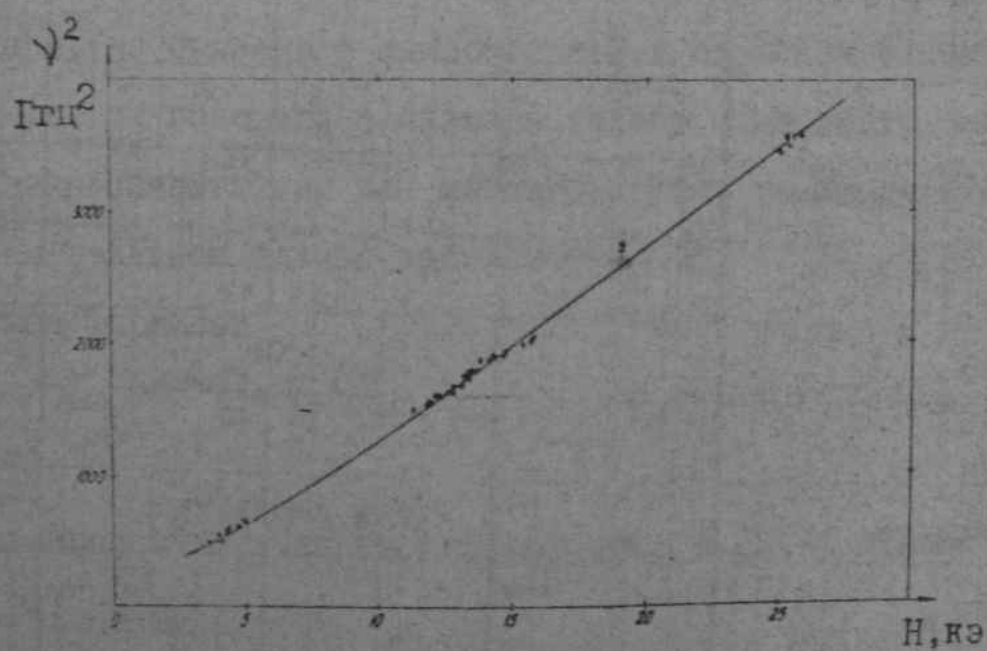


Рис.23. Низкочастотная ветвь АФМР в NiSO_3 при $T = 4.2 \text{ K}$.

ТАБЛИЦА П.

	$a_0, \text{Гц}^2$	$a_1, \text{Гц}^2/\text{кэ}$	$a_2, \text{Гц}^2/\text{кэ}^2$
MnCO_3	$12,5 \pm 2,3$	$34,5 \pm 0,8$	$7,8 \pm 0,2$
CoCO_3	0	1120 ± 35	$21,7 \pm 2,8$
NiCO_3	529 ± 88	1142 ± 15	$9,46 \pm 0,55$

Для MnCO_3 и NiCO_3 коэффициент a_0 отличается от нуля, но величина его не зависит от направления статического поля в базисной плоскости кристалла. Прежде всего из этого следует, что поле анизотропии $H_{A\perp}$ мало и не может быть определено из наших экспериментов. Кроме того, это означает, что для правильного описания спектра в формулу (2.1) надо добавить слагаемое H_{Δ}^2 , которое, однако, не связано с анизотропией в базисной плоскости.

Как уже мы говорили появление такого слагаемого может быть вызвано сверхтонким или магнитоупругим взаимодействием. В нашем реальном случае зависимость $\nu_{10}(H)$ будет описываться формулой

$$\left(\frac{\nu_{10}}{\gamma}\right)^2 = H(H + H_D) + H_{\Delta}^2 \quad 2.21$$

Сравнивая эмпирическую зависимость (2.20) с выражением (2.21) мы вычислили

$$\gamma = \sqrt{a_2}, \quad H_D = \frac{a_1}{a_2}, \quad H_{\Delta}^2 = \frac{a_0}{a_2}, \quad g = \gamma \frac{h}{\mu_B} \quad 2.22$$

(g - фактор спектроскопического смещения Ланде). Полученные значения при $T \rightarrow 0$, для $MnCO_3$, $CoCO_3$, $NiCO_3$, приведены в таблице I стр. 35. Там же приведены данные для других легкоплоскостных антиферромагнетиков: $CsMnF_3$ из работы /39/, $FeBO_3$ - /48, 95, 99/, $\alpha-Fe_2O_3$ при $T > T_M$ /85, 88/. Для сравнения в этой же таблице приводятся результаты статических исследований, ЭПР и магнитной теплоемкости.

$MnCO_3$ Как видно из таблицы значения, вычисленные из АФМР хорошо согласуются с величинами, полученными в других экспериментах. Ионы Mn^{++} находятся в S - состоянии, это значит, что для них изотропен g - фактор. Именно для такого случая справедливы формулы для АФМР, полученные из уравнений Ландау-Лифшица. В соответствии с этим и результаты, полученные на других веществах ($CsMnF_3$, $\alpha-Fe_2O_3$, $FeBO_3$), в которых магнитные ионы находятся в S - состоянии, находятся в также хорошем согласии с данными статических экспериментов и ЭПР. Низкочастотную ветвь АФМР в $MnCO_3$ на частоте $\nu_p = 10$ Гц исследовал Дате /100/. Данные, полученные в этой работе не противоречат нашим результатам.

$NiCO_3$ Большинство измерений мы проводили в сильных магнитных полях $H > 10$ кэ. Как было показано в работе /24/, посвященной исследованию магнитных свойств $NiCO_3$, при этом условии вектор $\vec{e}$ лежит в базисной

плоскости и величина $H_D (T \rightarrow 0) = 140 \pm 20$ кэ. В пределах ошибки это совпадает с нашими результатами по АФМР. Линию парамагнитного резонанса в $NiCO_3$ наблюдать не удалось. Поэтому полученные величины g мы можем сравнить с парамагнитными g - факторами для других соединений. Для парамагнитных солей Ni g - фактор обычно колеблется от 2,27 до 2,3 [101], из наших экспериментов следует, что $g = 2,3$. Таким образом и для $NiCO_3$ получается хорошее согласие между величинами, полученными из АФМР и другими методами.

$CoCO_3$ В этом случае полученные нами результаты существенно отличаются от данных статических измерений и ЭПР. Это связано, по-видимому, с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

Результаты работ по АФМР в $CoCO_3$ [102, 103, 104], проведенных на более низких частотах, согласуются с нашими данными. ЭПР в $CoCO_3$ также не наблюдается. Мещеряковым [105] был исследован парамагнитный резонанс на ионах Co^{++} в решетке $CaCO_3$, изоморфной $CoCO_3$, при различных концентрациях Co^{++} . Экстраполяция к 100% содержанию ионов

Co приводит к следующим значениям g - фактора:

$g_{\perp} = 4,94$, $g_{\parallel} = 3,06$. Эти величины соответствуют оценкам g - фактора, определенным из температурного хода восприимчивости $CoCO_3$ в парамагнитной области.

Полученное значение $g_{\perp}$ из АФМР существенным образом отличается от парамагнитного значения.

Отметим, что вообще говоря нет никаких теоретических доводов в пользу того, что g - факторы должны оставаться неизменными при переходе в упорядоченное состояние. Это справедливо только для чисто спинового момента ($g = 2,00$).

Величины эффективного поля H_D , вычисленные из АФМР, примерно в 1,5 раза больше H_D , полученных в статических экспериментах. Этот факт свидетельствует о том, что изложенная выше теория АФМР в данном случае несправедлива.

Строгая теория АФМР может быть построена только квантово-механическим путем, однако, это пока не сделано. Как мы уже отмечали проблема построения микроскопической теории и определение основного состояния остается не решенной. Поэтому важную роль имеет дальнейшее развитие феноменологической теории. Туров /12/ предположил, что сохраняются спиновые моменты ионов, а не магнитные. В этом случае уравнения Ландау-Лифшица должны содержать анизотропный g - фактор, выражающий связь между этими моментами. Тензор $\hat{g}$ может быть написан из соображений симметрии. Например, для рассматриваемого случая D_{3d}^6 он имеет вид:

$$\hat{g} = \begin{vmatrix} g_{\perp} & g_{xy} & 0 \\ g_{yx} & g_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & g_{zz} \end{vmatrix} \quad 2.23$$

Однако, как показано в монографии Турова /12/, для рассматриваемых антиферромагнетиков $\overbrace{g}^{\text{анизотропия}}$ - фактора, учтенная таким

образом, не вносит никаких качественно новых закономерностей, ни в статические, ни в динамические свойства.

В феноменологической теории, которой мы пользовались до сих пор, реально рассматривалась некоторая модель. Мы пользовались не полным разложением термодинамического потенциала в бесконечный ряд, а только ограниченным числом членов этого ряда, а в качестве уравнений движения мы использовали уравнения Ландау-Лифшица, которые предполагают сохранение величины спина при отклонении его из положения равновесия. При модельном описании нельзя сделать строгого вывода о величине опускаемых членов. Поэтому при таком подходе величины эффективных полей оказываются зависящими от принятой модели.

В последнее время развивается более общая феноменологическая теория, основанная на исследовании термодинамического потенциала и уравнений движения, удовлетворяющих только принципам симметрии (Великов, Гуфан, Прохоров, Рудашевский /106/). Любое экспериментальное исследование зависимостей намагниченности и собственных частот колебаний от внешнего магнитного поля проводится с некоторой конечной точностью, ограничивающей степень полинома относительно H , который эмпирически описывает результат измерения. Авторы работы /106/ ставят своей задачей построение теории, учитывающей в термодинамическом потенциале все члены разложения в ряд по внутреннему параметру перехода и получение теоретических формул, описывающих экспериментальные результаты

в виде полиномов по степеням H . Причем наивысшая степень такого разложения должна определяться только экспериментально оправданной точностью. Это приводит к большому числу констант в формулах, определяющих намагниченность и частоты АФМР, но максимальное число феноменологических параметров теории принципиально ограничено симметрией и связано с точностью эксперимента. Количество вводимых независимых параметров оказывается (анализ проведен для NiF_2 , CoF_2 , $FeBO_3$) меньшим, чем можно определить из полного набора экспериментов. Поэтому возможна проверка такого описания.

К сожалению пока для легкоплоскостных антиферромагнетиков такие расчеты проведены только для случая, когда вектор $\vec{\ell}$ лежит в базисной плоскости (ось Z - бесконечного порядка). Для $CoCO_3$ и $NiCO_3$ такое описание не годится. Нейтронографические эксперименты [26, 27] показали, что $\vec{\ell}$ выходит из плоскости. Эксперименты по измерению статической восприимчивости так же подтверждают этот вывод [24]. Поэтому пока мы не можем провести желаемое сравнение статических и динамических данных по этой теории.

§ 2.5. Исследование высокочастотной квазиантиферромагнитной ветви АФМР.

А. Результаты измерений.

Как следует из формулы (2.2) высокочастотная ветвь АФМР имеет энергетическую щель $\sqrt{2H_A H_E + H_D^2}$, которая

при больших H_E и H_D может достигать значительной величины. Предсказать значение этой щели довольно трудно, т.к. заранее неизвестно поле анизотропии H_A , хотя как будет показано ниже, в случае ионов M_n^{++} оно определяется в основном дипольным взаимодействием и может быть рассчитано.

Определение энергетической щели по измерению теплоемкости /44/ антиферромагнетиков не точно, например, в случае $MnCO_3$ расхождение между этими данными и величиной щели определяемой непосредственно из АФМР достигает 100%. Поэтому изучение высокочастотной ветви АФМР начинается прежде всего с поиска

ν_{20} . Мы проводили эксперименты вплоть до 190 Гц. Высокочастотная ветвь резонанса была обнаружена нами только для $MnCO_3$ /63, 64/ и $CsMnF_3$ /43/. Поиски ν_{20} для $CoCO_3$ и $NiCO_3$ не дали положительных результатов. При низких температурах это, по-видимому, связано с большой величиной H_D , а при $T \approx T_N$ с уширением линии АФМР. Попытки найти высокочастотную ветвь используя эффект взаимодействия с низкочастотной также закончились неудачей.

Экспериментальные зависимости $\nu_{20}(H)$ для $MnCO_3$ и $CsMnF_3$ представлены на рисунках 24 и 25. Они хорошо описываются формулой (2.2) со значением $\gamma = 2,8$ кэ/Гц, что соответствует $g = 2$, характерному для ионов M_n^{++} . Было проверено, что зависимость $\nu_{20}(H)$ следует формуле (2.2) во всем интервале температур $T < T_N$.

С повышением температуры линия поглощения, регистрируемая при $\nu_p = const$, сдвигается к большим магнитным полям

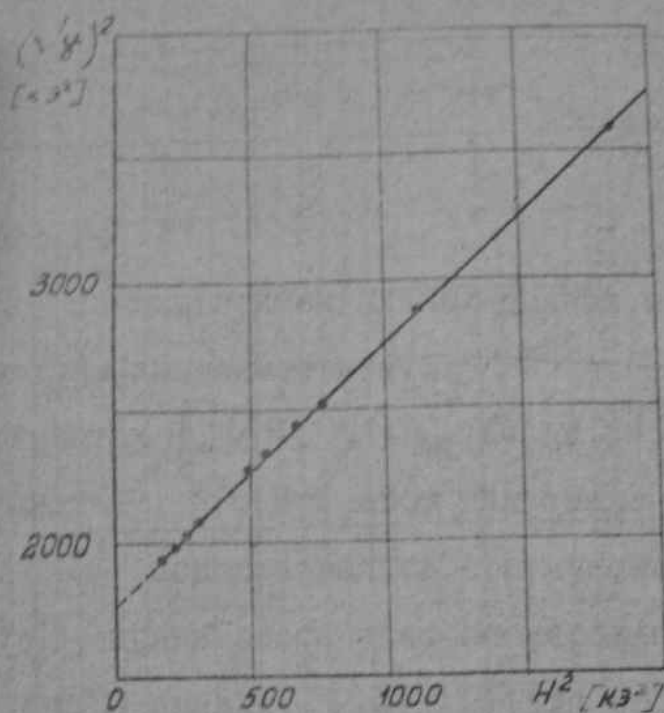


Рис.24. Высокочастотная ветвь АФМР в $MnCO_3$, $T=12,1K$.

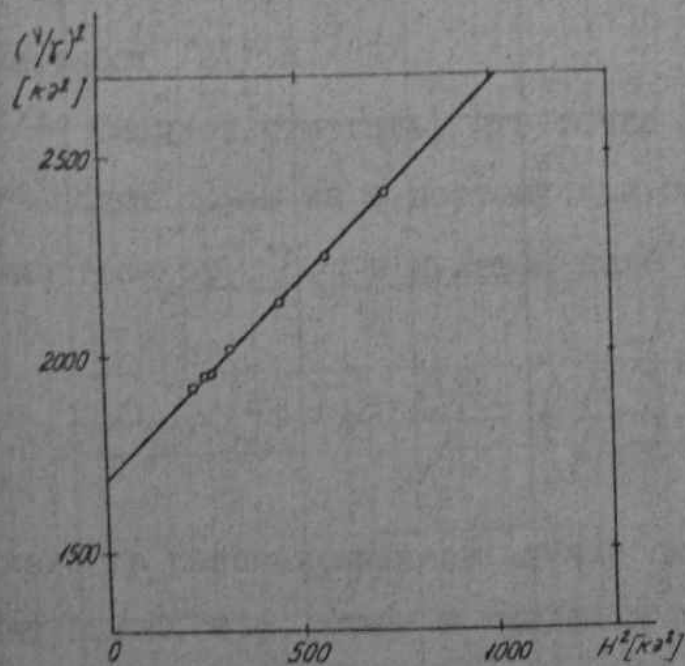


Рис.25. Высокочастотная ветвь АФМР в $CsMnF_3$, $T = 4,2 K$.

(рис. 26) .

Из экспериментальных данных по формуле (2.2) была рассчитана зависимость $H_{AE}(T)$. Результаты расчетов в координатах $[H_{AE}(T)/H_{AE}(0)]^2$ и T/T_N приведены на рисунках 27, 28. При этом для значения величины H_D в $MnCO_3$ использовались статические данные /21/. За $H_{AE}(0)$ - принималось экстраполированное значение $H_{AE}(T)$ при $T \rightarrow 0$. Значения $\chi_{20}(0)$ для обоих веществ приведены в таблице I. За температуру перехода в парамагнитное состояние T_N мы принимали температуру, начиная с которой резонансное поле переставало изменяться с нагревом образца. Из наших измерений следует, что для $MnCO_3$ $T_N = 32,5 \pm 0,2$ К, а для $CsMnF_3$ $T_N = 53,6 \pm 0,3$ К. Это совпадает с результатами работ /21/ и /39/.

Следует отметить, что точка перехода определялась нами в полях ≈ 40 кэ и поэтому как показано в /II/ может отличаться от T_N в нулевом поле на величину

$$\Delta T_N = T_N \frac{\Delta \chi_{\perp}}{\chi_{\perp}} \left(\frac{H}{H_E} \right)^2 \quad 2.24$$

Однако в рассматриваемом случае смещение T_N не превышает 0,2 К, т.е. лежит в пределах погрешности эксперимента.

Высокочастотная ветвь в $MnCO_3$ была впервые обнаружена, но не исследована подробно, Финком и Шалтилом /107/ при $T = 20,4$ К, а затем Ричардсом при $T \rightarrow 0$ /48/. На рис. 29 для сравнения приведены наши результаты и результаты

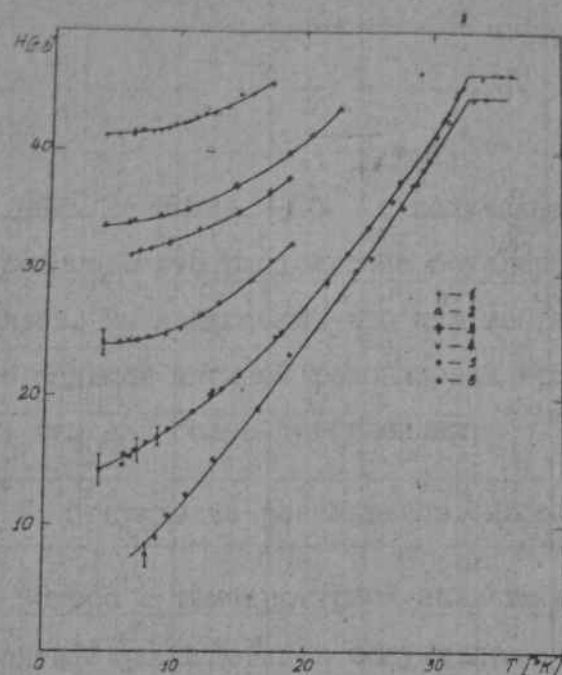


Рис.26. Зависимость резонансного поля от температуры для высокочастотной ветви ЛФМР в $MnCO_3$ для различных частот: 1- $\nu_p = 168$ ГГц; 2- $\nu_p = 155,6$ ГГц; 3- $\nu_p = 149,8$ ГГц; 4- $\nu_p = 139,7$ ГГц; 5- $\nu_p = 130,5$ ГГц; 6 - $\nu_p = 124,2$ ГГц.

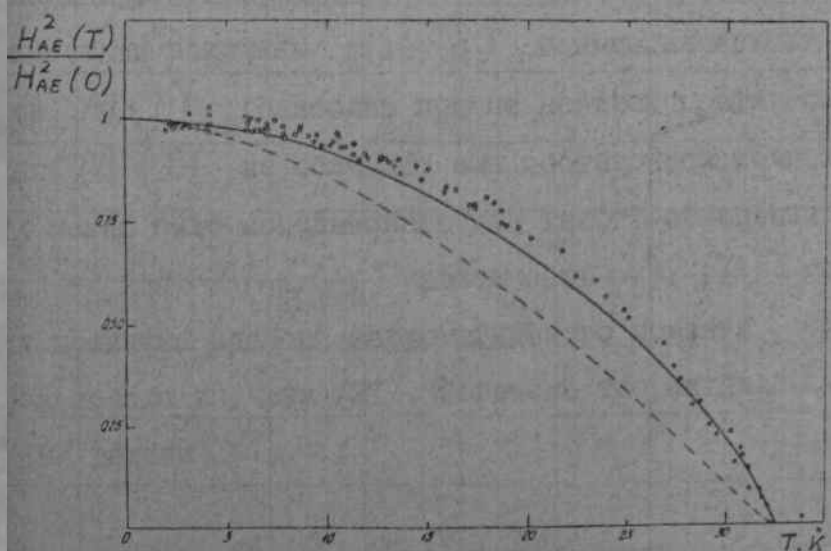


Рис.27. Сравнение величины $H_{AE}^2(T)/H_{AE}^2(0)$ (экспериментальные точки) для $MnCO_3$ с температурной зависимостью относительной спонтанной намагниченности $(T)/(0)$ в различных степенях: сплошная кривая - квадрат, пунктирная - куб.

/107, 108/. Величина H_{AE} , полученная нами, несколько выше. Возможно это расхождение обусловлено разным качеством кристаллов. Мы наблюдали, что для менее совершенных кристаллов (с большей шириной резонансной кривой) величина H_{AE} меньше, чем для более совершенных.

Б. Обсуждение результатов. Поле анизотропии.

Вопрос о температурной зависимости H_{AE} для одноосных антиферромагнетиков обсуждался во многих теоретических и экспериментальных работах (см. например обзор С. Фонера /52/). В настоящее время теория не может предсказать температурной зависимости $H_{AE}(T)$ во всей области температур от 0°K до T_N . Однако, в рамках различных теорий можно сделать предсказания о связи между температурными зависимостями величины $H_{AE}(T)$ и намагниченностью подрешеток $M(T)$. Наиболее прямые нейтронографические данные для $M(T)$ не обладают еще достаточной точностью, чтобы их можно было использовать для такого сравнения.

Для $MnCO_3$ зависимость $M(T)$ можно получить из величины слабого ферромагнитного момента $\sigma(T)$, которая хорошо изучена /21/. Согласно теории Дзялошинского /19/ вблизи T_N :

$$\sigma(T) \sim M(T) \quad 2.25$$

То же самое следует из теории спиновых волн для низких температур /2, 6/. Предполагая, что соотношение

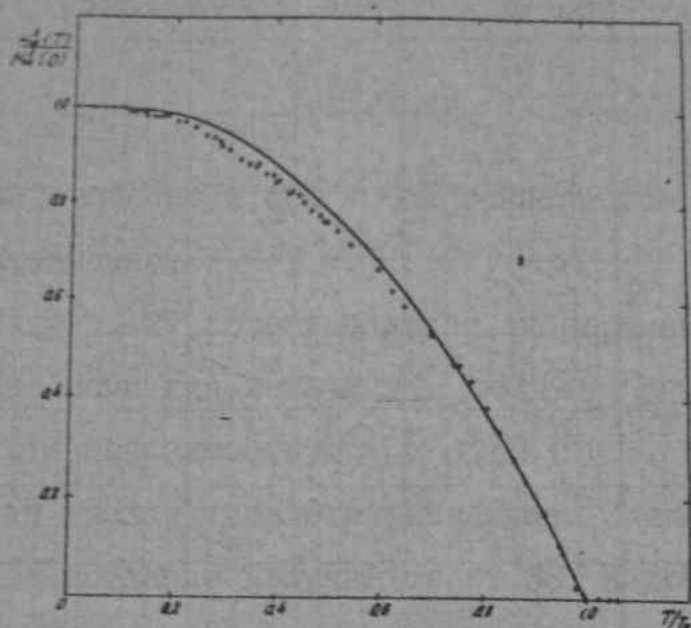


Рис.28. Сравнение температурной $H^2_{AE}(T)/H^2_{AE}(0)$ (экспериментальные точки) для CsMnF_3 с квадратом функции Бриллюэна $V_{5/2}$ (сплошная кривая).

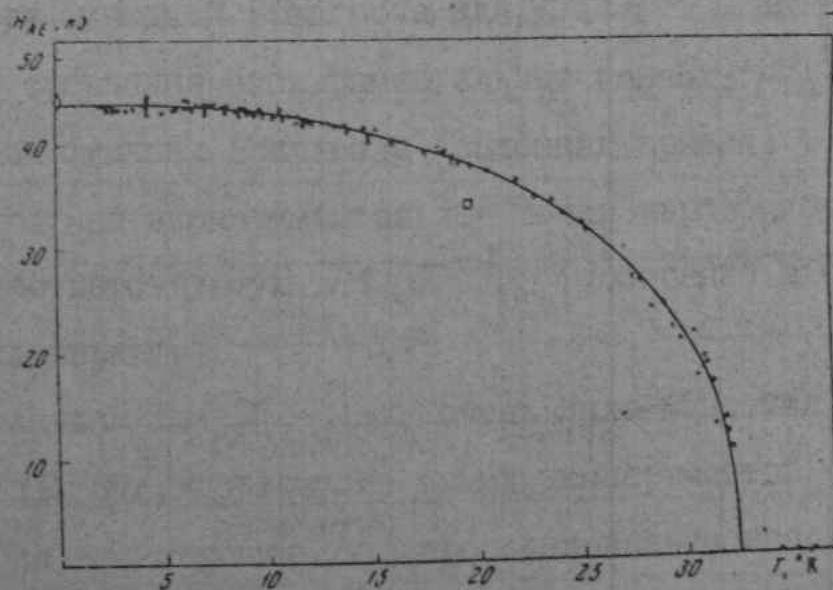


Рис.29. Зависимость $H^2_{AE}(T)$ в MnCO_3 : $\diamond$ - данные Ричардса, $\square$ - данные Шалтила и Финка.

(2.25) справедливо и при любой температуре, мы провели следующее сравнение.

На рис. 27 сопоставляются экспериментальные точки, полученные нами для величины $[H_{AE}(T)/H_{AE}(0)]^2$ и взятая из работы /21/ зависимость $[\delta(T)/\delta(0)]^2$. Видно, что согласие получается вполне удовлетворительное. Следует подчеркнуть, что полное согласие получается от 28°K до T_N , где предположение (2.25) согласно /19/ должно быть точным. На рис. 27 пунктиром приведена также зависимость $[\delta(T)/\delta(0)]^3$. Такая зависимость предсказывается для H_{AE}^2 теорией Огу-чи /109/ а также статистической теорией Акулова и Зенера /110, 111/. Из рис. 27 видно, что эта кривая хуже согласуется с экспериментом.

В случае $CsMnF_3$ мы рассчитали, что зависимость $M(T)$ описывается функцией Бриллюэна для $S = \frac{5}{2}$. На рис. 28 проведено сравнение экспериментальных данных $H_{AE}^2(T)$ с квадратом функции Бриллюэна (сплошная кривая). Видно, что и в этом случае экспериментальные точки хорошо ложатся на кривую, соответствующую $M(T)^2$, особенно в области высоких температур.

Величина $\chi_\perp$, очень мало меняется с температурой /21, 39/, поэтому из наших экспериментов следует, что энергия анизотропии $\mathcal{K}$ пропорциональна квадрату намагниченности подрешеток:

$$\mathcal{K} = \frac{H_{AE}^2}{\chi_\perp} \sim M(T)^2 \quad 2.26$$

Такой результат дает основание полагать, что поле анизотропии в описанных исследованных веществах, определяется, в основном, дипольным взаимодействием.

Котляковским [112] был произведен расчет дипольного взаимодействия в антиферромагнетиках $MnCO_3$ и $CsMnF_3$. Сопоставление расчетных величин эффективных полей дипольной анизотропии и экспериментальных значений H_A приведены в таблице III.

Таблица III.

Вещество	Измеряемые величины	Экспериментальные значения	Теоретические значения
$MnCO_3$	$H_A = 2a M_0$	$3,0 \text{ кэ} \pm 3\% / 64 /$	$2,89 \text{ кэ} \pm 2\%$
	$2b M_0$	$0 \pm 1 \text{ кэ} / 21 /$	$0,34 \text{ кэ} \pm 2\%$
$CsMnF_3$	$H_A = \frac{2M_0}{3}(a_1 + a_2 + a_3)$	$2,48 \text{ кэ} \pm 3\% / 43 /$	$2,72 \text{ кэ} \pm 2\%$

Такое хорошее совпадение экспериментальных и теоретических значений также подтверждает наш вывод о том, что основной вклад в анизотропию дает дипольное взаимодействие.

§ 2.6 Ширина линии АФМР

При изучении АФМР, помимо восстановления спектра АФМР, можно измерить еще одну величину — ширину резонансной кривой ΔH , которая, в принципе, может дать сведения о

затухании однородных колебаний. Правильной величиной, характеризующей затухание, является частота релаксации $\Delta \nu_0$, а не ΔH . В случае АФМР эти величины не пропорциональны, т.к. спектр АФМР не линеен. Поэтому, измеряемая на эксперименте величина ΔH должна быть пересчитана, согласно формулам (2.1), (2.2).

Ширина линии АФМР для всех кристаллов, с которыми мы работали была очень большой. Она изменялась от образца к образцу, но минимальная величина составляла ≈ 100 МГц.

Мы пробовали обрабатывать кристаллы: образцам придавалась форма цилиндров, шариков, поверхности их полировались, производился отжиг. Однако нам не удалось существенно изменить ширину линии.

Величина $\Delta \nu_0$ не зависела от температуры при $T \lesssim \frac{1}{2} T_N$. Анализ формы резонансной линии показал, что она существенно отличается от лоренцевой формы. При записи "производной линии" с помощью модуляционной методики было видно, что резонансная линия состоит из многих компонент (рис. 30). Форма производной линии существенным образом зависит от направления статического поля.

Все это, а также тот факт, что величина $\Delta \nu_0$, полученная из параметрического резонанса на 2 порядка меньше, чем определенная из АФМР, говорит о том, что наблюдаемая ширина линии АФМР не является истиной. Мы видим неоднородно уширенную линию, что вызывается по-видимому несовершенством используемых кристаллов. В связи с этим мы не ставили своей

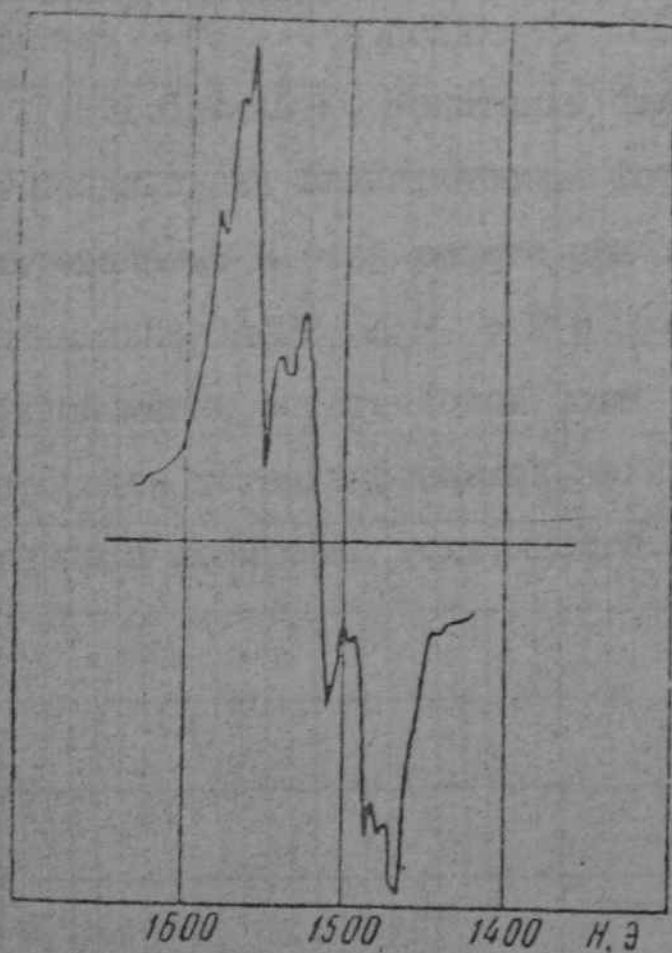


Рис.30. Пример записи производной линии АФМР в MnCO_3 при $T = 4,2 \text{ К}$. $\nu_p = 9,4 \text{ ГГц}$. Образец в виде прямоугольной пластинки $1 \times 0,6 \times 0,1 \text{ мм}^3$.

целью подробное исследование ширины линии АФМР.

Следует отметить, что во всех работах, посвященных АФМР, наблюдались широкие линии резонанса. Исключением является лишь работа Котхауса и Джакарино /113/. Они исследовали АФМР в MnF_2 , в полях ≈ 100 кэ, на частоте $\nu_p = 36$ Гц, при $T = 1,5 \div 40$ К. Кристаллы были очень совершенны, образцам придавалась эллиптическая форма, поверхность образцов полировалась. В этой работе при $T = 6$ К достигнута рекордная ширина линии АФМР $\Delta H = 2$ э ($\Delta \nu_0 = 5$ МГц), а для отдельной магнитостатической моды $\Delta H_k = 0,3$ э ($\Delta \nu_k = 0,5$ МГц) и проведен детальный анализ зависимости $\Delta \nu_0$ от формы образца и полировки поверхности.

ГЛАВА III. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ С АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА "ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ"

Изучение нелинейных явлений дает очень богатую информацию о свойствах антиферромагнетика. Исследования в этой области дали возможность прежде всего выяснить природу ангармонизма в антиферромагнетиках а также обнаружить ряд новых, ранее не наблюдавшихся эффектов.

Высокочастотные нелинейные явления можно разделить на 2 класса.

1. Стационарные нелинейные явления, существование которых имеет место при любых амплитудах высокочастотного поля, но так как их величина зависит от h , то наблюдать их можно только при больших уровнях мощности.

2. Нестационарные явления, связанные с появлением при полях $h > h_c$ неустойчивостей в системе, которые приводят к нарастанию амплитуд колебаний с частотами и волновыми векторами отличными от накачки.

К первому классу явлений относятся удвоение частоты, комбинационный резонанс, детектирование. Ко второму — параметрическое возбуждение колебаний, преждевременное насыщение основного резонанса.

Оба упомянутых класса нелинейных эффектов имеют место и при ферромагнитном резонансе. В настоящее время они довольно хорошо изучены на ферритах [7, 10]. Однако нелинейные явления в антиферромагнетиках существенным образом отличаются

ся от нелинейных явлений в ферромагнетиках. Это связано с наличием в энергетическом спектре 2-х ветвей колебаний, малой величиной намагниченности АФМ, а также иным видом зависимости $\nu_k(k)$.

Теоретически вопрос о нелинейных эффектах в АФМ ЛП был рассмотрен Ожогиным /114/, /36/. В работе /36/ была понята природа ангармонизма в этих веществах, объяснено к тому времени уже наблюденное /115/, /116/ экспериментально параметрическое возбуждение спиновых волн, найдены критические амплитуды h_c для этого процесса. В той же работе был предсказан эффект "бирезонансного удвоения частоты антиферромагнетиком".

Уравнения Ландау-Лифшица, написанные с точностью до 2-го порядка малости по μ и λ при $H \parallel x$ выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned}\dot{\mu}_y &= H\mu_z + h_z m_0 - a\lambda_x \lambda_z + h_z \mu_x - h_x \mu_z \\ \dot{\mu}_z &= H\mu_y - h_y m_0 + \mu_y h_x - \mu_x h_y \\ \dot{\lambda}_x &= B\ell_0 \mu_z - \ell_0 h_z + B\mu_z \lambda_y - (B-a)\lambda_z \mu_y - h_z \lambda_y + \lambda_z h_y\end{aligned}\quad 3.1^a$$

$$\begin{aligned}\dot{\mu}_x &= a\ell_0 \lambda_z + a\lambda_y \lambda_z + \mu_z h_y - \mu_y h_z \\ \dot{\lambda}_y &= -a m_0 \lambda_z + (B-a)\lambda_z \mu_x - B\lambda_x \mu_z - \lambda_z h_x + \lambda_x h_z \\ \dot{\lambda}_z &= -B\ell_0 \mu_x + \ell_0 h_x + B\lambda_x \mu_y - B\lambda_y \mu_x - \lambda_x h_y + \lambda_y h_x\end{aligned}\quad 3.1^b$$

Для простоты мы здесь не учитываем взаимодействия Дзялошинского (считаем $H_D = 0$) и рассматриваем только однородные колебания ($\kappa = 0$).

В нелинейной части имеются члены, содержащие произведения компонент I-ой и 2-ой ветви, т.е. в этом приближении колебания принадлежащие к разным ветвям спектра уже нельзя считать независимыми.

Именно связь между ветвями спектра является основным механизмом нелинейности в рассматриваемой системе.

Уравнения /3.1/ описывают всю совокупность нелинейных явлений, однако мы остановимся только на тех, которые были изучены нами экспериментально.

Величина нелинейных слагаемых зависит от внешних условий: частоты и поляризации электромагнитного поля. Этим и определяется возникновение тех или иных эффектов. Как видно из системы (3.1) коэффициентами некоторых слагаемых служит обменная константа B — величина большая. Поэтому нелинейные явления, определяемые этими членами должны особенно ярко проявляться. К таким эффектам относятся бирезонансное удвоение частоты и параметрическое возбуждение спиновых волн.

§ 3.1. Удвоение частоты. Бирезонанс.

Рассмотрим случай, когда в антиферромагнетике на частоте $\nu_p = \nu_{10}$ сильно возбуждены колебания I-ой ветви (компоненты μ_y , μ_z , λ_x), например полем

$h_y \cos 2\pi \nu_p t$. Нелинейные члены $-B\mu_z \lambda_x$ и $B\mu_y \lambda_x$ (в системе (3.1^б) они дважды подчеркнуты) будут содержать гармоники с частотой $2\nu_{10}$, которые возбуждают колебания компонент μ_x , λ_y , λ_z на частоте $2\nu_{10}$.

Этот эффект достаточно велик, так как упомянутые нелинейные члены содержат большой коэффициент B и компоненты μ_y , μ_z , λ_x с резонансными знаменателями. Возбуждение компоненты μ_x вызывает колебания магнитного момента образца $m = \int \mu_x dV$ и это приводит к излучению антиферромагнетиком электромагнитных волн удвоенной (по отношению к возбуждающей) частоты.

Амплитуда излучения будет резонансно возрастать, если излучаемая частота близка к собственной частоте колебаний 2-ой ветви, и достигнет максимума при выполнении условия

$$2\nu_{10} = \nu_{20} \quad 3.2$$

Это явление теоретически было рассмотрено Ожогиним и названо им "бирезонансным удвоением частоты" /36/. Амплитуда колебаний μ_x при бирезонансе с учетом затухания описывается следующим выражением

$$\mu_x = 2M \frac{\delta H_A}{4\Delta \nu_{20}} \left(\frac{\delta h_y}{\Delta \nu_{10}} \right)^2 \quad 3.3$$

При мощностях ≈ 1 квт величина μ_x становится столь большой, что при $\nu_p \approx 70$ ГГц использование АФМ для генерации

гармоники становится эффективнее, чем использование феррита. Нами было исследовано удвоение частоты в CaMnF_2 и MnCO_3 /117/. Измерения проводились на магнитном спектрометре, блок-схема которого приведена на рис. 32. Источником СВЧ-мощности служил импульсный магнетрон 8 мм диапазона ММ-88, который генерировал импульсы на частоте $\nu_p = 37$ ГГц, длительностью 1 мксек, с частотой повторения 400 Гц и мощностью в импульсе 20 кватт. Через развязывающий аттенуатор сигнал подавался на измерительную ячейку, которая в данном случае представляла собой закороченный отрезок стандартного медного волновода 8 мм диапазона. Антиферромагнитный кристалл приклеивался таким образом, чтобы статическое поле H было параллельно базисной плоскости кристалла, а высокочастотное было ему перпендикулярно. Отраженный от измерительной ячейки сигнал основной частоты ν_p подавался на детектор $\mathcal{D}_1$. Излучаемый образцом сигнал удвоенной частоты $2\nu_p$ отфильтровывался от основного с помощью волновода B_2 (сечение $3,5 \times 2,7 \text{ мм}^2$), являющегося запердевальным для сигнала с частотой ν_p , и детектировался детектором $\mathcal{D}_2$. При этом на детектор $\mathcal{D}_2$ попадала и вторая гармоника излучения генератора. В некоторых случаях

(при определенных положениях развязывающего аттенуатора) ее амплитуда составляла заметную долю от амплитуды исследуемого сигнала и детектор регистрировал квадрат суммы сигналов частоты $2\nu_p$. Фаза второй гармоники генератора вполне определена, т.к. гармоника сфазирована с излучением

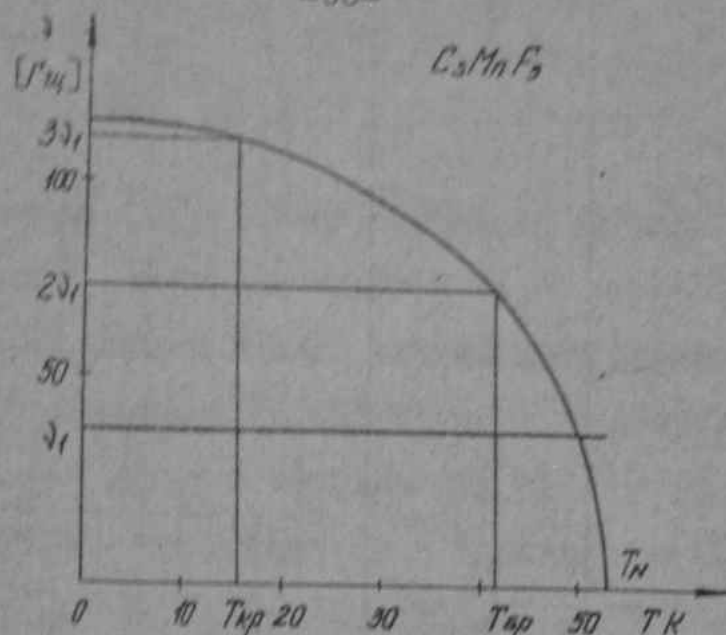


Рис.31. Температурная зависимость частот однородного резонанса для $CsMnF_3$ при $H = 12,9$ кэ.

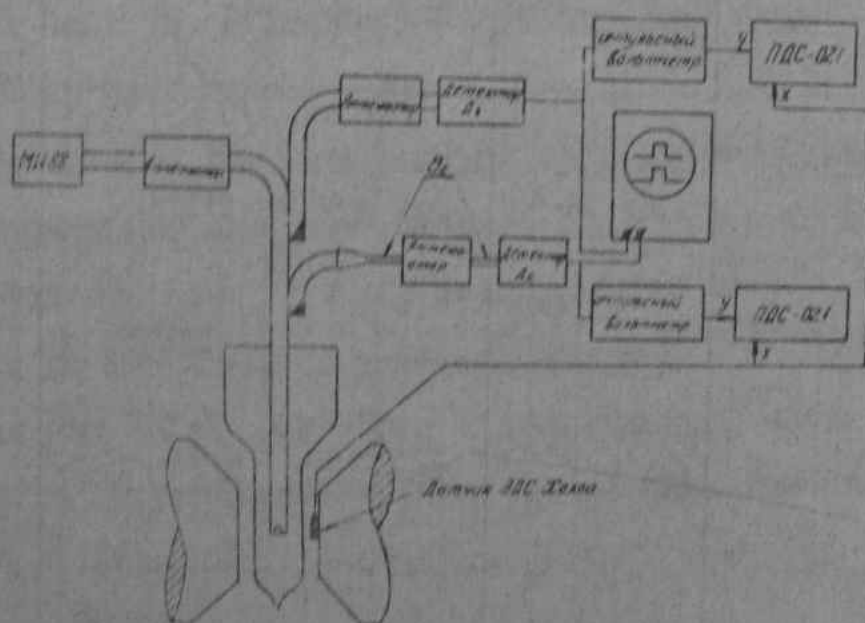


Рис.32. Блок-схема спектрометра для наблюдения бирезонанса и комбинационного эффекта.

основной частоты. Поэтому по изменению сигнала на детекторе $\mathcal{D}_2$ при прохождении области бирезонанса можно судить и об изменении фазы сигнала, излучаемого образцом.

Продетектированные СВЧ-сигналы каждого из трактов подавались на 2-х лучевой осциллограф CI-I7 и на импульсные вольтметры В4-IA. Их амплитуда в зависимости от величины магнитного поля H регистрировалась на 2-х координатных самописцах. Такая схема позволяла одновременно наблюдать резонансное поглощение образцом СВЧ-мощности и излучение удвоенной частоты. Абсолютные измерения мощности, излучаемой образцом мы не производили.

При величине магнитного поля, соответствующей АФМР I-ой ветви и $T < T_N$ наблюдалось появление сигнала удвоенной частоты. В парамагнитной области эффекта удвоения замечено не было.

Для выполнения условия, при котором можно наблюдать бирезонансное удвоение частоты (3.2), мы воспользовались тем фактом, что ν_{20} , определяемая щелью в спектре, зависит от температуры и обращается в 0 при $T = T_N$, в то время как ν_{10} меняется с температурой слабо. Поэтому при

$\nu_p = 37$ Гц условие (3.2) может быть выполнено для CsMnF_3 при $T_{bp} = 41,8^\circ \text{K}$, а для MnCO_3 при $T_{bp} = 28,2^\circ \text{K}$.

Для получения таких температур использовался вакуумный криостат (рис. 10), а в качестве хладоагентов жидкий неон и жидкий гелий.

На рис. 33 и 34 приведены температурные зависимости амплитуды сигнала удвоенной частоты для $MnCO_3$ и $CaMnF_3$. Для обоих исследованных антиферромагнетиков при плавном изменении температуры наблюдалось резкое возрастание амплитуды и изменение фазы сигнала на π в окрестности T_{EP} , что соответствует бирезонансному удвоению частоты.

Беличина и форма пика "бирезонанса" близки к теоретическим, если использовать экспериментальные значения для ширины резонансных линий и температурной зависимости $\nu_{io}(T)$.

Аналогичные эксперименты по бирезонансному удвоению частоты антиферромагнетиком на кубическом монокристалле $RbMnF_3$ при $H > H_{onp}$ были проведены Колом /118/. Исследование проводилось при $\nu_p = 5,25$ Гц, $T = 10,2^\circ K$ и $H = 2,3$ кэ, при которых выполняется условие бирезонанса. На кристалл подавалась мощность 1,5 ватт, излучаемый сигнал удвоенной частоты был около 20 мватт. Это были первые эксперименты по наблюдению бирезонанса.

§ 3.2. Комбинационный резонанс.

В антиферромагнетиках могут наблюдаться комбинационные эффекты. Это явление заключается в следующем: если антиферромагнетик подавать сумму высокочастотных полей с различными частотами $\nu^{(1)}$ и $\nu^{(2)}$, то возможно возникновение колебаний на комбинационных частотах

$$\nu_{\pm} = \nu^{(1)} \pm \nu^{(2)} \quad 3.4$$

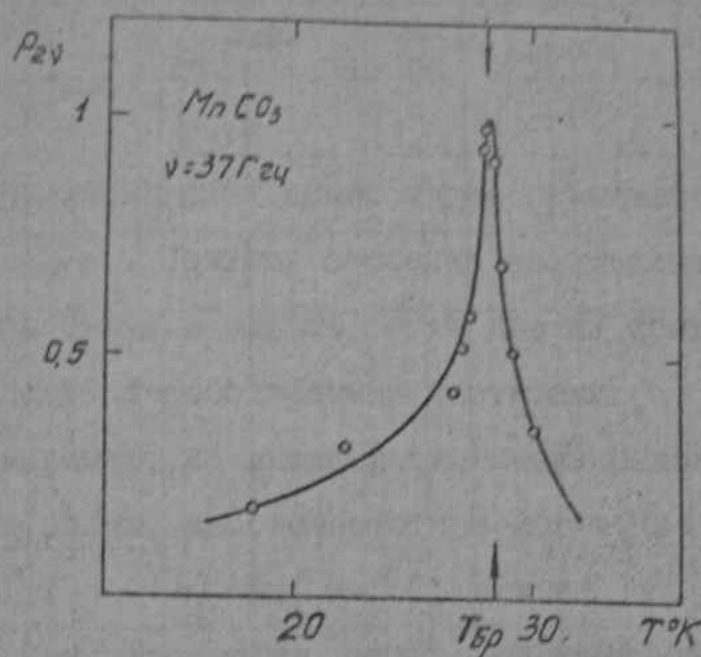


Рис.33. Температурная зависимость сигнала удвоенной частоты, излучаемого MnCO_3 .

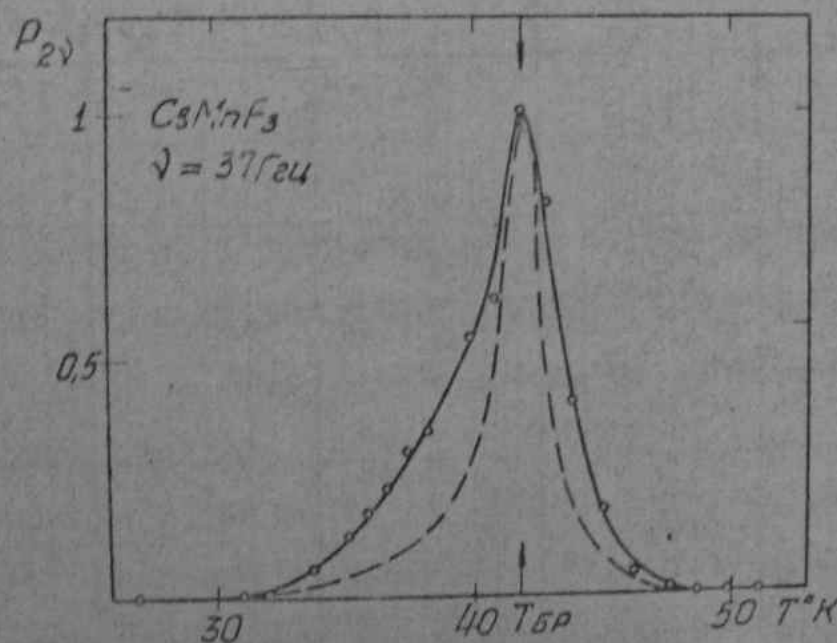


Рис.34. Температурная зависимость сигнала удвоения в CsMnF_3 . Пунктир - расчетная кривая.

В антиферромагнетиках имеются две резонансных частоты ν_{10} и ν_{20} . Поэтому особенно значительными комбинационные эффекты будут в случае, если две из трех в уравнении (3.4) совпадут с собственными частотами.

Пусть, например, на антиферромагнетик падают две электромагнитных волны, высокочастотные магнитные поля в которых $h_y^{(1)} \cos 2\pi \nu^{(1)} t$ и $h_y^{(2)} \cos 2\pi \nu^{(2)} t$, причем $\nu^{(1)} = \nu_{10}$, а $\nu^{(2)} = \nu_{20} - \nu_{10}$. Как следует из анализа системы уравнений (3.1^б) в этом случае возможно эффективное возбуждение колебаний 2-ой ветви (существенные для этого процесса нелинейные члены подчеркнуты волнистой чертой). Амплитуда колебаний компоненты $\int x$ может быть легко рассчитана:

$$\int x = \frac{\chi \nu_{20} h_y^{(1)} \chi (\nu_{20}^2 + \nu_{\pm} \nu_{10}) h_y^{(2)}}{2 (\nu_{20}^2 - \nu_{\pm}^2) (\nu_{10}^2 - \nu_{\pm}^2)} \quad 3.5$$

Таким образом, в рассматриваемом случае антиферромагнетик будет интенсивно поглощать электромагнитную энергию частоты $\nu^{(2)}$, хотя $\nu^{(2)}$ не является резонансной для линейной системы.

Это явление носит название "комбинационного резонанса". Величина $\int x$ пропорциональна амплитудам обоих высокочастотных полей. Для оценки величины эффекта необходимо учесть затухание в системе. Это приведет к следующему выражению для мнимой части восприимчивости на частоте $\nu_{\pm}$

$$\chi_{\nu_{\pm}}'' = \gamma \chi \frac{\nu_{20} \pm \nu_{\pm}}{\Delta \nu_{20} \Delta \nu_{10}} h_y^{(1)} \quad 3.6$$

Сравним эту величину с поглощением в системе при возбуждении 2-ой ветви АФМ.

$$\frac{\chi_{\nu_{\pm}}''}{\chi_{\nu_{20}}''} \approx \frac{\gamma h_y^{(1)}}{\Delta \nu_{10}} \quad 3.7$$

Для большинства АФМ $\Delta \nu_{10}$ колеблется в пределах 0,1 - 1 Гц. Таким образом при амплитудах поля $h_y^{(1)}$ порядка нескольких эрстед комбинационный эффект может быть наблюден с помощью радиоспектрометра прямого усиления аналогично тому, как наблюдается высокочастотная ветвь АФМР.

Описанный комбинационный эффект можно наблюдать и по излучению антиферромагнетиком электромагнитной энергии частоты $\nu_+ = \nu_{20}$. Такой эксперимент был проведен нами /119/ на кристаллах Cs Mn F_3 . Использовалась установка аналогичная примененной для наблюдения бирезонанса. Источником СВЧ-мощности на частоте $\nu^{(1)} = 37$ Гц служил магнетрон МИ-88, вторая гармоника магнетрона использовалась как источник частоты $\nu^{(2)}$. В качестве волновода использовался волновод сечением $1,6 \times 0,8$ мм², являющийся запертым и для частоты $2\nu^{(1)}$. При температуре $T_{\text{кр}} = 11^\circ \text{ К}$, соответствующей выполнению условия $\nu^{(1)} + \nu^{(2)} = \nu_{20}$,

возникало излучение с частотой III Гц мощностью ≈ 1 мВт.

При изучении бирезонанса и комбинационного эффекта мы интересовались лишь их существованием, а не величиной. Поэтому нами не было изучено согласование антиферромагнетика с волноводной системой, определяющие эффективность излучения. Полученные в этих экспериментах мощности преобразованных сигналов, конечно, не являются оптимальными.

В заключение подчеркнем, что эффективное преобразование частот в антиферромагнетике возникает в том случае, если из трех частот $\nu^{(1)}$, $\nu^{(2)}$ и $\nu_{\pm}$ две совпадают с частотами собственных колебаний. Кроме того, величина преобразованного сигнала прямо пропорциональна амплитудам приложенных СВЧ-полей и обратно пропорциональна полуширинам линий АФМР обеих ветвей. Вероятно антиферромагнетики с узкой шириной линии АФМР могут быть использованы в качестве эффективных преобразователей частоты в мм и субмм диапазоне.

§ 3.3. Параметрический резонанс.

Сравнительно недавно в 1969 году был открыт еще один нелинейный эффект. Если поместить АФМ в высокочастотное поле $h \parallel H \parallel x$, то при амплитудах СВЧ-поля, превышающих некоторую критическую величину в образце возникает поглощение в широкой области статических полей $H \leq H_c$. Величина H_c — резонансное поле АФМР для частоты вдвое меньшей, чем частота электромагнитного поля накачки ν_p .

Это явление было обнаружено на $CrMnF_3$ практически

одновременно Сиви / $\nu_p = 17,5$ ГГц / /II6/ и нами / $\nu_p = 9,45$ ГГц; $\nu_p = 37$ ГГц / /II5/ и было проинтерпретировано как параметрическое возбуждение спиновых волн квазиферромагнитной ветви спектра с частотой $\nu_{\text{эк}} = \frac{\nu_p}{2}$ (рис. 35).

Обнаружение этого явления было несколько неожиданным, так как до этого параметрическое возбуждение наблюдалось только в магнитоупорядоченных системах с сильным дипольным взаимодействием (ферритах) и существовало мнение /II4/, что в антиферромагнетиках без слабого ферромагнетизма наблюдение такого эффекта невозможно, так как дипольное взаимодействие крайне мало. Это было связано с тем, что не была понятна природа нелинейности в антиферромагнетиках. При расчете нелинейных эффектов использовалась методика развитая для ферритов и вместо полной системы уравнений (3.1) рассматривались только первые три уравнения - описывающие колебания квазиферромагнитной ветви. Это приводило к ряду неправильных выводов, в том числе и выводу, что пороговое поле параметрического резонанса

$$h_c \sim \frac{1}{H_D}$$

3.8

Однако, явление было открыто на антиферромагнетике с $H_D = 0$. Объяснение было дано Ожогиным /36/. Он рассмотрел полную систему уравнений. В этой работе было выяснено, что основной причиной нелинейности является наличие связи между ветвями колебаний. Это был существенный шаг в понима-

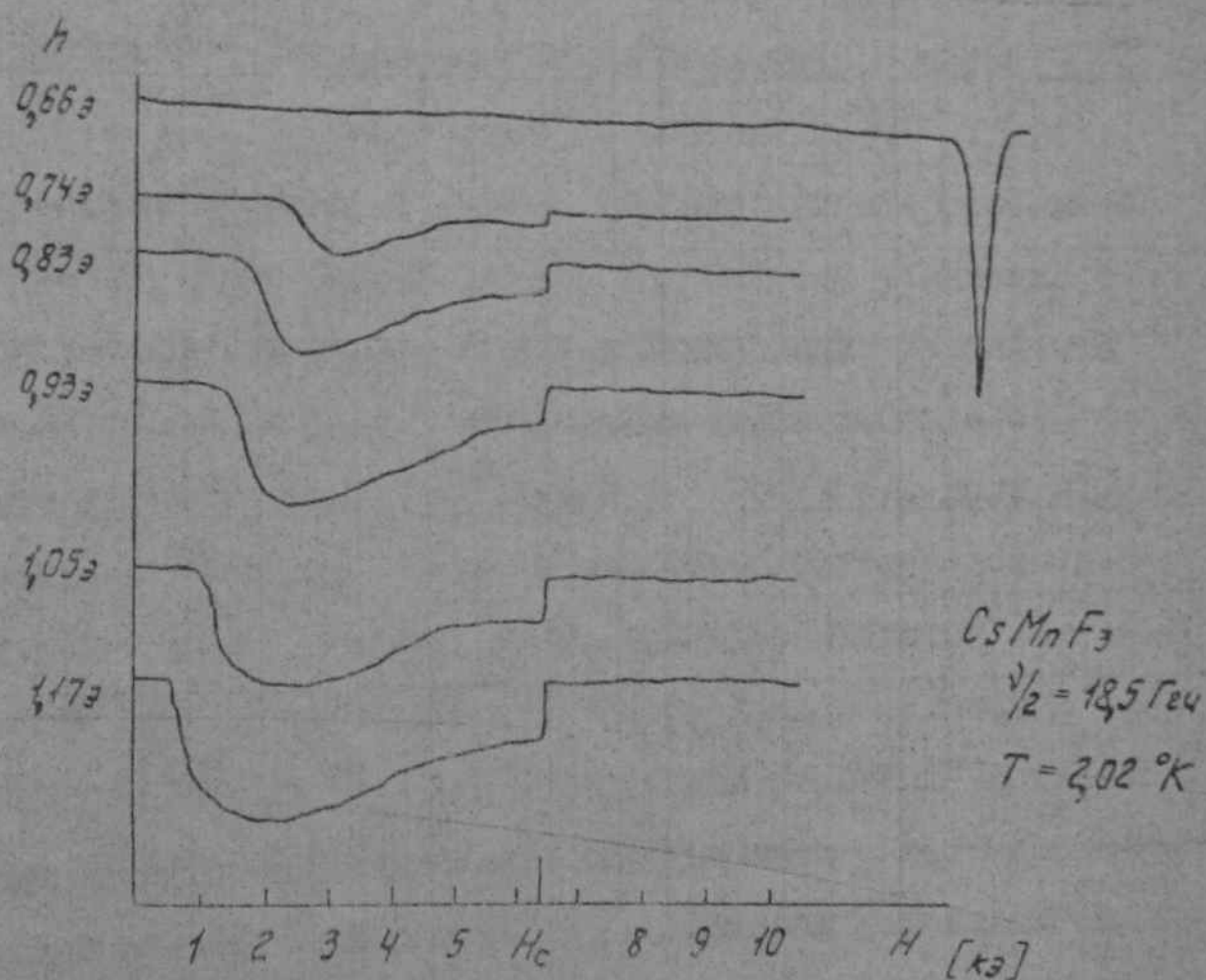


Рис.35. Диаграммы, демонстрирующие возникновение поглощения при "параллельной накачке".

нии нелинейных эффектов в антиферромагнетиках. Квантовомеханическая задача о параметрическом возбуждении спиновых волн в АФМ ЛП решена Колгановым /120/.

Вернемся к системе уравнения (3.1). Пусть на антиферромагнетик падает электромагнитная волна с частотой ν_p и с поляризацией интенсивно возбуждающей колебания второй ветви (h_x) компоненты $\lambda_y, \lambda_z, \mu_x$ возбуждятся на частоте ν_p . При этом уравнения (3.1a), описывающие колебания квазиферромагнитной ветви спектра, можно рассматривать как систему уравнений с периодически зависящими от времени коэффициентами /уравнения Матве/. Как известно, такая система может иметь решение с экспоненциально нарастающей амплитудой $\sim \exp(\rho t)$, если ν_{ik} и ν_p находятся в кратном отношении. Соответствующее возникновение неустойчивости - возникают колебания с частотой ν_{ik} - носит название "параметрический резонанс". Учет затухания в системе приводит к тому, что параметрический резонанс наступает только в том случае, если амплитуда поля накачки h_x превышает некоторую пороговую величину h_c , которая определяется частотой релаксации спиновых волн $\Delta \nu_k$ и соотношением между частотами ν_p и ν_{ik} .

Если

$$\nu_p = 2 \nu_{ik}$$

3.9

то порог возбуждения минимален /при прочих равных условиях/. Именно эта ситуация является наиболее типичной при исследовании параметрического резонанса.

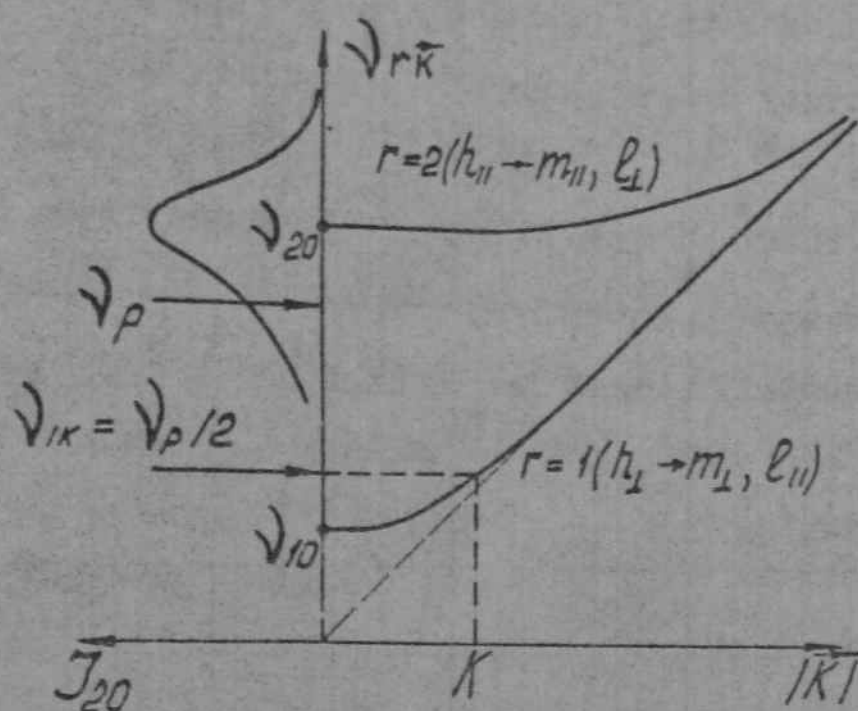


Рис.36. Спектр электронных спиновых волн АФМШП. Левая часть рисунка схематически изображает зависимость интенсивности высокочастотной ветви от частоты накачки ω_p .

Итак, раскачивая компоненты квазиантиферромагнитной ветви на частоте ν_p , можно возбудить колебание квазиферромагнитной ветви спектра на их собственной частоте. При этом частота накачки может не совпадать с ν_{20} , т.е. внешнее СВЧ-поле может возбуждать 2-ую ветвь "на крыле резонансной линии" (рис. 36). Такой способ возбуждения колебаний низкочастотной ветви спектра носит название "косвенной накачки".

Согласно [36] величина порога следующим образом зависит от частоты релаксаций $\Delta \nu_{1k}$ и $\Delta \nu_{20}$, магнитного поля и частот $\nu_p, \nu_{1k}, \nu_{20}$

$$h_c = \frac{\Delta \nu_{1k} \nu_p}{\gamma^2 (2H + H_0)} \cdot \frac{[(\nu_{20}^2 - \nu_p^2)^2 + \nu_p^2 \Delta \nu_{20}^2]^{\frac{1}{2}}}{\nu_{20}^2} \quad 3.10$$

и имеет максимум при совпадении частоты накачки с частотой однородных колебаний квазиантиферромагнитной ветви. При T_N величина h_c конечна и при низких температурах не очень велика (порядка 0,01 - 0,1 э), что и объясняет возможность наблюдения этого эффекта.

В описанном процессе параметрического возбуждения возникают две электронных спиновых волны с частотой $\nu_{1k} = \nu_p/2$. Их волновые вектора, как это следует из законов сохранения (1.36), близки по абсолютной величине, но противоположны по направлению. Таким образом с помощью параметрического резонанса можно возбудить неоднородные колебания системы связанных

магнитных моментов ($\kappa \neq 0$). Впервые это было осуществлено на железотриевом гранате (ЖИГ) Шлеманом, Грином и Милано [121].

Первые эксперименты по обнаружению параметрического возбуждения электронных спиновых волн в антиферромагнетиках были произведены на монокристаллах CsMnF_3 [115, 116]. В наших экспериментах использовался резонансный спектрометр проходного типа, подобный описанному в главе II. Кристалл помещался в резонатор таким образом, чтобы удовлетворить условию "параллельной накачки", т.е. магнитное поле H и h были параллельны друг другу и лежали в базисной плоскости кристалла.

Применение резонаторов с добротностью порядка нескольких тысяч и использование современных источников непрерывной СВЧ-мощности позволяет получить амплитуду высокочастотного поля на образце порядка всего лишь нескольких эрстед. Это означает, что параметрический резонанс может быть наблюден только в том случае, если $\Delta \nu_{1\kappa}$ не будет превышать 10 МГц. Использование мощных импульсных магнетронов по существу не дает выигрыша, так как для того, чтобы зарегистрировать запороговое поглощение в режиме коротких импульсов $\tau \approx 1$ мксек (см. гл. IV), необходимо, чтобы поле на образце в определенное число раз превосходило пороговое.

Величина $\Delta \nu_{\kappa} (\kappa=0)$ может быть в принципе получена из ширины линии однородного резонанса АФМР. Однако, как уже отмечалось, эта величина ($\Delta \nu_0 \approx 100$ МГц) дает лишь верхнюю

оценку и может отличаться от истинной на I - 2 порядка.

Как стало ясно после появления теоретических работ, посвященных расчету затухания спиновых волн в АФМ ЛП величина $\Delta \nu_K$ определяется константами вещества и является функцией температуры, магнитного поля, частоты. При низких температурах должна наблюдаться особенно резкая зависимость $\Delta \nu_{1K}$ от температуры. В связи с этим в настоящее время параметрическое возбуждение спиновых волн возможно лишь в небольшой области изменения этих параметров и, естественно, не для всех антиферромагнетиков. Оказалось, например, что в $MnCO_3$ и C_3MnF_3 упомянутые условия могут быть выполнены для спиновых волн с частотой

$$\nu_K \approx 20 \text{ ГГц только при } T < 3^\circ \text{ К.}$$

Действительно, первые наши попытки обнаружить явление при $T = 4,2^\circ \text{ К}$ окончились неудачей. Только при понижении температуры до $2,1^\circ \text{ К}$ нам удалось обнаружить возникновение поглощения в кристалле.

На рис. 35 приведены результаты одного из экспериментов: запись зависимости интенсивности прошедшего через резонатор с образцом сигнала от величины статического поля при различных условиях СВЧ-мощности. Обычно в эксперименте регистрируется СВЧ-мощность, поэтому при изложении экспериментального материала мы будем пользоваться термином "пороговая мощность" P_c , понимая под этим поступающую в резонатор величину СВЧ-мощности при которой поле на образце равно h_c .

При $P > P_c$ в широкой области полей $H \leq H_c$ возникает поглощение с резкой границей при $H = H_c$. Измерения,

проведенные при разных частотах накачки ν_p и разных температурах подтвердили, что экспериментальное значение H_c всегда совпадает с величиной, рассчитанной по формуле (1.18) для $\nu_k = \frac{\nu_p}{2}$ и $K=0$.

$$H_c = \sqrt{\left(\frac{H_D}{2}\right)^2 + \left(\frac{\nu_p}{2\gamma}\right)^2 - H_D^2} - \frac{H_D}{2} \quad 3.11$$

То есть поле H_c соответствует возбуждению спиновых волн с частотой $\nu_p/2$ и волновым вектором $K=0$.

Спиновые волны с частотой $\nu_p/2$ и волновым вектором отличным от нуля могут возбуждаться только в полях меньших H_c . Величина волнового вектора, соответствующего полю H определяется следующей формулой

$$K = \frac{1}{2\gamma} \sqrt{H_c^2 - H(H + H_D)} \quad 3.12$$

Обменная константа $\mathcal{A}$, входящая в (3.12) может быть определена либо по нейтронографическим данным, либо по магнитофонному резонансу, которому будет посвящен § 4.1.

Оценки по данной формуле показывают, что например, при $\nu_p = 36$ ГГц с помощью параметрического возбуждения могут быть возбуждены спиновые волны с K от 0 до $6 \cdot 10^5$ см⁻¹, т.е. с длиной волны λ_m до 10^{-5} см. (рис. 44)

В АФМ МП существует сильная связь между колебаниями электронной и ядерной спиновых систем и колебаниями решетки.

В связи с этим возможны параметрические процессы, при которых один фотон ρ рождает произвольную пару из трех типов элементарных возбуждений: e - электронный магнон, n - ядерный магнон и s - фотон, в шести возможных комбинациях ($e+e$, $e+n$, $e+s$ и т.д.) /148/. Кроме описанного выше процесса мы изучали еще и $\rho \rightarrow e+n$ - процесс, который использовался нами в опытах по распространению спиновых волн.

Возможность возбуждения неоднородных колебаний делает явление параметрического резонанса весьма важным и перспективным для изучения свойств спиновых волн.

Изучение бирезонанса и комбинационного резонанса носили иллюстративный характер, т.е. только подтверждали правильность наших представлений о нелинейной колебательной системе. Параметрический резонанс, кроме того, имеет огромное значение для получения конкретных сведений о спиновой системе. Изучение пороговых полей - дает сведения о затухании спиновых волн $\Delta \nu_{1k}$, а зависимость затухания от ν_k, k, T позволяет, в принципе, изучать взаимодействие магновов друг с другом и с другими видами элементарных возбуждений. Наблюдение резонансного взаимодействия спиновых волн со звуком дает возможность определить константу α в спектре спиновых волн. Кроме того, изучая процесс возбуждения спиновых волн и стационарное состояние за порогом возбуждения можно получить сведения о нелинейном взаимодействии параметрических спиновых волн. Этим вопросам посвящены следующие главы диссертации.

ГЛАВА IV.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН.

В этой главе подробно описываются эксперименты, посвященные изучению параметрического возбуждения электронных спиновых волн. Исследования проводились на монокристаллах $MnCO_3$ и $GdMnF_3$. Для возбуждения параметрических спиновых волн ПСВ использовался метод "параллельной накачки", описанный в предыдущей главе. Уже первые эксперименты, в которых изучались условия возникновения ПСВ привели к интересным результатам. Нам удалось обнаружить аномалии в зависимости $h_c(H)$, связанные с резонансным магнот-фононным взаимодействием в области пересечения магнотного и фононного спектров. Описанию этих экспериментов и расчету по их результатам обменной константы $\mathcal{A}$ посвящен § 4.1.

Для дальнейшего изучения явления нам пришлось усовершенствовать методику исследования, об этом сообщается в § 4.2. Прежде всего это сводилось к созданию высокочастотных полей h возможно большей амплитуды с тем, чтобы расширить диапазон исследования зависимости $h_c(H, T)$ и разработке удобного метода измерения величины $\mathcal{A}$. Кроме того оказалось, что возбуждение ПСВ происходит скачкообразно. Для изучения этого процесса мы перешли к работе в режиме длинных $\tau \approx 10 + 15$ мсек импульсов.

§ 4.3 посвящен изучению кинетики возбуждения и гашения параметрических спиновых волн. Обсуждаются возможные

причины "жесткого" характера возбуждения.

В § 4.4 приводятся результаты расчета затухания спиновых полей по пороговым полям параметрических процессов и проводится сравнение с результатами теоретических работ.

§ 4.1. Наблюдение резонансного магн-фононного взаимодействия. Определение обменной константы χ .

А. Эксперимент.

При проведении экспериментов при $T < 1,5^\circ \text{ K}$ на диаграммах зависимости запорогового поглощения от величины статического поля (рис. 37, 38) при небольших превышениях пороговой мощности отчетливо наблюдаются аномалии резонансного характера:

в CsMnF_3 - в полях H_1 и H_2 , в MnCO_3 - в полях H_3 и H_4 [22, 23, 24]. Это означает, что в этих полях величина пороговой мощности увеличивается на $0,2 \div 0,4 \text{ dB}$.

Столь малое изменение h_c лежит на пределе точности абсолютного измерения мощности, однако, уверенно наблюдается на кривых запорогового поглощения. При превышении пороговой мощности более, чем на 2 dB аномалии перестают проявляться.

Последнее связано со следующим обстоятельством: на диаграммах фиксируется поглощаемая мощность.

$$\Delta P = \chi'' \left(\frac{h}{h_c} \right) h^2$$

4.1

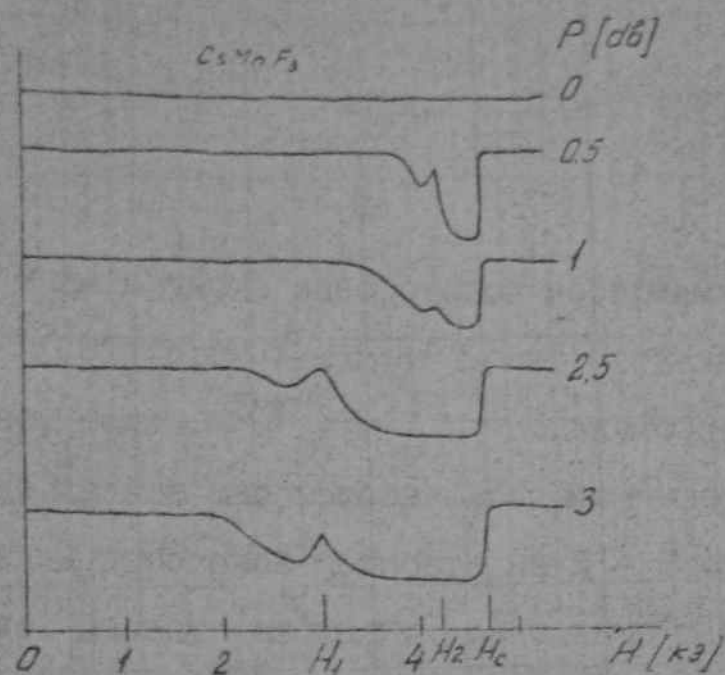


Рис.37. Поглощение при "параллельной накачке" вблизи порога параметрического возбуждения спиновых волн в CsMnF_3 при $T = 1,2 \text{ K}$, $\nu_p = 36 \text{ ГГц}$ (запись на 2-х координатном самописце).

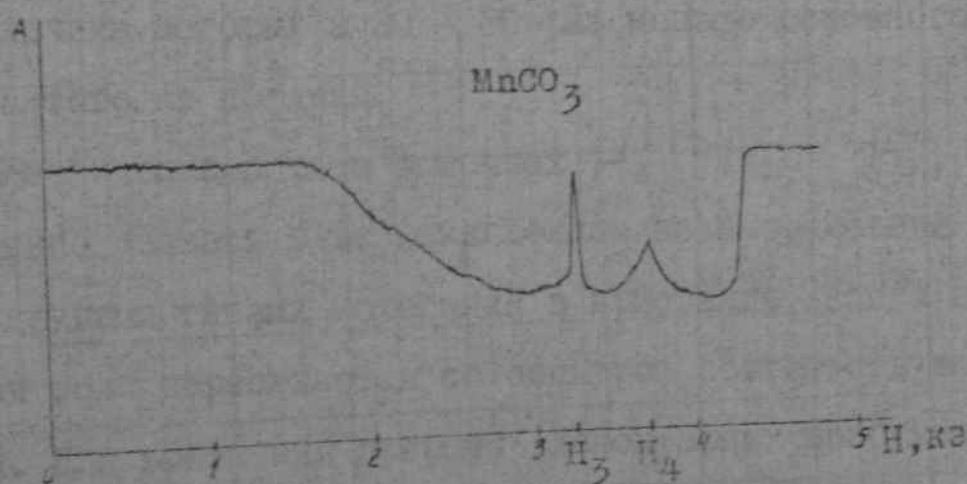


Рис.38. Поглощение при параллельной накачке в MnCO_3 при $T = 1,2 \text{ K}$, $\nu_p = 36 \text{ ГГц}$ (запись на 2-х координатном самописце).

где χ'' - мнимая часть запороговой восприимчивости. Изменение ΔP при $h = \text{const}$ может быть замечено только в том случае, если $\partial \chi'' / \partial (h/h_c)$ отлично от нуля. Как будет показано дальше запороговая восприимчивость χ'' уже при превышении пороговой мощности на $2 \div 3$ dB выходит на насыщение. Поэтому аномалии, связанные с изменением порога перестают наблюдаться.

Следует отметить, что пик в поле H_3 отличается от остальных. Во-первых он значительно уже: ширина его 10 - 15 эрстед, в то время как ширина остальных пиков порядка сотни эрстед. Высота его варьируется от образца к образцу. Кроме того по обе стороны от H_3 наблюдается 9 спутников, величина которых в 20 - 30 раз меньше основного пика, а ширина того же порядка.

Увеличение порога в точках H_1 , H_2 , H_3 , H_4 , естественно связать с возникновением взаимодействия спиновых волн с другими типами колебаний в кристалле, когда спектр спиновых волн пересекается со спектром соответствующих колебаний. Для выяснения природы элементарных возбуждений, с которыми происходит взаимодействие в аномальных точках мы проделали следующие эксперименты.

1. Прежде всего мы считали необходимым выяснить, чем определяется положение аномалий - величиной волнового вектора или статическим магнитным полем. Ответ на этот вопрос можно получить, если при данных частоте и магнитном поле возбудить спиновую волну с другим волновым числом. Для исследо-

ванных веществ это довольно легко сделать, изменив щель в спектре спиновых волн, определяемую сверхтонким взаимодействием H_{Δ}^2 . Величина H_{Δ}^2 обратнопропорциональна температуре ядерной системы T_n и, как показано в работе /81/ ядра можно перегревать относительно решетки до произвольной температуры T_n , подавая достаточную мощность на частоте ядерного резонанса ν_n .

Для проведения описанного эксперимента вокруг образца, помещенного в резонатор, была намотана петля из 2-х витков провода $\varnothing$ 0,2 мм, связанная с генератором ГСС-12 коаксиальным кабелем. Мощность генератора (≈ 1 ватт) была достаточна для получения $T_n \approx 20^\circ$ К. При этом H_{Δ}^2 уменьшалось до $0,5 \text{ кэ}^2$ ($H_{\Delta}^2(T = 1,2 \text{ К}) = 4,83 \text{ кэ}^2$).

Увеличивая температуру ядер, мы наблюдали следующее: поля H_1, H_2, H_4, H_c увеличивались, а поле H_3 не изменялось. При этом, величина h_c для всех k несколько возрастала (в пределах $0,1 \text{ дб}$), что могло соответствовать перегреву всего образца на $\Delta T \approx 0,01^\circ$ К. По изменению величины H_c можно рассчитать H_{Δ}^2 для достигнутой температуры ядер T_n и затем вычислить α_k для новых значений H . Оказалось, что в описанном эксперименте поля H_1, H_2, H_4 изменялись таким образом, что соответствующая им величина α_k оставалась постоянной.

Отсюда можно сделать вывод: аномалия в поле H_3 определяется величиной статического поля H , а аномалия в полях H_1, H_2, H_c волновым вектором k .

2. Вторая серия экспериментов была поставлена с целью выяснить как влияет частота спиновых волн на положение аномалий. Для этого мы снимали полевою зависимость запорогового поглощения при различных частотах накачки ω_p , изменяющихся от 25 Гц до 50 Гц. Результаты экспериментов приведены на рис. 39, 40.

3. Кроме того, мы изучали как смещаются точки H_1, H_2, H_3, H_4 при изменении направления статического поля относительно оси кристалла. Оказалось, что при уменьшении угла θ поле H_3 уменьшалось (рис. 42), а поля H_1, H_2, H_4 и H_c увеличивались таким образом, что рассчитанная по спектру величина χ_k в этих точках оставалась постоянной.

Б. Природа наблюдаемых аномалий.

В результате сделанных экспериментов можно сделать следующие выводы:

1. Аномалия в поле H_3 .

Как следует из описанных выше экспериментов положение точки пересечения соответствующей пику H_3 не зависит от волнового вектора спиновой волны. Следовательно, мы имеем дело с типом колебаний в кристалле, энергия которого не зависит от волнового вектора, но зависит от магнитного поля и его ориентации относительно оси третьего порядка, как это показано на рис. 41 и рис. 42. Возможно, что это магнитная примесная мода, аналогичная наблюдавшейся в работе [104]. Однако, нам не удалось наблюдать поглощение, связанное с

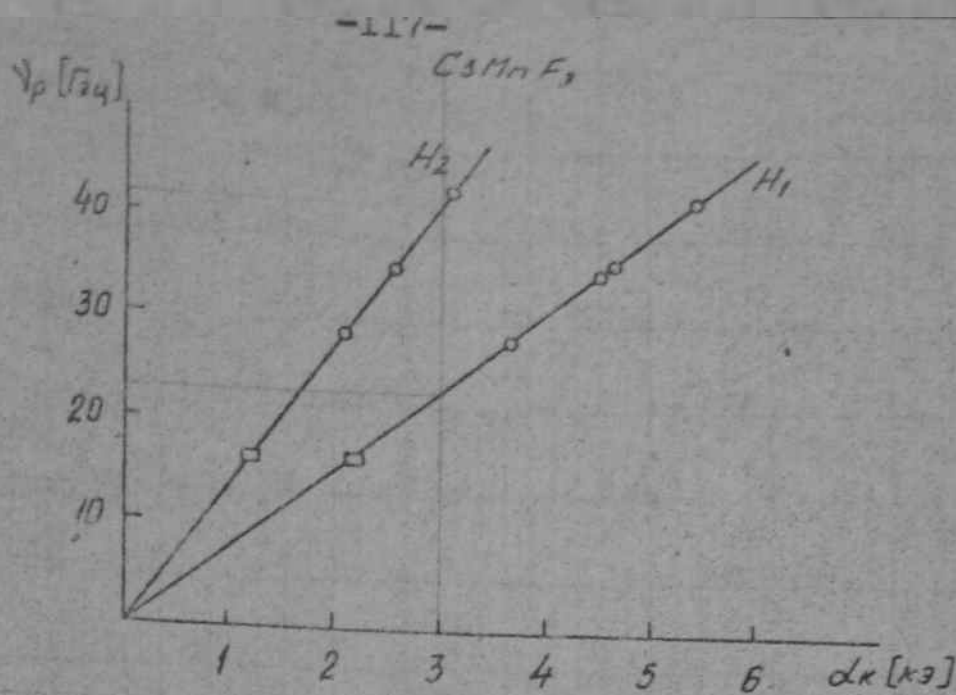


Рис.39. Закон дисперсии для аномалий, наблюдаемых в полях H_1 и H_2 в CsMnF_3 .

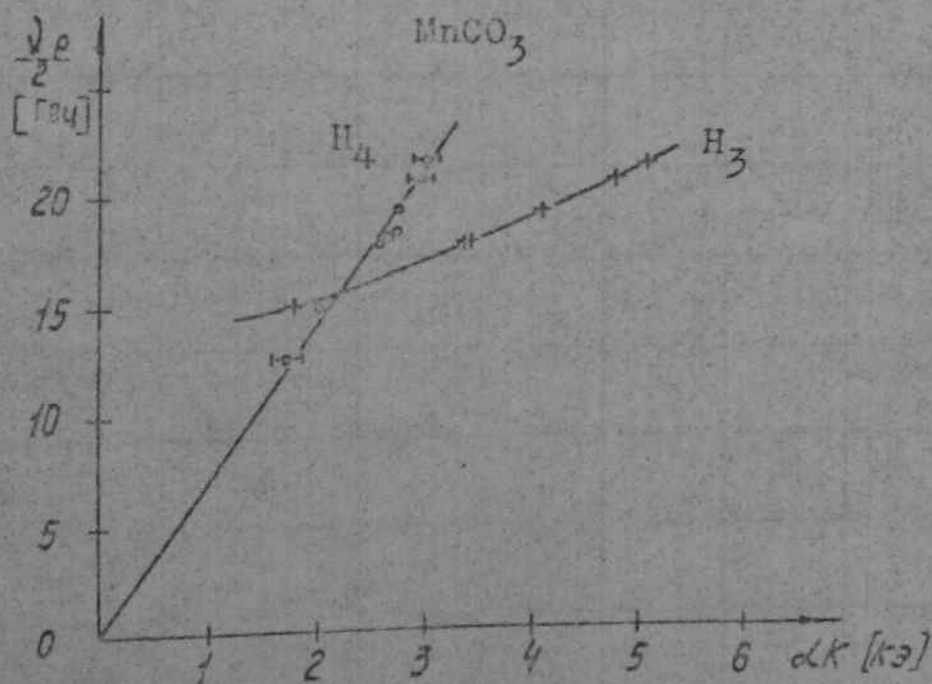


Рис.40. Закон дисперсии для аномалий, наблюдаемых в MnCO_3 .

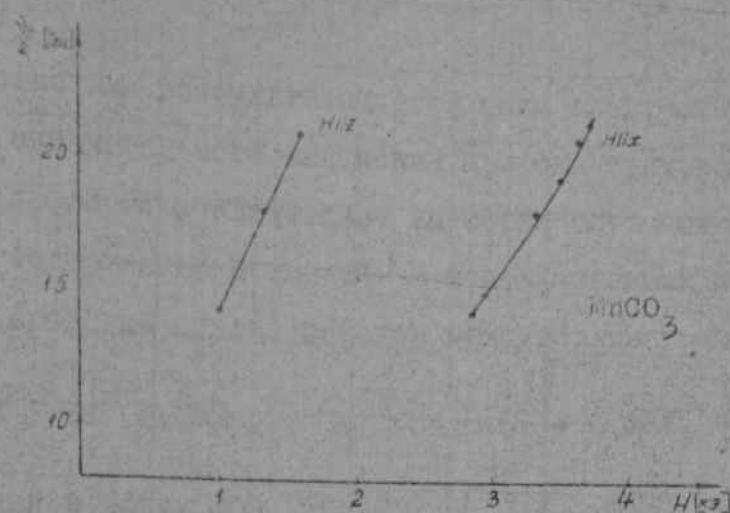


Рис.41. Зависимость ν (H) для аномалии в поле H_3

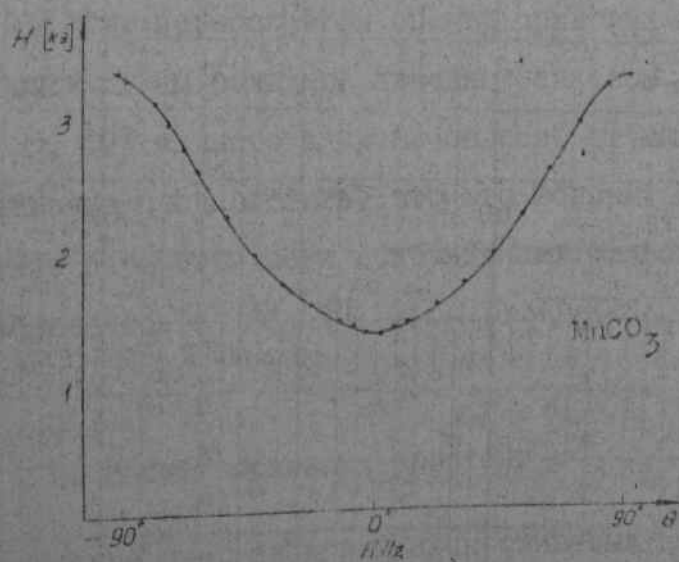


Рис.42. Зависимость поля H_3 от угла θ между направлением статического поля и главной осью кристалла.

непосредственным возбуждением этой моды электромагнитной волной. Для окончательного выяснения природы этих колебаний необходимо провести исследования на серии образцов с контролируемым содержанием примесей. В использованных нами образцах рентгеновский анализ показал присутствие примесей

$$Fe \approx 0,35\% ; Co \approx 0,01 + 0,45\% ; Ni \approx 0,04\%$$

2. Аномалии в полях H_1, H_2, H_4 .

Для этих аномалий существенна величина волнового вектора. Считая, что при $H_i = H_1, H_2, H_4$ происходит резонансное взаимодействие спиновых волн с другими колебаниями в кристалле, можно восстановить энергетический спектр последних. Проведенные эксперименты показали, что элементарные возбуждения, с спектром которых пересекается спектр спиновых волн в точках соответствующих пикам обладают линейным законом дисперсии (см. рис. 39, 40) и частота их не зависит от магнитного поля. Естественно предположить, что это фононы. Впервые взаимодействие параметрически возбужденных спиновых волн с фононами наблюдалось в ЖИГ Точером /126/, а в $GdMnF_3$ Сиви /127/.

В. Расчет обменных констант $\propto$.

Приравнивая энергии и импульсы спиновых волн и фононов и зная скорость звука - v можно определить обменную константу $\propto$ из уравнения

$$\omega = \frac{v_i}{\pi v_p} \sqrt{\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial y}\right)^2 - H_i(H_i + H_2) - H_0^2} \quad 4.2$$

где $H_i / i = 1, 2, 4$ - статическое поле, в котором наблюдается аномалия, а v_i - скорость фононов, взаимодействующих с магнонами в поле H_i . Из теории колебаний известно, что в области пересечения спектров взаимодействующих колебаний - спектры колебаний расталкиваются (график Вина) и вблизи точки пересечения следует говорить о коллективном колебании магнитной и упругой систем. Однако, в антиферромагнетиках магнот-фононное взаимодействие достаточно слабое и поэтому можно пренебречь изменением спектров в окрестности точки пересечения.

Скорость звука в исследуемых кристаллах анизотропна. Поэтому прежде чем воспользоваться уравнением (4.2) необходимо выяснить направление распространения и поляризацию фононов, с которыми происходит взаимодействие.

Рассмотрим какие члены в магнитоупругой энергии ответственны за возбуждение фононов параметрическими спиновыми волнами и воспользуемся экспериментальными данными. При этом, поскольку симметрия и следовательно вид гамильтонианов $MnCO_3$ и C_3MnF_3 различны, целесообразно рассмотреть эти вещества по отдельности.

1. $MnCO_3$.

Уравнение упругих колебаний, описывающее поведение фононов при малых K , имеет вид /128/

$$3\ddot{u}_i = \partial b_{ik} / \partial x_k \quad 4.3$$

где $b_{ik} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial u_{ik}}$ здесь и ниже предполагается суммирование по повторяющимся индексам. Гамильтониан $\mathcal{H}$ системы с учетом магнитоупругого взаимодействия запишем в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_m + \mathcal{H}_{mu} + \mathcal{H}_y \quad 4.4$$

где

$$\mathcal{H}_y = \alpha_{iklm} u_{ik} u_{lm}, \quad \mathcal{H}_{mu} = \beta_{iklm} l_m u_{ik} \quad 4.5$$

В разложении $\mathcal{H}_{mu}$ мы учли, что $m \ll \rho$. Уравнение (4.3) с учетом (4.5) можно привести к виду

$$3\ddot{u}_i = \alpha_{iklm} \frac{\partial^2 u_m}{\partial x_k \partial x_l} + \beta_{iklm} \frac{\partial (l_m l_n)}{\partial x_k} \quad 4.6$$

Введем декартову систему координат, в которой ось z направлена вдоль главной оси кристалла C_3 , а ось x — вдоль бинарной оси u_2 . Будем считать, что магнитное поле лежит в базисной плоскости и направлено под углом γ к оси x . В нашем случае

$$\vec{l}_0 \perp \vec{H}, \quad \vec{\gamma} \parallel \vec{H} \quad 4.7$$

Подставляя в (4.6) выражение для $\vec{l}$, мы получаем в

правой части член вида

$$\beta_{iklm} \frac{\partial}{\partial x_k} [l_{ol} l_{om} + (l_{ol} \lambda_m + l_{om} \lambda_l) e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} + \lambda_l \lambda_m e^{2i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}] \quad 4.8$$

Нас интересует решение в виде плоской монохроматической упругой волны $u_i = u_{oi} e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$. Отсюда с учетом симметрии тензора β_{iklm} относительно перестановки индексов l и m , мы получаем из (4.6) систему трех линейных уравнений:

$$(\omega^2 \delta_{im} - \alpha_{iklm} K_k K_l) u_m = -2i \beta_{iklm} K_k l_{el} \lambda_m \quad 4.9$$

Конкретный вид тензора α и β определяется симметрией кристалла. В кристаллах типа $M_n CO_3$ (пространственная группа симметрии D_{3d}^6) выражения для упругой и магнитоупругой энергии имеют вид [129, 88/:

$$\mathcal{H}_y = \frac{1}{2} \alpha_1 u_{zz}^2 + \frac{1}{2} \alpha_2 (u_{xx} + u_{yy})^2 + \alpha_3 [(u_{xx} - u_{yy})^2 + u_{xy}^2] + \\ + \frac{1}{2} \alpha_4 (u_{xx} + u_{yy}) u_{zz} + \frac{1}{2} \alpha_5 (u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + \frac{1}{2} \alpha_6 [(u_{xx} - u_{yy}) u_{yz} + 2u_{xy} u_{xz}] \quad 4.10$$

$$\mathcal{H}_{my} = \beta_1 (u_{xx} + u_{yy}) l_z^2 + \beta_2 u_{zz} l_z^2 + \beta_3 [4u_{xy} l_x l_y + (u_{xx} - u_{yy})(l_x^2 - l_y^2)] + \\ + \beta_4 [2u_{xz} l_x l_y + u_{yz}(l_x^2 - l_y^2)] + \beta_5 (u_{xx} - u_{yy})(l_x^2 + l_y^2) + \\ + \beta_6 u_{zz}(l_x^2 + l_y^2) + \beta_7 [u_{xz} l_x l_y + u_{yz} l_y l_z] + \\ + \beta_8 [2u_{xy} l_x l_z + (u_{xx} - u_{yy}) l_y l_z] \quad 4.11$$

После линеаризации по λ с учетом второго из соотношений (4.7) выражение для $\mathcal{H}_{\mu\nu}$ заметно упрощается:

$$\mathcal{H}_{\mu\nu} = 2\lambda\ell_0 e^{i(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r})} \left\{ \beta_2 [2u_{xy} \cos 2\zeta - (u_{xx} - u_{yy}) \sin 2\zeta] + \right. \\ \left. + \beta_4 [u_{xz} \cos 2\zeta - u_{yz} \sin 2\zeta] \right\} \quad 4.12$$

Для выяснения типа возбуждаемых фононов, воспользуемся экспериментальным фактом, что при вращении статического поля $\vec{H}$ в базисной плоскости положение и амплитуда пика в поле H_y не меняются. Следовательно, интересующие нас фононы — это те, величина взаимодействия которых со спиновыми волнами не зависит от направления внешнего поля в базисной плоскости, т.е. от угла ζ .

Для фононов, распространяющихся вдоль оси Z , система уравнений (4.9) приводится к виду

$$(C_{44}k^2 - s\omega^2)u_x = i\lambda\ell_0\beta_4k \cos 2\zeta \\ (C_{44}k^2 - s\omega^2)u_y = -i\lambda\ell_0\beta_4k \sin 2\zeta \\ (C_{33}k^2 - s\omega^2)u_z = 0 \quad 4.13$$

где C_{33} и C_{44} — соответствующие модули упругости. Из (4.13) видно, что продольно поляризованные фононы, распространяющиеся вдоль оси Z , не возбуждаются, так как $u_z = 0$, а амплитуда поперечно поляризованных фононов $u_\perp = [u_x^2 + u_y^2]^{1/2} \sim \beta_4$ и не зависит от ζ . Скорость распространения таких фононов $v_{t2} = \sqrt{C_{44}/\rho}$. Аналогично можно показать, что амплитуда

всех остальных фононов будет существенным образом зависеть от угла ζ .

Таким образом, из наших экспериментов и приведенного расчета следует, что в поле H_y происходит возбуждение поперечно поляризованных фононов, распространяющихся вдоль оси Z .

Гакель /130/ произвел измерение скорости распространения поперечного звука в $MnCO_3$ вдоль оси Z и получил значение

$$V_{tz} = 3,45 \cdot 10^5 \text{ см/сек} \pm 5\% \quad 4.14$$

Используя этот результат, мы вычислили по (4.2) значение соответствующей константы α :

$$\alpha_{||} = 0,79 \cdot 10^{-2} \text{ э.см} \pm 7\% \quad 4.15$$

Согласно данным /37/ по неупругому рассеянию нейтронов в $MnCO_3$ $\alpha_{||} = 0,84 \cdot 10^{-2}$ э.см. Полученное нами значение скорости спиновых волн находится в хорошем соотношении с этой величиной.

2. $Cs Mn F_3$

Напишем выражение для упругой /128/ и магнитоупругой энергии для кристаллов типа $Cs Mn F_3$ (пространственная группа симметрии D_{6h}^4):

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_y = & \frac{1}{2} \alpha_1 u_{zz}^2 + 2\alpha_2 (u_{xx} + u_{yy})^2 + \alpha_3 [(u_{xx} - u_{yy})^2 + 4u_{xy}^2] + \\ & + 2\alpha_4 u_{zz} (u_{xx} + u_{yy}) + 4\alpha_5 (u_{xz}^2 + u_{yz}^2) \end{aligned} \quad 4.16$$

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H}_{\text{мф}} = & u_{zz} [\beta_1 l_{1z}^2 + \beta_2 l_{2z}^2 + \beta_3 (l_{1x}^2 + l_{1y}^2) + \beta_4 (l_{2x}^2 + l_{2y}^2) + \beta_5 (l_{1x} l_{2x} + l_{1y} l_{2y}) + \\
 & + \beta_6 l_{1z} l_{2z}] + (u_{xx} + u_{yy}) [\beta_1' l_{1z}^2 + \beta_2' l_{2z}^2 + \beta_3' (l_{1x}^2 + l_{1y}^2) + \beta_4' (l_{2x}^2 + l_{2y}^2) + \\
 & + \beta_5' (l_{1x} l_{2x} + l_{1y} l_{2y}) + \beta_6' l_{1z} l_{2z}] + \beta_1'' (u_{yz} l_{1y} l_{1z} + u_{xz} l_{1x} l_{1z}) + \\
 & + \beta_2'' (u_{yz} l_{2y} l_{2z} + u_{xz} l_{2x} l_{2z}) + \beta_3'' (u_{yz} l_{2y} l_{1z} + u_{xz} l_{2x} l_{1z}) + \quad 4.17 \\
 & + \beta_4'' (u_{yz} l_{1y} l_{2z} + u_{xz} l_{1x} l_{2z}) + \beta_1''' [(u_{xx} - u_{yy}) (l_{1x}^2 - l_{1y}^2) + 4u_{xy} l_{1x} l_{1y}] + \\
 & + \beta_2''' [(u_{xx} - u_{yy}) (l_{2x}^2 - l_{2y}^2) + 4u_{xy} l_{2x} l_{2y}] + \\
 & + \beta_3''' [(u_{xx} - u_{yy}) (l_{1x} l_{2x} - l_{1y} l_{2y}) + 2u_{xy} (l_{1x} l_{2y} + l_{1y} l_{2x})]
 \end{aligned}$$

Выражения $\mathcal{H}_{\text{мф}}$ и $\mathcal{H}_\text{у}$ инварианты относительно поворота вокруг оси $Z \parallel C_6$. Воспользовавшись этим, выберем направление оси x вдоль магнитного поля. Используя ту же процедуру, что и в случае $MnCO_3$ и полагая $\vec{l} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2$ легко показать следующее: а) ответственными за взаимодействие в этом случае являются константы β_1''' , β_2''' и β_3''' , б) спиновые волны взаимодействуют только с продольными и поперечными фононами, волновой вектор и вектор поляризации которых лежат в базисной плоскости. Пользуясь значением скорости звука v_s и v_e , приведенными в /127/, мы вычислим значение константы

$$\alpha_L = 0,95 \cdot 10^{-2} \text{ э.см} \pm 5\% \quad 4.18$$

Как мы уже отмечали, магнот-фононное взаимодействие в C_3MnF_3 изучалось Сиви /127/. Эксперименты проводились на частоте накачки $\nu_p = 18$ Гц. Полученное в этой работе значение $\alpha_L = 0,92 \cdot 10^{-2}$ в пределах ошибки совпадает

с нашими результатами.

Ширина спин-волнового спектра $\nu_k(\vec{k})$

В коротковолновой части ширина спин-волнового спектра определяется различием обменных констант $\alpha_{\perp}$ и $\alpha_{\parallel}$. В наших экспериментах мы определяем одну из этих величин, соответствующую направлению ПСВ, для которого наиболее эффективно магнитоупругое взаимодействие в данном кристалле.

Мы уже упоминали, что для $MnCO_3$ имеются данные по неупругому рассеянию нейтронов /37/, согласно которым

$$\begin{aligned}\alpha_{\parallel} &= 0,82 \cdot 10^{-2} \text{ эсм} \\ \alpha_{\perp} &= 0,61 \cdot 10^{-2} \text{ эсм}\end{aligned} \quad 4.19$$

В работе /37/ также было показано, что обменное взаимодействие иона Mn^{++} с шестью ближайшими соседями по крайней мере на порядок превышает обмен с соседями из следующих координационных сфер. В этом случае, зная постоянные элементарной ячейки и обменное поле H_E , можно вычислить величины $\alpha_{\parallel}$ и $\alpha_{\perp}$ /131/

$$\alpha_{\parallel} = \frac{1}{6} H_E C_0''; \quad \alpha_{\perp} = \frac{1}{\sqrt{6}} H_E a_0'' \quad 4.20$$

где C_0'' - главная диагональ ромбоэдра, a_0'' - малая диагональ грани.

Результаты расчеты совпадают с измеренными величины с точностью до 2%.

Неупругое рассеяние нейтронов в $CS Mn F_3$ не изу-

чалось. Для определения зависимости α от направления волнового вектора можно воспользоваться расчетами, проведенными Сиви /127/

$$\alpha_{\perp}^2 = (2R+1) a^2 H_E^2 / 27R (2\pi)^2$$

$$\alpha_{\parallel}^2 = C^2 \frac{H_E^2}{36} (2\pi)^2 \quad 4.21$$

$$R = J_2 / 3J_1$$

где J_1 и J_2 - константы косвенного обменного взаимодействия между ионами

$$M_n 1 - F - M_n 2 \quad \text{и} \quad M_n 2 - I - M_n 2$$

В наших экспериментах определяется константа $\alpha_{\perp}$. Величина $\alpha_{\parallel}$ может быть рассчитана по известному полю $H_E = 350$ кэ. Таким образом в $Cs MnF_3$

$$\alpha_{\parallel} = 0,88 \cdot 10^{-2} \text{ эсм} \quad 4.22$$

$$\alpha_{\perp} = 0,95 \cdot 10^{-2} \text{ эсм}$$

ширина спектра в области малых волновых чисел определяется магнитным дипольным взаимодействием. Зависимость предельных частот неоднородного резонанса от поля для АФМ III без учета наличия в спектре щели H_{Δ}^2 были вычислены Барьяхтаром, Савченко и Тарасенко /132/. Частота ν_{10}

лежит в интервале (при $H \parallel x$):

$$H(H+H_D) < \left(\frac{\nu_{20}}{\gamma}\right)^2 < H(H+H_D) + 4\pi\chi_1(H+H_D)^2 \quad 4.23$$

а частота ν_{20} :

$$2H_A H_E + H_D(H_D + H) < \left(\frac{\nu_{20}}{\gamma}\right)^2 < [2H_A H_E + H_D(H_D + H)](1 + 4\pi\chi_1) \quad 4.24$$

На рис. 43 мы приводим спинволновой спектр $CSMnF_3$ начерченный с учетом конечной ширины для $H = 6$ кэ и $T = 4,2$ К.

На рис. 44 показана зависимость $K(H)$ при фиксированной частоте спиновых волн $\nu_K = 18$ Гц и $T = 1,25^\circ$ К. Большое количество наших исследований проведено именно при этих условиях.

Если считать, что спиновые волны рождаются изотропно по направлению, то при заданном H может возбудиться довольно широкий пакет. Область вырождения особенно велика при $H = H_c$. В этом случае в зависимости от направления $\vec{K}$ могут возбудиться волны с $|\vec{K}|$ от 0 до 10^5 см $^{-1}$.

Это обстоятельство необходимо учитывать при рассмотрении результатов вблизи H_c . Согласно теории /10/ при параметрическом возбуждении возбуждаются те спиновые волны, для которых затухание минимально. Как мы увидим в дальнейшем, в нашем случае затухание уменьшается с ростом K , поэтому при $H = H_c$ мы по-видимому имеем дело не с однородными колебаниями намагниченности, а с довольно короткими спиновы-

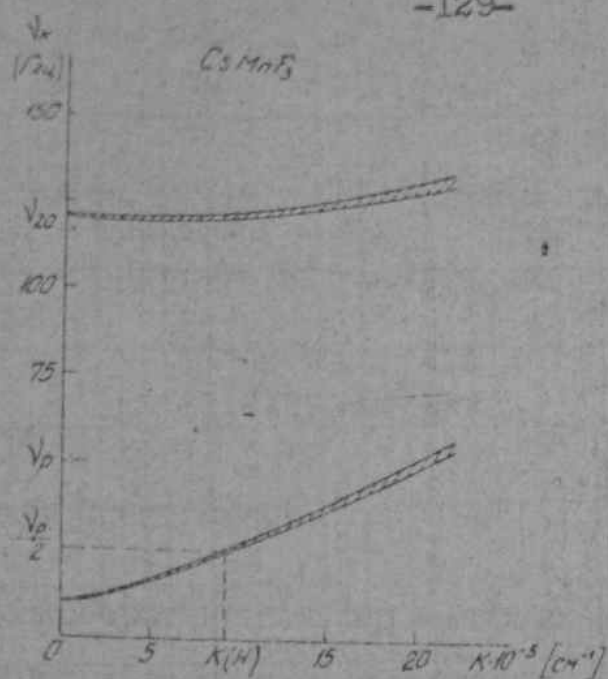


Рис. 43. Спектр спиновых волн в CsMnF_3 для $T = 4,2 \text{ К}$ и $H = 6 \text{ кэ}$.

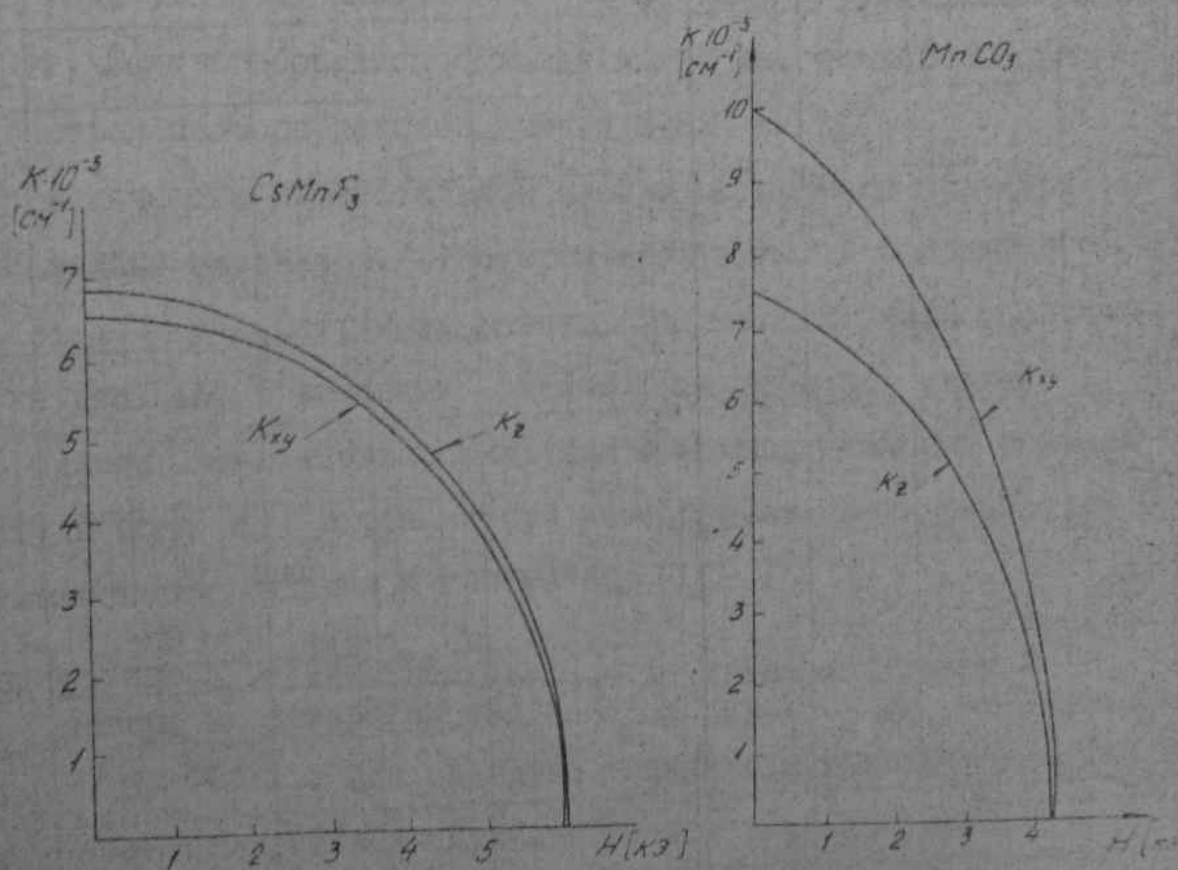


Рис. 44. Зависимость волнового вектора от приложенного магнитного поля для $\nu_K = 18 \text{ Гц}$.

ми волнами ($\lambda_m \approx 6 \cdot 10^{-5}$ см; $\kappa \approx 10^{+5}$ см⁻¹).

§ 4.2. Методика

А. Спектрометр.

Эксперименты по параметрическому возбуждению электронных спиновых волн производились на СВЧ - спектрометре прямого усиления аналогично^{му} описанному в гл. II, с некоторыми изменениями. Блок-схема представлена на рис. 45. Источником СВЧ-мощности обычно служил клистронный генератор ГЗ-38, 8-миллиметрового диапазона, максимальная мощность которого около 10 мватт. Если требовалась большая мощность, то использовался магнетрон непрерывного излучения М-82.

В качестве измерительной ячейки мы выбрали цилиндрический медный резонатор, в котором возбуждались колебания типа H_{011} . Конструкция резонатора и его размеры изображены на рис. 46. С внешними линиями резонатор был связан через цилиндрические отверстия. Для создания возможно большей амплитуды поля h в резонаторе коэффициент связи резонатора с волноводом, идущим к генератору

$$\beta_r = \frac{\text{потери в резонаторе}}{\text{потери на отверстиях связи}} \quad \text{делался близким к}$$

единице ($\beta_r \approx 1$). Для развязки генератора и резонатора использовался ферритовый циркулятор. Связь резонатора с детекторным трактом была слабой: $\beta_d \approx 0,01$. Нагруженная добротность Q_L при моде колебаний H_{012} и

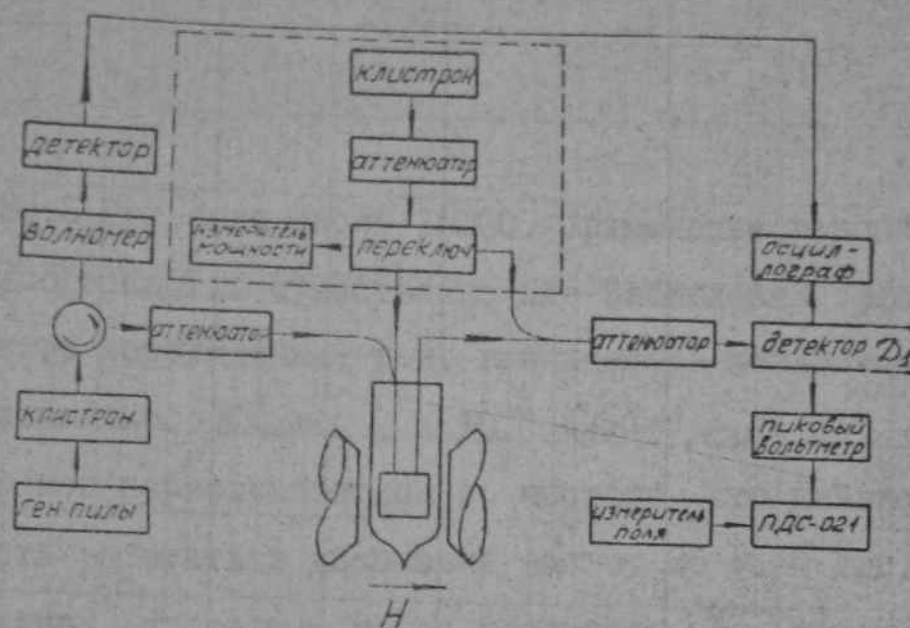


Рис. 45. Блок-схема спектрометра для изучения параметрического возбуждения спиновых волн.

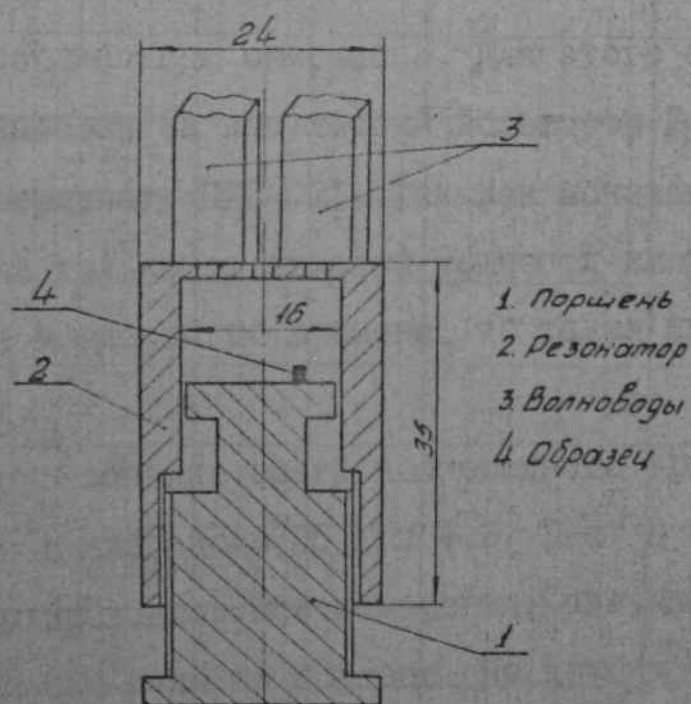


Рис. 46. Конструкция цилиндрического медного резонатора 8 мм диапазона.

$\nu_p = 35,5$ ГГц была около 10000. Применение резонатора с высокой добротностью существенно для наблюдения эффекта параметрического возбуждения, т.к. возникающее поглощение в образце невелико: $\chi'' \approx 10^{-4}$ CGSM/cm³

Резонатор мог перестраиваться по частоте, что давало нам возможность работать в диапазоне частот $25 \div 50$ ГГц.

Сигнал, прошедший через резонатор P_1 детектировался кристаллическим детектором D_1 , и подавался на вертикальные пластины двухлучевого измерительного осциллографа CI-I7. Возбуждение спиновых волн в образце регистрировалось по возникновению поглощения в образце, т.е. изменению P_2 . Кроме того для регистрации области возбуждения ПСВ по статическому магнитному полю мы использовали и методику записи на 2-х координатном самописце. Для этого сигнал с детектора D_1 подавался на импульсный вольтметр В4-1А и затем на y - координату ПДС-021. Так как показания прибора В4-1А зависят не только от пиковой мощности импульса, но и от интеграла мощности по времени, то такая индикация оказалась возможной.

Согласование всего волноводного тракта было осуществлено в диапазоне 35 ГГц $\div$ 37 ГГц. В этом интервале частот мы проводили все измерения, связанные с измерением амплитуды СВЧ-поля на образце. На других частотах ($\nu_p = 25 \div 50$ ГГц), мы интересовались лишь областью возбуждения спиновых волн и положением аномальных точек в зависимости $h_c(H)$.

Статическое магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом, либо лабораторным магнитом. Метод измерения поля и регистрации его величины были описаны в гл. II § 2.2

На этой же установке мы изучали преждевременное насыщение АФМР. Регистрация этого явления производилась по изменению поглощения в зависимости от величины h .

Помимо возбуждения пар электронных спиновых волн мы изучали рождение пары, состоящей из электронной и ядерной волны. При этом мы пользовались методом аналогичным описанному, с той разницей, что использовался спектрометр 3-х см-диапазона ($\nu_p = 9,4$ ГГц). В 8 мм-диапазоне эффект не был виден.

Б. Выбор режима работы.

Частотная стабильность клистронов и магнетронов определяется величиной пульсации питающих напряжений $\Delta u / u$. В современных стабилизированных выпрямителях $\Delta u / u \approx 10^{-4}$, и, если не применять специальной высокочастотной подстройки частоты, то величина частотной стабильности будет порядка 10^{-5} /133/. При использовании высокочастотных резонаторов работать в непрерывном режиме не удобно, т.к. постоянство величины поля в резонаторе будет определяться частотной стабильностью генератора. Поэтому, обычно применяют метод "сви́пирования частоты", т.е. метод частотной модуляции, при котором регистрируется частотная характеристика резонатора и изучаются ее изменения. Метод сви́пирования частоты мы при-

меняли при исследовании АФМР и в первых опытах по параметрическому возбуждению.

Однако оказалось, что для изучения параметрического возбуждения этот метод обладает рядом несовершенств. На рис. 47 приведена осциллограмма сигнала, прошедшего через резонатор, в случае, если максимальная амплитуда поля h , на образце больше пороговой величины h_c . Отклонение формы этой кривой от обычной частотной характеристики резонатора определяется возбуждением ИСВ. Однако извлечение конкретных данных из такого эксперимента очень затруднено: как показали эксперименты, вид кривой, изображенной на рис. 47 существенно образом зависит от частоты и амплитуды свипирования частоты генератора, т.е. от скорости прохождения резонансной кривой.

Неоднозначность результатов была и при различных способах прохождения области параметрического возбуждения по статическому полю - наблюдался гистерезис в зависимости $h_c(H)$ для больших K .

В связи с вышесказанным стало ясно, что необходимо изучить кинетику возбуждения спиновых волн. Мы перешли к методу "длинных импульсов" с $\tau \approx 15 \div 20$ мсек, что позволило наблюдать развитие неустойчивости во времени. Для этого на отражатель клистрона или анод магнетрона, подавались импульсы прямоугольной или косоугольной формы, частота следования которых была синхронизирована с сетью.

При косоугольном импульсе частота ν_p не постоян-

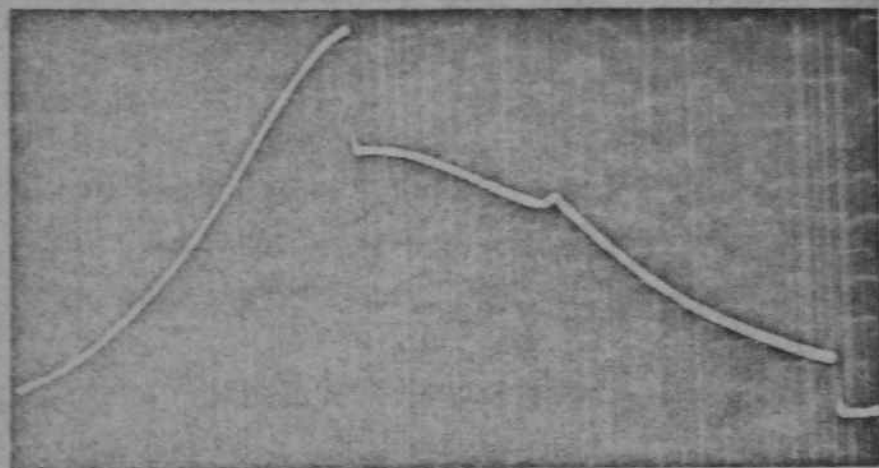


Рис.47. Осциллограмма резонансной кривой резонатора при параметрическом возбуждении спиновых волн в образце.

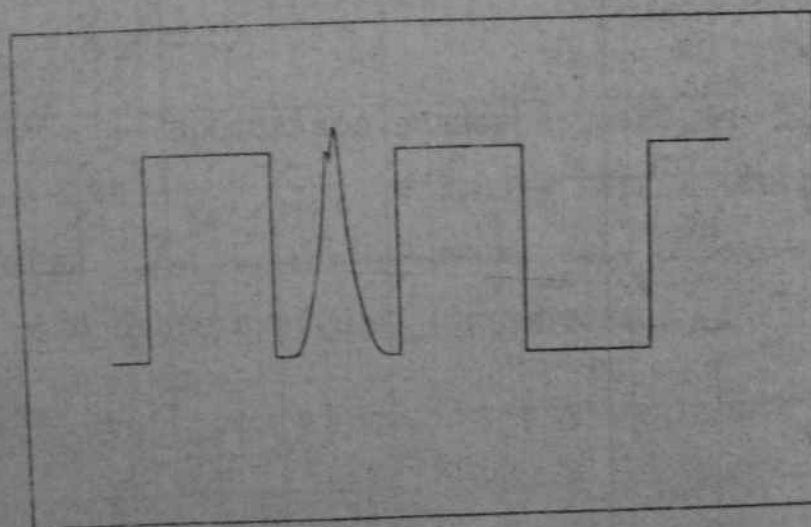


Рис.48. Сложение 2-х сигналов на детекторе излучаемого и калибровочного (меандра). $\mathcal{Q}_1$:

на, но изменения ее были для нас не существенными, т.к. за время импульса оно составляло не более 2 МГц, а за время жизни магновов ($\tau_m \approx 1$ мксек) не более 0,2 КГц, что много меньше частоты релаксации спиновых волн $\nu_{\Delta_{\text{ш}}} \approx 0,1$ МГц.

В. Определение амплитуды СВЧ-поля на образце

Распределение полей для резонаторов простой формы вычислены в [134]. Мы пользовались круговыми цилиндрическими резонаторами, диаметром $2z_0$ и длиной L , в которых возбуждались колебания H_{01n} (0 - индекс по координате φ ; 1 - по z , n - по z). Соответствующее этому виду колебаний распределение полей следующее:

$$\begin{aligned} h_z &= B q x J_0'(qx) \cos qz \\ h_z &= B x^2 J_0(qx) \sin qz \\ e_\varphi &= B \frac{\omega}{c} x J_0(qx) \sin qz \\ e_z &= e_z = h_\varphi = 0 \end{aligned} \quad 4.26$$

где $q = \frac{\pi n}{L}$ - продольное волновое число, а x - поперечное ($x = \frac{X_{01}}{z_0}$), $X_{01} = 3,83$ - первый корень бесселевой функции J_0' . B - множитель, определяемый запасенной в резонаторе энергией (нормировкой):

$$\mathcal{E} = \int_{V_{\text{рез}}} \frac{h^2}{8\pi} dV \quad 3.27$$

Таким образом, зная геометрические размеры и запасенную энергию можно вычислить амплитуду полей в резонаторе.

Расчеты показывают, что максимальное поле на торце цилиндра достигается при $z = 0,5l z_0$ и определяется следующей формулой

$$h_z = 3,47 \sqrt{\frac{n^2}{z_0^2 [\text{см}^2] L^3 [\text{см}^3] \sqrt{[\epsilon_r] Q}}} \sqrt{P [\text{Вт}]} \quad (4.28)$$

а максимальное по оси цилиндра ($z = \frac{L}{2}$)

$$h_z = h_z \frac{2}{\sqrt{q}} \frac{1}{0,58} \quad (4.29)$$

Параметры резонаторов 3-х см и 8 мм диапазонов используемые в нашей работе приведены в таблице:

Таблица III.

$\lambda_p, \text{ГГц}$	Мода	$L, \text{см}$	$z_0, \text{см}$	$V_{\text{рез}}, \text{см}^3$	$q, \text{см}^{-1}$	$q, \text{см}^{-1}$	$\frac{h_z}{\sqrt{PQ}} \frac{2}{[\epsilon_r]^{1/2}}$	$\frac{h_z}{\sqrt{PQ}} \frac{2}{[\epsilon_r]^{1/2}}$
9,4	H_{011}	2,44	5,0	47,9	1,53	1,29	0,0125	0,011
36	H_{012}	1,03	1,6	2,07	4,74	1,6	0,038	0,051

Мы считали, что помещение образца в резонатор не влияет на распределение полей и поэтому для определения величины поля на образце пользовались формулами (4.28), (4.29). Основанием для этого являлось следующее: для исследуемых нами образцов $\mu \approx 1$, а влияние диэлектрической проницаемости ϵ мало, т.к. образец помещается в минимум электри-

ческого поля. Экспериментально это подтверждалось тем фактом, что помещение образцов в резонатор практически не изменяло добротности резонатора, в то время как если бы образец вызывал существенное искажение полей, добротность должна была бы уменьшиться, т.к. в примененной нами конструкции резонатора высокой добротностью обладает только мода колебаний H_{01n} .

Таким образом задача сводится к определению запасенной в резонаторе энергии $\mathcal{E}$. Эта величина может быть вычислена по известной мощности падающей на резонатор P , коэффициенту связи волновода с резонатором β_r и нагруженной добротности Q_L :

$$\mathcal{E} = \frac{P Q_L \beta_r}{2\pi \nu_p} \quad 4.30$$

Однако, применение такого прямого метода определения приводит к большим неточностям, связанным со следующими обстоятельствами:

1. при параметрическом возбуждении спиновых волн величины Q_L и β_r будут функциями амплитуды поля h и времени, и это необходимо принимать во внимание и вводить существенные поправки,

2. используемый измеритель мощности МЗ-21 дает величину средней мощности и при расчете P необходимо учитывать форму импульса и скважность. При сложной форме импульса, а также в случаях, когда генератор работает в режиме

в определении P .

Для измерения $\mathcal{E}$ мы пользовались сигналом с детектора $\mathcal{D}_1$, который слабо связан с резонатором. Если коэффициент связи мал ($\beta_D \ll 1$), то мощность, поступающая на детектор

$$P_1 = \frac{2\pi\nu_p \mathcal{E}}{Q_L} \beta_D \quad 4.31$$

а коэффициент связи $\beta_D = \Gamma Q_L$, где Γ — геометрический фактор, определяемый отверстием связи в резонаторе. Следовательно, величина

$$P_1 = 2\pi\nu_p \Gamma \mathcal{E} \sim \mathcal{E} \quad 4.32$$

и может служить мерой запасенной в резонаторе энергии. Величина Γ для данных резонатора и детекторной секции есть величина постоянная. Для ее определения мы должны однажды измерить $\mathcal{E}$ независимым способом, например, по поступающей в резонатор мощности и его добротности (4.30), но провести эти измерения в максимально благоприятных условиях: в отсутствии параметрического возбуждения спиновых волн в образце ($H > H_c$), в режиме длинных прямоугольных импульсов.

В ходе измерений было выяснено, что чувствительность используемых нами детекторов не обладает достаточной стабильностью. Например, при кратковременной перегрузке детектора она может измениться на 20 — 30%. Кроме того, применение

стандартной детекторной головки приводит к зависимости величины выпрямленного сигнала от частоты. Поэтому чувствительность детектора должна быть систематически калиброваться в ходе эксперимента.

Для этого была собрана схема, изображенная на рис. 45 внутри пунктирного прямоугольника. Она содержала клистрон K_2 , работающий на частоте резонатора в режиме меандра, калиброванный аттенюатор и измеритель мощности МЗ-21. СВЧ-сигнал от клистрона K_2 подавался на детектор $\mathcal{D}_1$. При этом на экране осциллографа было видно сложение двух сигналов: изучаемого и калибровочного (рис. 48). С помощью прецизионного аттенюатора амплитуда последнего устанавливалась равной величине измеряемого сигнала. Затем меандр переключался на МЗ-21 и проводилось измерение мощности калибровочного сигнала. Таким образом определение абсолютной величины поля на образце h является трудоемким. Точность, с которой мы можем измерить h описанным способом составляет 30% и обусловлена большой погрешностью в определении коэффициента Γ , т.е. в измерении добротности резонатора Q_L и коэффициента связи $\beta\Gamma$.

Относительная величина h может быть измерена существенно точнее. Сигнал на детекторе $\mathcal{D}_1$ пропорционален квадрату амплитуды поля в резонаторе. Поэтому об изменении h (точнее h^2) можно судить по осциллограмме прошедшего через резонатор импульса. При относительных измерениях нам не важна чувствительность детектора, ни коэффициент связи его с резонатором. Для повышения точности мы иногда

применяли метод компенсации: из исследуемого импульса "вычитался" прямоугольный импульс, амплитуда которого соответствующим образом подбиралась. Точность измерения относительной величины h составляла $5 \pm 10\%$.

Г. Температура образца

Для того, чтобы избежать перегревов образца резонатор заполнялся жидким гелием. Эксперименты проводились в области температур $1,2 - 2,17^\circ \text{K}$, получаемых с помощью откачки паров гелия. Верхняя граница определялась переходом гелия из сверхтекучего состояния в нормальное. При $T > 2,17^\circ \text{K}$ кипение гелия мешало проведению экспериментов: появлялись колебания собственной частоты генератора, что приводило к нестабильности результатов. Нижняя граница температурного интервала определялась максимальным разряжением, которое мы могли создать в нашем криостате с помощью имевшегося форвакуумного насоса.

Отсутствие перегрева образца можно было проверить следующим образом. Резонансное поле $H(\nu_{10})$, а также поле H_c определяющее параметрическое возбуждение волн с $K = 0$, зависят от температуры, т.к. в зависимость $\nu_K(H, K)$ входит слагаемое $H_\Delta^2 \sim \frac{1}{T}$. По смещению этих полей можно контролировать температуру образца, при малых ν_p (например, $\nu_p = 9,4 \text{ ГГц}$) это можно сделать с хорошей точностью. Экспериментально было проверено, что перегрев образцов относительно гелиевой ванны в наших опытах не превышали $0,05^\circ \text{K}$. Температура ванны определялась по давлению насыщенных паров гелия

с помощью манометра Мак-Леода. Точность измерения и поддержания температуры была $0,05^\circ \text{ К}$.

§ 4.3. Изучение процесса параметрического возбуждения спиновых волн. Жесткость.

Согласно теории параметрического резонанса увеличение амплитуды ПСВ или числа магнонов n_k со временем описывается формулой:

$$n_k = n_{KT} \exp(\rho t) = n_{KT} \exp\left[2\pi\Delta\nu_k\left(\frac{h}{h_c} - 1\right)t\right] \quad 4.33$$

где n_{KT} — тепловая равновесная амплитуда спиновых волн, $\Delta\nu_k$ — частота релаксации. Поэтому при $h > h_c$ амплитуда прошедшего через резонатор импульса должна плавно уменьшаться, оставаясь, однако, все время больше пороговой величины. Кроме того, как следует из (4.33) нарастание амплитуды спиновых волн можно сделать как угодно медленным (если пренебречь нестабильностью мощности накачки), приближая величину поля h к пороговому значению h_c .

Вычислив из величины порогового поля h_c затухание $\Delta\nu_k$, легко подсчитать, за какое время τ при определенном превышении над порогом число спиновых волн возрастет, чтобы возникшее поглощение могло быть зарегистрировано в нашем эксперименте. Оказывается, например, что для $h/h_c = 1,02$ величина τ должна быть около 20 мсек.

Как показывает эксперимент, нарастание поглощения происходит иначе: имеет скачкообразный "жесткий" характер

/135, 124/.

Подавая на резонатор с образцом прямоугольный СВЧ импульс, мы наблюдали, что при амплитуде высокочастотного поля больше некоторого критического поля h_{c1} в момент $\tau_1 \ll \tau$ на импульсе прошедшей мощности возникает "скол", соответствующий резкому увеличению поглощения в образце (рис. 49, 50). Важно отметить, что:

1. величина скачка поглощения мощности при $h/h_{c1} \rightarrow 1$ стремится не к нулю, а к некоторому конечному значению, зависящему от величины статического поля и температуры образца,
2. амплитуда СВЧ поля на образце после скола падает ниже пороговой h_{c1} .

С увеличением h/h_{c1} время от начала импульса до скола τ_1 уменьшается. Результаты этих экспериментов для различных статических полей и температур показывают, что величина $1/\tau_1$ связана с h линейной зависимостью (рис. 51). При минимально достижимом превышении $h/h_{c1} = 1,02$, определяемом стабильностью нашего генератора, $\tau_1 = 0,5$ мсек.

Это позволяет сделать следующий вывод о нарастании числа магнонов в исследуемом антиферромагнетике. По-видимому, оно происходит в два этапа: с начала импульса до момента τ_1 число магнонов возрастает по экспоненциальному закону (4.33), однако соответствующее этому процессу поглощение энергии не может быть зарегистрировано в нашем эксперименте. Затем происходит лавинообразное нарастание числа магнонов, причем, как следует из экспериментов по определению зависимости

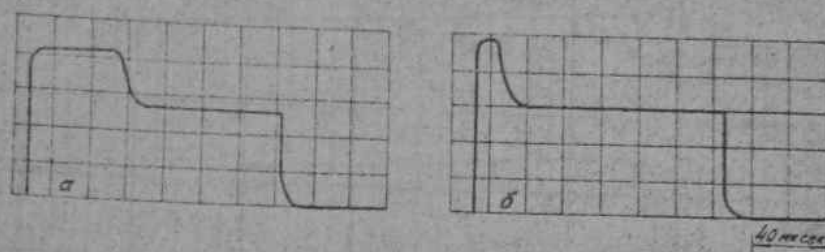


Рис. 49. Осциллограммы прямоугольного импульса, прошедшего через резонатор при наличии в образце запорного поглощения а) $\tau_1 = 80$ мксек; б) $\tau_1 = 20$ мксек.

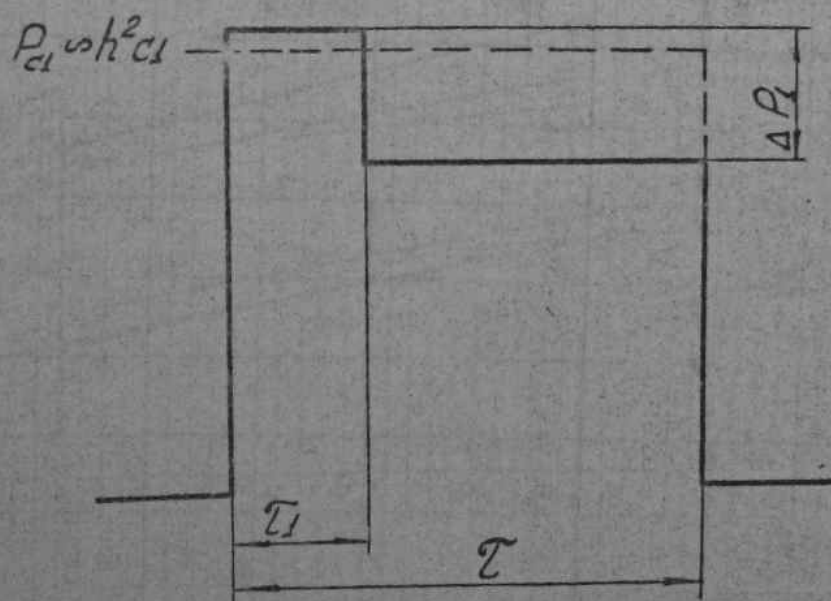


Рис. 50. Схематическое изображение прямоугольного импульса, прошедшего через резонатор.

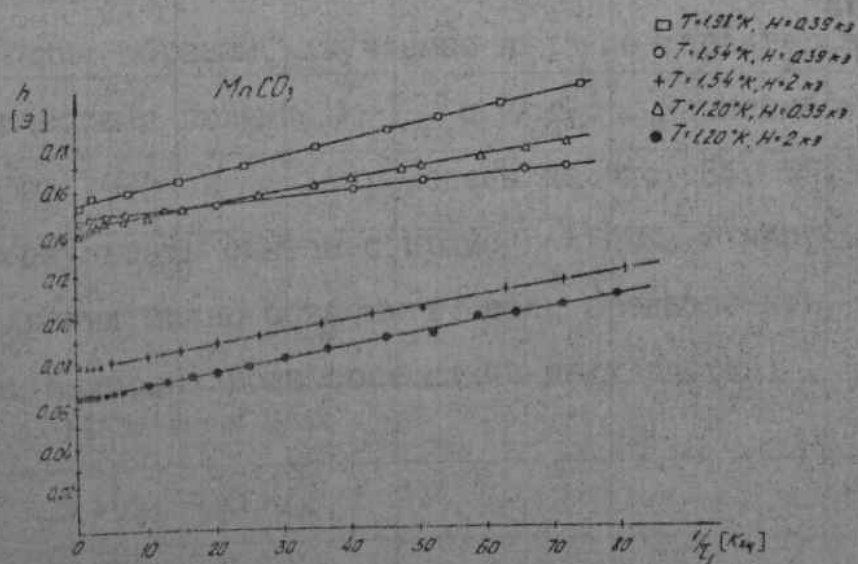
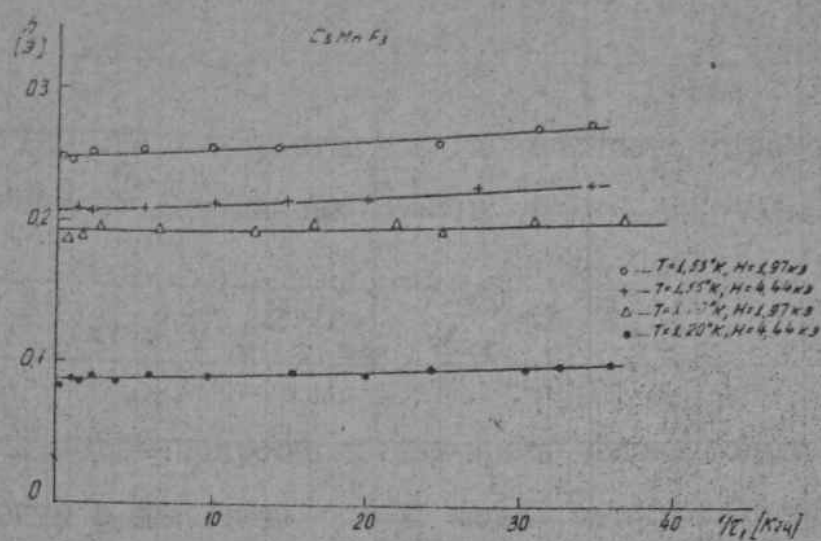


Рис. 51. Зависимость обратной величины времени до "скола" τ_1 от свч-поля на образце h при различных температурах и магнитных полях.

от амплитуды СВЧ поля, эта лавина начинается при определенном числе магнонов. ^{$n_{к1}$} Для данных H и T

$$n_{к1} = n_{кТ} \exp \left[2\pi \Delta \nu_{к} \left(\frac{h}{h_{с1}} - 1 \right) \tau_1 \right] \quad 4.34$$

Для более подробного изучения явления были проделаны эксперименты с длинными ≈ 15 мсек импульсами специальной формы (рис. 52а). Такая форма импульсов соответствовала плавному уменьшению поля h на образце. Если максимальное значение h было больше $h_{с1}$, то импульс, прошедший через резонатор, приобретал вид, изображенный на осциллограмме (рис. 52б). Из осциллограммы видно, что не только возникновение, но и исчезновение поглощения происходит скачком. Последнее происходит при поле на образце $h_{с2}$.

Таким образом, изучаемое явление характеризуется двумя критическими полями $h_{с1}$ и $h_{с2}$. Зависимости $h_{с1}$ и $h_{с2}$ от H и T приведены на рис. 54, 55.

Результаты опытов с прямоугольными и непрямоугольными импульсами можно объяснить, если предположить, что релаксация спиновых волн состоит из двух частей:

$$\Delta \nu_{1к} = \Delta \nu_{1к}^b + \Delta \nu_{1к}^{ст} \quad 4.35$$

где $\Delta \nu_{1к}^{ст}$ мало зависит от амплитуды спиновых волн, а $\Delta \nu_{1к}^b$ быстро уменьшается при возрастании n_k от начального значения $\Delta \nu_{1к}^b$, соответствующего $n = 0$ рис. 56.

При подаче на образец поля чуть выше $h_{с1}$ начинается

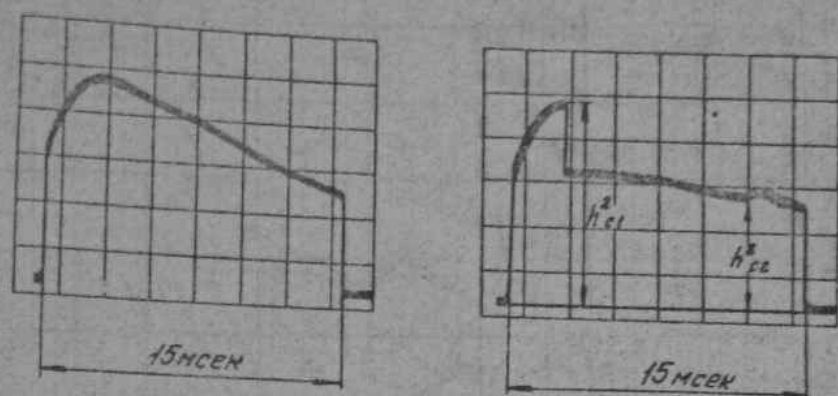


Рис.52. Осциллограммы импульсов:
а - импульс, прошедший через резонатор при от-
сутствии запорогового поглощения, б - импульс,
прошедший через резонатор при наличии запоро-
гового поглощения в образце.

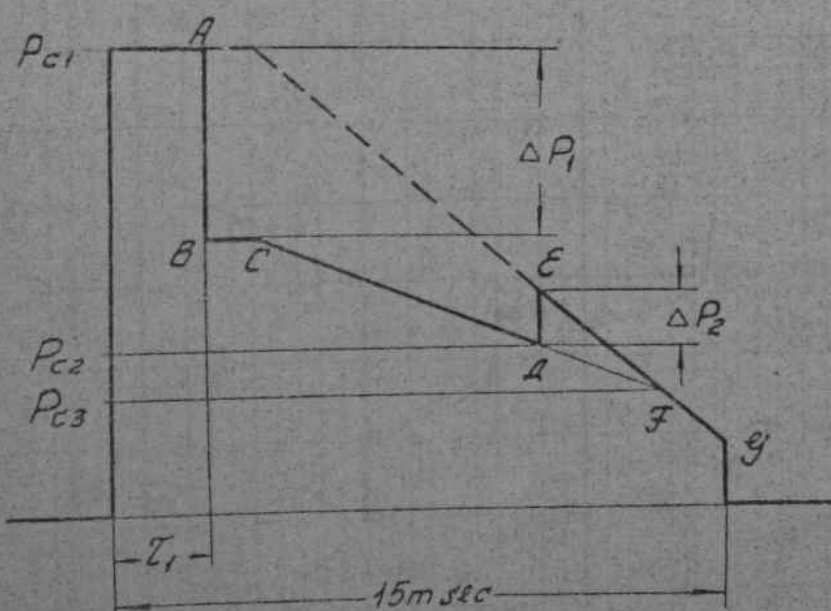


Рис.53. Схематическое изображение непрямоугольного
импульса, осциллограммы которого приведены
на рис.52.

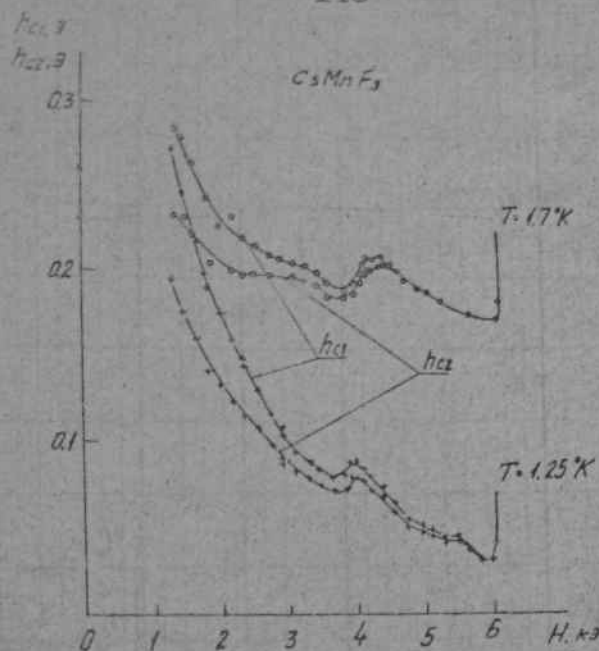


Рис. 54. Зависимость критических полей h_{c1} и h_{c2} от статического поля H в CsMnF_3 .

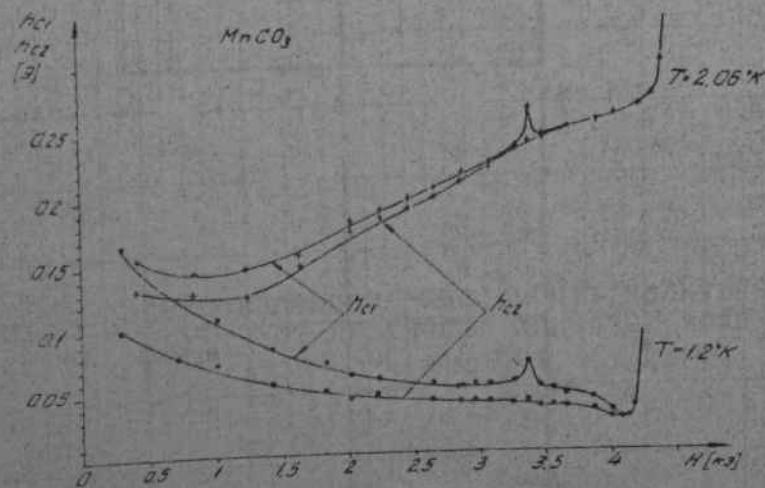


Рис. 55. Зависимость критических полей h_{c1} и h_{c2} от статического поля H в MnCO_3 .

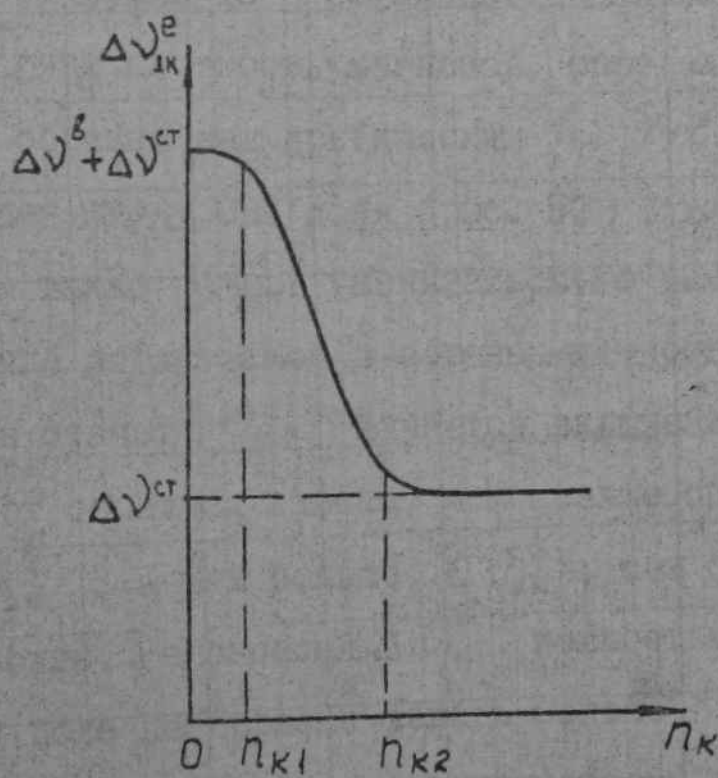


Рис. 56. Предполагаемая зависимость величины релаксации $\Delta\nu_{1\kappa}^e$ от плотности спиновых волн n_κ .

рост числа магнонов по закону (4.33). Через время τ_1 их число возрастает до n_{k1} , при котором начинает выключаться $\Delta \nu_{1k}^e$. С уменьшением $\Delta \nu_{1k}^e$ пороговое поле h_c уменьшается, отчего скорость роста числа магнонов увеличивается, и вызывает дальнейшее уменьшение $\Delta \nu_{1k}^e$. Происходит лавинообразный рост n_k , который приводит к полному выключению $\Delta \nu_{1k}^e$ за время 10 - 20 миксек. В системе устанавливается стационарная плотность магнонов, определяемая превышением поля на образце над критическим $h_{c2} \sim \Delta \nu_{1k}^{ct}$. Если теперь понижать амплитуду СВЧ поля (рис. 52), то равновесное число магнонов также начнет уменьшаться, о чем свидетельствует уменьшение поглощаемой в образце мощности. Когда плотность магнонов станет n_{k2} начнется включение релаксации $\Delta \nu_{1k}^e$. Возникает обратная лавина: чем меньше спиновых волн, тем больше $\Delta \nu_{1k}^e$, а чем больше $\Delta \nu_{1k}^e$, тем скорее затухают спиновые волны. Релаксация $\Delta \nu_{1k}^e$ полностью включается, а поскольку поле на образце теперь меньше h_{c1} , то параметрическое возбуждение прекращается и амплитуда спиновых волн падает до теплового фона. По данным нашего эксперимента можно определить релаксации $\Delta \nu_{1k}^e$ и $\Delta \nu_{1k}^{ct}$, а также оценить плотности магнонов n_{k1} и n_{k2} .

Мерой "жесткости" может служить выключающаяся часть релаксации $\Delta \nu_{1k}^e \sim h_{c1} - h_{c2}$ (рис. 54, 55). Для обоих исследованных веществ зависимости $\Delta \nu_{1k}^e$ от H и T ведут себя подобным образом (см. рис. 57, 58): жесткость возрастает с уменьшением температуры и уменьшается с увеличением маг-

нитного поля H (или увеличением волнового числа k). Для $MnCO_3$ в поле $H_3 = 3,37$ кэ при $\nu_p = 36$ ГГц на зависимости $\Delta \nu_{1k}$ имеется острый пик. Об аномалии в поле мы уже упоминали в §4.1

Причины "жесткого" возбуждения спиновых волн при параллельной накачке в настоящее время не ясны. Предложено несколько гипотез.

I. Жесткое возбуждение спиновых волн при параллельной накачке наблюдается и на ферритах. Впервые это явление было обнаружено Джозефом, Хартвигом, Коханом и Шлёманом при изучении установления стационарного состояния в ЖИГ /136/. Более подробное исследование проведено Ле-Галем, Лемайром и Сеге /137/. Авторами работы /137/ было предложено следующее качественное объяснение. Считалось, что выключающаяся часть релаксации обусловлена трехмагнонным процессом: при столкновении параметрического магнона ($\bar{k}_1$) с тепловым ($\bar{k}_2$) возникает третий магнон $\bar{k}_3 = \bar{k}_1 + \bar{k}_2$. Величина релаксации определяется плотностями магнонов n_{k_2} и n_{k_3} . При малом превышении над порогом величины n_{k_2} , n_{k_3} равны своим тепловым значениям. При таком процессе с параметрическими волнами может взаимодействовать лишь небольшая часть тепловых волн, определяемая законами сохранения энергии и импульса. С ростом n_{k_1} величины n_{k_2} и n_{k_3} меняются таким образом, что релаксация уменьшается. Количественная теория этого явления была дана Львовым /138/, она прекрасно согласуется с экспериментом /137/.

В нашем случае заметный вклад в затухание также дает 3-х магнанный процесс. При этом в силу особенностей спектра легкоплоскостного антиферромагнетика такой процесс может идти только с участием магнона второй ветви

$$\nu_{1k_1} + \nu_{1k_2} = \nu_{2k_3}; \quad \vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 \quad 4.36$$

В соответствии с законом сохранения энергии и импульса в этом процессе участвует небольшая группа тепловых спиновых волн, принадлежащих 2-ой ветви спектра. Поэтому на первый взгляд кажется, что появление отрицательного нелинейного затухания может быть объяснено так же как и для ферритов. Однако, как это следует из работы Львова и Широкова /139/ такой механизм не дает даже качественного согласия с экспериментом. Согласно расчетам /139/ жесткость должна возрастать с увеличением поля H — пропорционально H^2 . На эксперименте же наблюдается иная картина: с увеличением поля "жесткость" уменьшается.

2. Ожогиным и Якубовским, которые также исследовали эффект "жесткости" в $MnCO_3$, было предложено другое объяснение /140/. Воспроизведем их рассуждения. В АФМЦ, благодаря слабому влиянию поля магнонов, связь с накачкой практически одинакова для всех пар потенциально нестабильных магнонов. Волновые векторы $\vec{k}$ последних заполняют в k -пространстве некоторый слой малой толщины около изоэнергетической поверхности S_D , описываемый уравнением $\nu_{1k} = \frac{\nu_D}{2}$. Среди каналов магнон-магнонной релаксации

имеется один, в котором вместе с "пробным" магномом ν_{1k} с поверхности S_ν исчезает его "напарник" ν_{1-k} , а рождается пара $\nu_{1k'} + \nu_{1-k'}$ с k' также на S_ν . Эти процессы описываются той же частью полного гамильтониана, которая дает "перенормировку накачки" /10/. Их вклад $\Delta \nu_{1k}^6$ в $\Delta \nu_k$ исчезает при равномерном распределении чисел заполнения n_k по S_ν . "Мягкое" (по одной) возбуждение магнонных пар на S_ν задерживается из-за этого канала релаксации. Рост h при постоянном H приводит лишь к "нагреву" S_ν до тех пор, пока скачком (так как при этом исчезает $\Delta \nu_{1k}^6$) не возбуждятся все магны этой поверхности. Подобные же рассуждения можно привести для качественного объяснения "жесткого" гашения магнонных пар. Следует учитывать только, что в этом случае при $h_{c1} < h < h_{c2}$ рассматриваемые четырехмагнонные процессы поддерживают амплитуду "пробного" магнона и его "напарника" за счет накачки от всех пар поверхности S_ν . Предлагаемый механизм естественно приводит к зависимости ширины гистерезиса по h от H , так как относительная величина вклада парного четырехмагнонного взаимодействия в частоту релаксации $\Delta \nu_{1k}^6$ зависит от площади поверхности S_ν , однако не объясняет зависимости эффекта жесткости от температуры.

3. Возможно, что наблюдаемое поведение релаксации связано с рассеянием магнов на магнитных примесных ионах. Это предположение согласуется с тем фактом, что $\Delta \nu_{1k}^6$ растет с понижением температуры. Кроме того именно на зависимости $\Delta \nu_{1k}^6(H)$ наблюдается аномалия в поле H_3 , которая, вероятнее всего, определяется примесями в кристалле. Но, конечно,

странным является то обстоятельство, что "жесткость" практически одинакова для двух разных веществ, полученных разными методами.

4. В связи с вопросом о природе "жесткого возбуждения" нам кажется очень интересной работа Цукерника и Янкелевича /161/. Они проанализировали условия, при которых система параметрически возбужденных магнонов приходит в стационарное состояние. Рассмотрена упрощенная модель: одноосный ферродиэлектрик, в котором диссипация спиновых волн определяется только четырех магнонными процессами. Один из выводов этой работы следующий: магнонная система, находящаяся в стационарном состоянии не поглощает энергии поля накачки, т.е. рассматриваемый процесс релаксации исключается.

§ 4.4. Определение затухания спиновых волн по пороговым полям параметрических процессов

Одной из важных проблем в изучении магнитных свойств антиферромагнетиков является определение природы релаксации спиновых волн. Теоретически исследованы различные виды взаимодействий: трехмагнонные и четырехмагнонные, а также взаимодействия с участием фононов, рассеяние на примесях и т.д. Теория позволяет получить для каждого из этих процессов зависимость от температуры, статического магнитного поля, волнового вектора спиновой волны и различных собственных параметров вещества: обменного поля, поля анизотропии и т.д. Таким образом, экспериментальное исследование частоты релаксации представляет большой интерес. Наиболее распространенным методом изучения

затухания являются вычисление величины $\Delta \nu_{k1}$ по значению пороговых полей для различных параметрических процессов, а именно:

1. параметрического возбуждения электронных спиновых волн

$$h_c \sim \Delta \nu_k;$$

2. параметрического возбуждения электронно-ядерных спиновых волн $h^{ne} \sim \sqrt{\Delta \nu_k \Delta \nu_k^{(n)}}$;

3. преждевременного насыщения АФМР.

А. Вычисление частоты релаксации по h_c .

Этот метод является наиболее удобным для определения частоты релаксации электронных спиновых волн $\Delta \nu_k$. Зависимость h_c от $\Delta \nu_k$ была вычислена Ожогиним /36/, а затем Колгановым /120/ и Львовым и Широковым /139/, она описывается следующей формулой:

$$h_c = \frac{\Delta \nu_{1k} \nu_p [(\nu_{20}^2 - \nu_p^2)^2 + \nu_p^2 \Delta \nu_{20}^2]^{\frac{1}{2}}}{\gamma^2 (2H + H_D) \nu_{20}^2} \quad 4.37$$

При $\nu_p \ll \nu_{20}$, (что соответствует условию, при котором производился наш эксперимент) это выражение существенно упрощается и из него исключается неизвестная нам величина $\Delta \nu_{20}$. Таким образом в нашем случае

$$h_c = \frac{\Delta \nu_{1k} \nu_p}{\gamma^2 (2H + H_D)} \quad 4.38$$

Экспериментально проверить эту формулу в настоящее время невозможно, т.к. нет данных относительно $\Delta \nu_{1k}(H, k, T)$,

измеренных другими методами с достаточной точностью. Но есть некоторые косвенные подтверждения. В согласии с (4.38) мы наблюдали параметрическое возбуждение спиновых волн в $MnCO_3$ ($H_0 = 4,4$ кэ) в малых полях $H_{min} = 10$ э, в $GdMnF_3$ ($H_0 = 0$) при той же мощности генератора поглощение наблюдается только в полях больше 1 кэ. Наши эксперименты подтвердили также, что величина h_c определяется проекцией статического поля на базисную плоскость: $H \sin \theta$.

Вопросы, связанные с жестким характером возбуждения в работах [36, 120, 139] не рассматривались, в них получено только одно критическое поле h_c . Экспериментально было обнаружено, что имеются два критических поля h_{c1} и h_{c2} . В дальнейшем мы будем считать, что эти поля связаны с частотой релаксации соотношением (4.38), и характеризуют два состояния системы спиновых волн: до выключения части релаксации Δ_{1k}^b и после выключения Δ_{1k}^b .

По данным нашего эксперимента можно вычислить частоты релаксации $\Delta \nu_{1k}^b$ и $\Delta \nu_{1k}^{st}$. На рис. 53 приведено схематическое изображение импульса, осциллограмма короткого приведена на рис. 52. На схеме обозначены основные, измеряемые на опыте величины, необходимые для расчета. Строго говоря, релаксацию Δ_{1k}^{st} мы должны определять по полю h_{c3} , вычисленному по значению мощности в точке F пересечения продолжения прямой CD и прямой EY . Однако в наших экспериментах поле h_{c3} отличалось от h_{c2} не более, чем на 10%, поэтому в дальнейшем мы будем считать $h_{c3} = h_{c2}$. Релаксационные частоты $\Delta \nu_{1k}^b$ и $\Delta \nu_{1k}^{st}$ вычислялись по значениям h_{c1} и

h_{c2} по формулам

$$\Delta \nu_{1k}^{CT} = h_{c2} \frac{\gamma^2 (2H + H_0)}{\nu_p} \quad 4.39$$

$$\Delta \nu_{1k}^{\theta} = h_{c1} \frac{\gamma^2 (2H + H_0)}{\nu_p} - \Delta \nu_{1k}^{CT} \quad 4.40$$

результаты этих расчетов приведены на рис. 57, 58, 59, 60.

I. Выключающаяся часть релаксации $\Delta \nu_{1k}^{\theta}$.

на рис. 57, 58 приведены зависимости величин от магнитного поля и температуры. Эта часть релаксации характеризует "жесткость", о которой мы говорили в предыдущем параграфе. По данным эксперимента можно оценить величины плотности магнонов n_{k1} и n_{k2} , при которых происходит включение и выключение $\Delta \nu_{1k}^{\theta}$. Для вычисления n_{k1} мы воспользовались формулой (4.33) и экспериментальными величинами h/h_{c1} и τ_1 . Величину n_{kT} мы считали равной тепловой плотности магнонов.

$$n_{kT} = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu_k}{k_B T}\right) - 1} \quad 4.41$$

Результаты расчетов для $MnCO_3$ приведены в табли-

це IV.

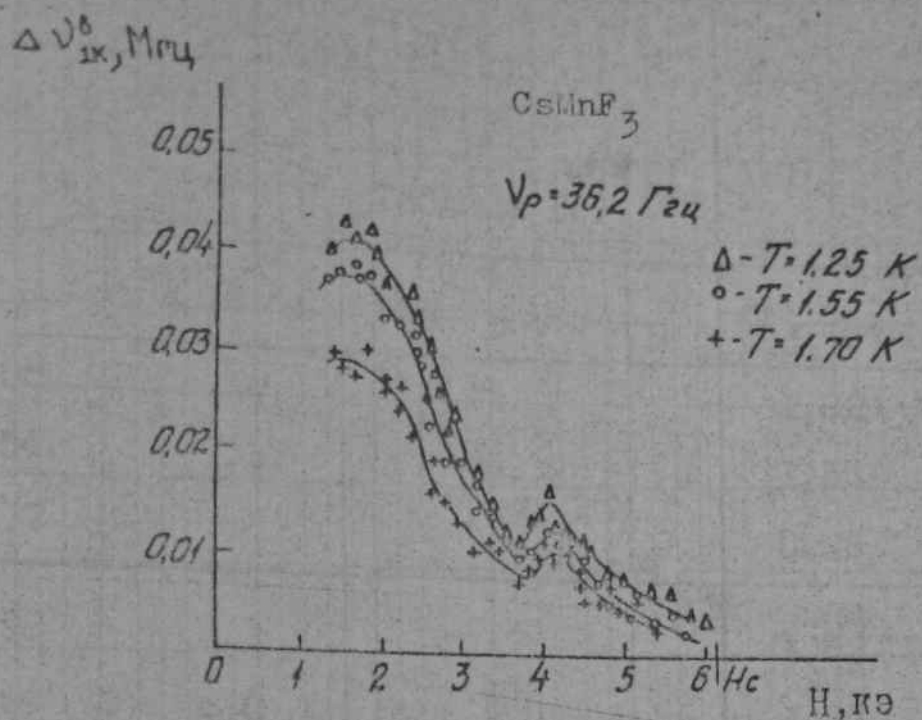


Рис. 57. Зависимость выключающейся части релаксации ΔV_{ik}^B в CsMnF_3 от магнитного поля при различных температурах.

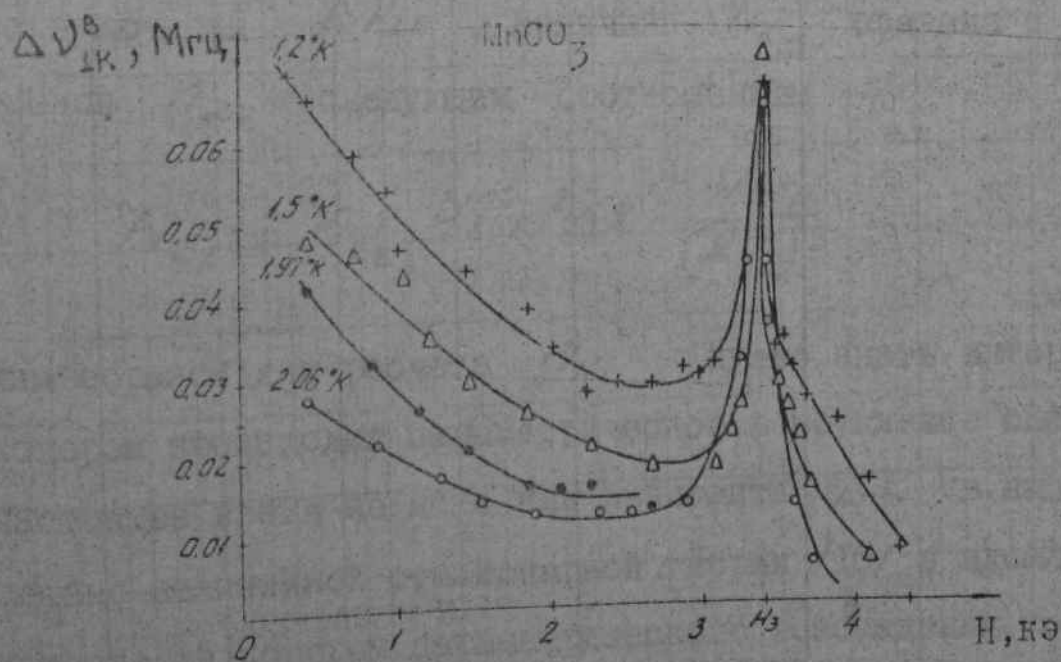


Рис. 58. Зависимость выключающейся части релаксации ΔV_{ik}^B от магнитного поля и температуры в MnCO_3 .

Таблица IV.

T, K	$K \cdot 10^{-5}, cm^{-1}$	H, Kz	n_{KT}	n_{K_2}
1,98	7,37	0,39	1,82	150
1,54			1,35	130
1,2			0,96	100
1,98	6,0	2,0	1,82	-
1,54			1,35	780
1,2			0,96	770

По величине мощности, поглощаемой образцом в момент включения $\Delta \nu_{1K}$ (отрезок DE на рис. 53) можно оценить количество магнов N_{K_2} , при котором начинается процесс включения $\Delta \nu_{1K}$. Величина N_{K_2} связана с плотностью магнов n_{K_2} следующим соотношением

$$N_{K_2} = n_{K_2} \cdot 4\pi K^2 \Delta K \frac{V_{обр}}{(2\pi)^3} \quad 4.42$$

Таким образом для расчета n_{K_2} нужно знать интервал ΔK , в котором происходит параметрическое возбуждение спиновых волн. В настоящее время не ясно как вычислить ΔK в нашем случае. Согласно нелинейной стационарной теории [10] в идеальном монокристалле за порогом параметрического возбуждения устанавливается сингулярное распределение, т.е. $\Delta K \rightarrow 0$. Присутствие примесей существенно изменяет эту картину [14]: при условии, что частота релаксации спиновых волн на примесях $\Delta \nu_{imp}$ много больше собственной частоты релаксации, интервал

$$\Delta K = \frac{\partial K}{\partial \nu_K} \Delta \nu_{imp} \quad 4.43$$

В экспериментальной работе Мелкова /142/, посвященной исследованию запорогового состояния в ЖИГ, было показано, что интервал возбуждения определяется частотой релаксации $\Delta \nu_K$.

$$\Delta K = \frac{1}{2} \frac{\partial K}{\partial \nu_K} \Delta \nu_K \quad 4.44$$

Если считать, что это справедливо и в нашем случае, то мы получим величину $n_{K_2} \approx 10^5$, т.е. плотность магнонов, при которой начинается выключение релаксации $\Delta \nu_{1K}$ на пять порядков превосходит тепловую плотность.

2. Стационарная часть частоты релаксации $\Delta \nu_{1K}^{ст}$.

На рис. 59, 60 приведены результаты расчета частоты релаксации $\Delta \nu_{1K}^{ст}$ в зависимости от величины магнитного поля для различных температур.

Величина релаксации $\Delta \nu_{1K}^{ст}$ вплоть до полей ≈ 4 кэ, линейно зависит от квадрата магнитного поля, т.е. в этом интервале выполняется закон

$$\Delta \nu_{1K}^{ст} = \Delta \nu_{1K}^{ст0} + \beta(T) H^2, \quad 4.45$$

где $\Delta \nu_{1K}^{ст0}$ слабо зависит от температуры образца и равна

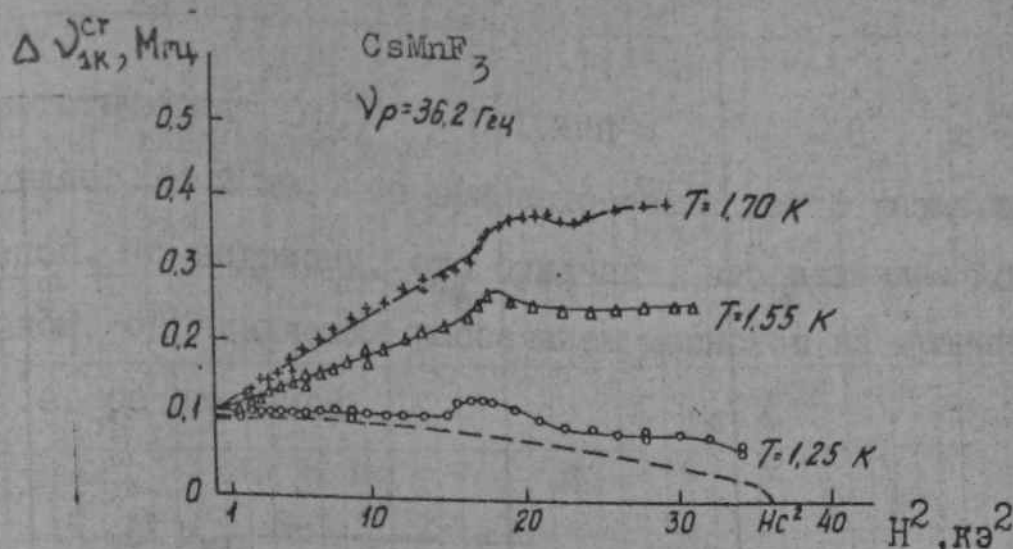


Рис.59. Зависимость стационарной части релаксации $\Delta \nu_{1K}^{\text{ст}}$ от магнитного поля и температуры для CsMnF_3 .

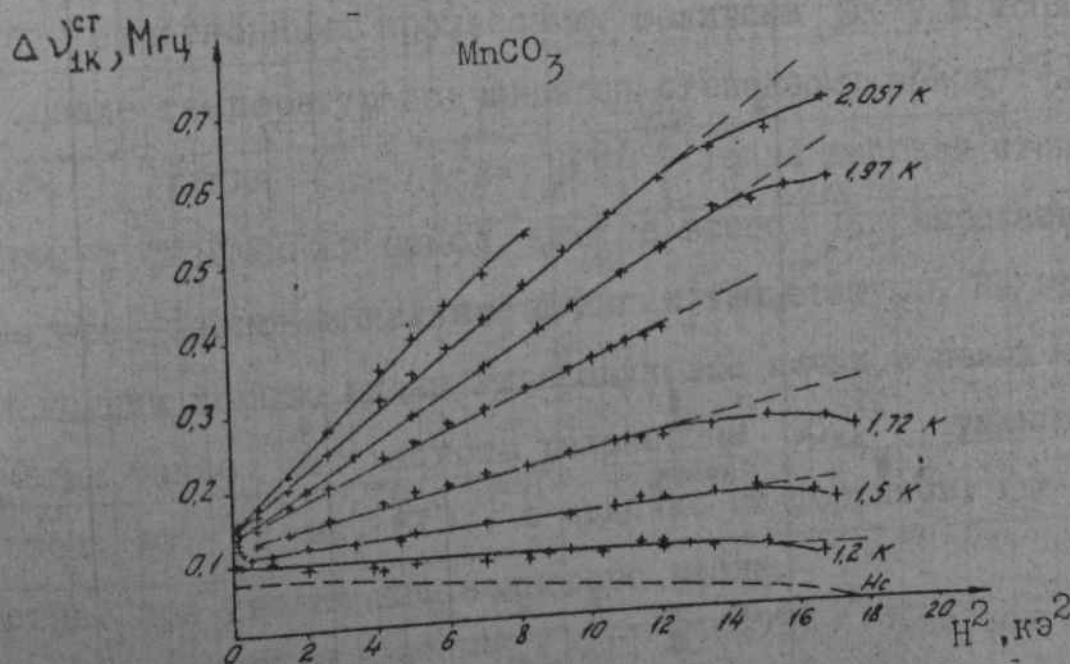


Рис.60. Зависимость стационарной части релаксации $\Delta \nu_{1K}^{\text{ст}}$ от магнитного поля и температуры в MnCO_3 .

соответствующая $\Delta \nu_{1k}^{CT^0} = 0,1$ МГц и $H = 0$, $K \approx 6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ составляет ≈ 2 мм, что примерно совпадает с размерами наших образцов. По-видимому, это означает, что величина $\Delta \nu_{1k}^{CT^0}$ в основном, определяется рассеянием магнонов на границах кристалла, т.е. релаксацией

$$\Delta \nu_{2p} = \frac{d \nu_k}{d K} \frac{1}{L} \quad 4.46$$

где L - линейный размер кристалла. Зависимость $\Delta \nu_{2p}$ для $L = 2$ мм от магнитного поля, связанная с изменением скорости магнонов, приведена на рисунках 59 и 60 пунктирной линией.

Зависящая от температуры часть $\Delta \nu_{1k}^{CT}$, вероятно, обусловлена столкновениями магнонов между собой - трехмагнонными и четырехмагнонными процессами. Величина $\beta(T)$ в исследуемом интервале температур подчиняется степенному закону: для $MnCO_3$ $\beta \sim T^{7,4}$; для $CsMnF_3$ $\beta \sim T^{6,7}$. Такая высокая степень вряд ли имеет физический смысл. Скорее всего β выражается через некоторые экспоненциальные функции температуры. На этой части релаксации хорошо видны гиперзвуковые пики в полях H_1, H_2, H_4 . Отметим также, что частота релаксации $\Delta \nu_{1k}^{CT}$ уменьшается с ростом K (рис. 61), в отличие от ферритов, где $\Delta \nu_k$ возрастает при увеличении волнового числа.

Результаты для $MnCO_3$ и $CsMnF_3$ не только совпадают качественно, но и близки количественно. Такое совпадение, несмотря на различие кристаллографических структур этих веществ, по-видимому, указывает на общий характер природы релаксации электронных спиновых волн.

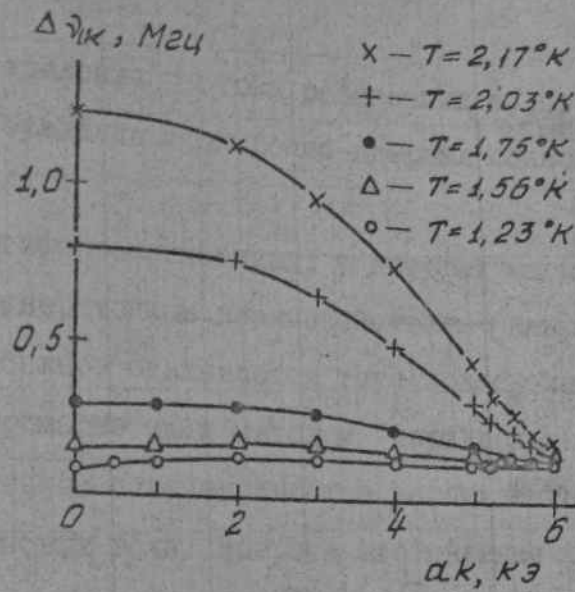


Рис.61. Зависимость частоты релаксации спиновых волн от волнового вектора.

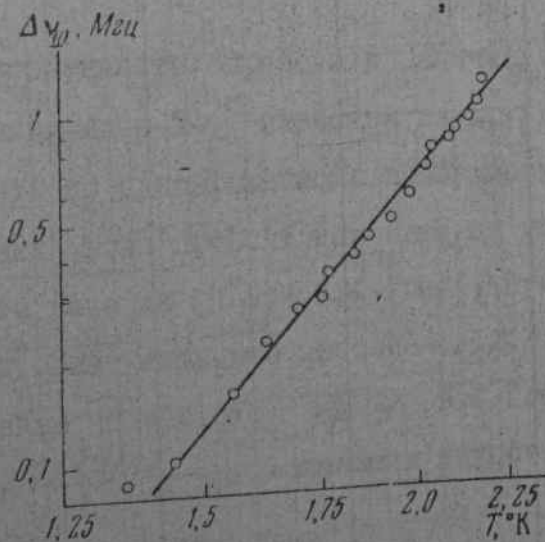


Рис.62. Зависимость релаксации $\Delta \nu_0$ ($k=0$) от температуры (логарифмический масштаб) в MnCO_3 , $\nu_k = 18 \text{ Гц}$.

3. Определение частоты релаксации по пороговому полю возбуждения электронно-ядерных спиновых волн

В антиферромагнетиках, у которых магнитные ионы обладают сильным сверхтонким взаимодействием (например, Mn^{++}) система ядерных спинов оказывается тоже коллективизированной. В таких антиферромагнетиках методом "параллельной накачки" возможно одновременное параметрическое возбуждение электронных и ядерных спиновых волн. Впервые это явление было обнаружено Хиндерксом и Ричардсом на $RbMnF_3$ /143/. В работах /144 - 148/ дана теория этого процесса. Пороговое поле возбуждения электронно-ядерной пары

$$h_c^{ne} = 2 \frac{(\Delta \nu_{ik} \Delta \nu_k^n)^{\frac{1}{2}}}{\gamma} \left(\frac{\nu_{ik} \nu_k^n}{\gamma^2 H_\Delta^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\nu_k^2}{\gamma H \nu_0^n} \quad 4.47$$

Это дает возможность определить величину $\Delta \nu_{ik}$, если частота релаксации ядер $\Delta \nu_k^n$ известна из других экспериментов.

Эксперименты по одновременному возбуждению электронных и ядерных спиновых волн проводились нами на монокристаллах при частоте накачки $\nu_p = 9,4$ ГГц (при $\nu_p = 36$ ГГц нам не удалось обнаружить это явление) /124/. Аналогичные эксперименты также на частоте $\nu_p \approx 9,4$ ГГц были проведены Сиви /116/ в $CsMF_3$ и Ожогиным и Якубовским /147, 148/ в $MnCO_3$.

Прежде всего, мы не обнаружили признаков "жесткого" возбуждения, хотя наличие выключающей части релаксации для электронных спиновых волн должно, казалось бы, привести к та-

кому эффекту, это означает, что либо электронные спиновые волны с частотой $\nu_k = \nu_p - \nu^n \approx 9$ ГГц, возбуждаемые одновременно с ядерными уже не имеют выключающейся части релаксации, либо запороговая восприимчивость настолько мала, что наличие выключающейся части релаксации не приводит к появлению скачка в поглощении.

Таким образом возбуждение электронно-ядерных спиновых волн характеризуется одним пороговым полем H_c^{ne} . На рис. 63 представлены результаты наших экспериментов проведенных на C_5MnF_3 .

При возбуждении пары электронных и ядерных спиновых волн частоты и волновые векторы связаны следующими соотношениями

$$\begin{aligned}\nu_p &= \nu_k - \nu_k^n(T, H) \\ \bar{k} &= \bar{k}^n\end{aligned}\tag{4.48}$$

ν_k^n - частота возбуждаемой ядерной ветви, определяемая формулой /74/ :

$$\nu_k^n(T, H) = \nu_0^n \left(1 - \frac{\delta^2 H \Delta^2}{\nu_k^2} \right)^{\frac{1}{2}}\tag{4.49}$$

В C_5MnF_3 $\nu_0^n = 666$ МГц /41/.

Из результатов, приведенных на рис. 63 следует, что:

1. поглощение возникающее в образце происходит вплоть до полей H_c^{ne} соответствующих возбуждению спиновых волн с $K = 0$.

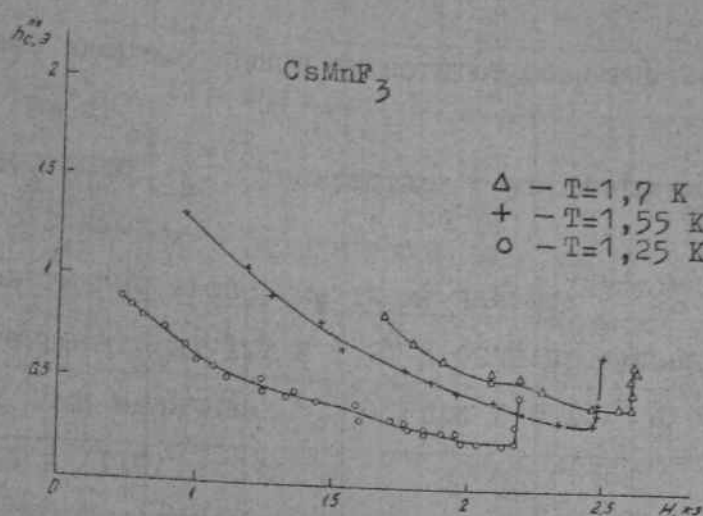


Рис.63. Зависимость критического поля h_c^{ne} от статического магнитного поля при различных температурах; $\nu_p = 9.3 \text{ ГГц}$.

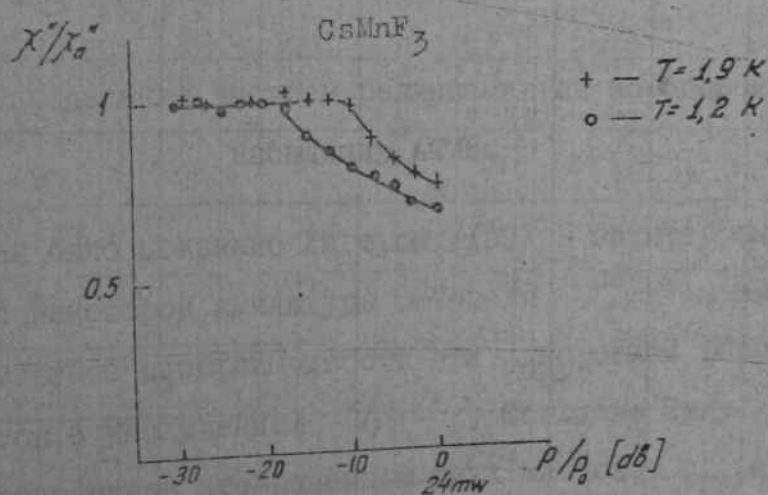


Рис.64. Зависимость минимой части динамической восприимчивости при АФМР от уровня СВЧ-мощности.

2. в системе ядерных спинов существуют спиновые волны вплоть до $3,5 \cdot 10^5$ см⁻¹,

3. пороговое поле h_c^{ne} возрастает с увеличением температуры и волнового вектора.

Аналогичные эксперименты на частоте $\nu_p = 9,35$ Гц при двух температурах 1,7 и 4,2° К были проделаны Сиви /116/. Полученная нами величина h_c^{ne} при $T = 1,7^\circ$ К близка к приведенной в /116/.

Для $CaMnF_3$ величина релаксации ядерных спиновых волн $\Delta \nu^n$ может быть рассчитана по данным работы /146/, где изучалось параметрическое возбуждение пары ядерных спиновых волн. Если воспользоваться этим значением $\Delta \nu^n$, то вычисленная величина релаксации электронных спиновых волн в 6 раз превышает $\Delta \nu_{1k}$, определенное по пороговому полю возбуждения электронных спиновых волн. Аналогичная картина наблюдается и для $MnCO_3$ /147, 149/.

4. Определение частоты релаксации по пороговому полю насыщения АФМР.

Как было показано Хигером /150/ в антиферромагнетике начиная с некоторой амплитуды СВЧ-поля K_c^s мнимая часть высокочастотной восприимчивости при однородном резонансе уменьшается с увеличением h . Согласно Сулу /151/ этот процесс обусловлен превращением двух магнонов с $K = 0$ в пару вырожденных с ними магнонов с волновыми векторами $\bar{K}$ и $-\bar{K}$. Пороговое поле h_c^s этого процесса определяется частотами релаксации однородной процессии и вырожденных спиновых волн -

$\Delta \nu_{10}$ и $\Delta \nu_{1K}$ соответственно.

$$h_c^S = 4 \frac{\Delta \nu_{10}}{f} \left(\frac{\Delta \nu_{1K}}{\nu_K} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 4.50$$

Давления преждевременного насыщения резонанса наблюдались нами на $MnCO_3$ ($\nu_p = 9,4$ ГГц) /152/ и C_5MnF_3 ($\nu_p = 36$ ГГц) /124/. На рис. 64 представлена зависимость мнимой части восприимчивости χ'' от мощности для C_5MnF_3 . Из приведенных экспериментальных данных следует, что пороговое поле увеличивается с ростом температуры:

$$h_c^S(1,2^\circ K) = 0,1 \text{ э} ; \quad h_c^S(1,9^\circ K) = 0,3 \text{ э} \quad 4.51$$

В более ранних работах по преждевременному насыщению АФМР /150, 152/ значения h_c^S в области гелиевых температур не зависели от T . Причиной этого, на наш взгляд, мог являться перегрев образца. Эффект "жесткости" в этих экспериментах также не проявляется, что связано с тем, что рождаются магноты с малыми K , соответствующими области вырождения, а как следует из рис. 61 величина $\Delta \nu_{1K}$ уменьшается при $K \rightarrow 0$.

Произведем оценку частоты релаксации для C_5MnF_3 /124/ по величине h_c^S , для чего воспользуемся формулой (4.50). К сожалению, в настоящее время не вполне ясно как определить величину $\Delta \nu_{10}$ входящую в выражение для h_c^S .

Если величину $\Delta \nu_{10}$ рассчитать по ширине линии АФМР ($\Delta H_{min} = 30$ э), то мы получим $\Delta \nu_{1K}(T = 1,2K) = 10$ КГц. Эта

величина на порядок меньше, чем полученная в экспериментах по параметрическому возбуждению спиновых волн. Как мы уже отмечали в § 2.6 линия АФМР обычно неоднородно уширена и такая оценка, разумеется, является слишком грубой.

Если сделать предположение, что $\Delta \nu_{10} = \Delta \nu_{1k}$, так как в данном случае рождаются магноны с небольшим k , то мы получим $\nu_{1k} \approx 2$ МГц. Это также почти в 20 раз расходится с величиной $\Delta \nu_{1k}$, определенной по h_c .

Для того, чтобы получить $\Delta \nu_{1k} = 0,1$ МГц следует считать, что $\Delta H = 10$ э, ($\Delta \nu_{10} = 30$ МГц).

Сильное расхождение во временах релаксации, определяемых в из экспериментов с различными пороговыми явлениями может быть связано с тем, что используемые в теории константы являются феноменологическими величинами, которые при разных процессах возбуждения вообще говоря могут быть различными и отличаться от истинного времени жизни тепловых спиновых волн, на одном конкретном примере такого различия мы остановимся в главе VI стр.

§ 4.5. Стационарное затухание электронных спиновых волн $\Delta \nu_{1k}^{ст}$. Сравнение с теорией.

Экспериментальные данные по стационарному затуханию приведены на рис. 59, 60. Частота релаксации $\Delta \nu_{1k}^{ст}$ зависит от температуры и магнитного поля (волнового числа). Это свидетельствует о том, что собственные механизмы релаксации 3^x и 4^x магнонные или взаимодействие магнонов с фононами

играют заметную роль. Для того, чтобы определить какие процессы являются определяющими, необходимо воспользоваться теорией, описывающей релаксацию спиновых волн в антиферромагнетиках. В настоящее время имеется около десятка теоретических работ, посвященных этой проблеме библиографию см. в /153/, однако ясности в этом вопросе еще нет. Результаты различных авторов существенно расходятся. Мы остановимся на результатах последних работ /154-159, 139/ в которых рассчитана частота релаксации для антиферромагнетиков с анизотропией типа "легкая плоскость".

А. Трехмагнонный процесс релаксации.

В АФМ ЛШ параметрический магнон может взаимодействовать с тепловым магноном в результате чего должен родиться магнон, принадлежащий квазиантиферромагнитной ветви (см. 4.37). Это единственный 3^X магнонный процесс, разрешенный данным видом спектра. Частота релаксации однородной прецессии $\Delta \nu_{10}$ определяемая таким процессом была рассчитана Ожогиным /154/. Для случая $K \neq 0$ вычисления были проделаны Соболевым /156/. Львов и Широков /139, 159/ учли дипольное взаимодействие. Это привело к появлению анизотропии частоты релаксации $\Delta \nu_{1K}^{(3)}$, которая в интересующем нас случае составляет приблизительно 10%.

В предельном случае $K \rightarrow 0$ формулы всех трех работ совпадают. При малых K , согласно /156/ величина $\Delta \nu_{1K}^{(3)}$ пропорциональна H^2 . Результаты проведенных нами расчетов на ЭМ "Наири" для $MnCO_3$ по формулам работы /156/ приведены на

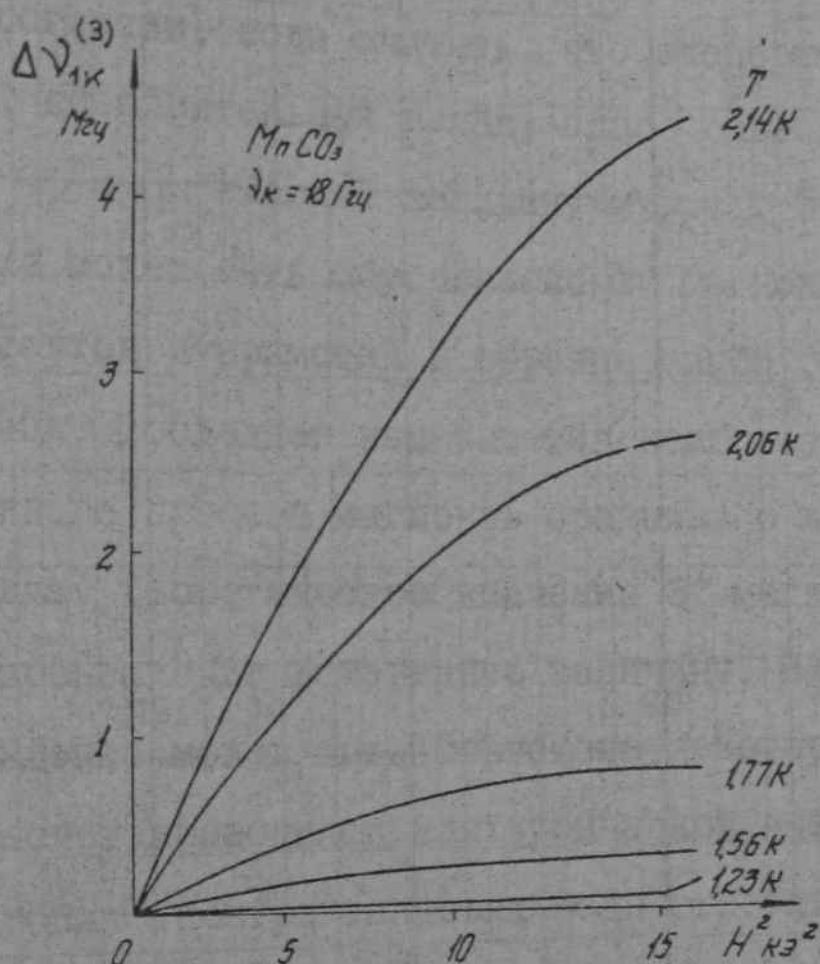


Рис.65. Зависимость трехмагنونного затухания в $MnCO_3$ от величины статического поля и температуры. Расчет произведен по формулам работы /156/.

рис. 65.

Сравнивая рис. 60 и рис. 65 можно сделать следующее заключение. Результаты теории и эксперимента находятся в качественном согласии, если считать, что экспериментальные данные содержат дополнительный вклад, слабо зависящий от T и H и при $H = 0$ имеющий величину $\Delta_{1k}^{ST^0}$. Это дополнительное затухание может быть обусловлено 4^X магнонными процессами, наличием дефектов и примесей в образце, либо ограниченными размерами образца. Последнее нам кажется наиболее вероятным, т.е. длина свободного пробега магнонов сравнима с линейными размерами кристалла. Теоретическое значение 3^X магнонного затухания в 4,5 раза превосходит измеренную величину. На наш взгляд такое расхождение может быть объяснено некоторыми упрощениями в теории: расчет проводился для кубической ячейки, не учитывалась анизотропия спектра спиновых волн относительно направления волнового вектора. В формулу для затухания параметр решетки d и обменная константа $\mathcal{A}$ входят в высоких степенях, поэтому даже небольшая вариация этих величин может существенно образом изменить количественный результат.

Авторы работы /159/ проанализировали возможность другой интерпретации экспериментальных результатов. Они исследовали вопрос о влиянии случайных магнитных неоднородностей (примесей, дефектов) на порог возбуждения и поведение ПСВ за порогом и пришли к следующему выводу. Если примесей так много, что затухание спиновых волн на них $\Delta \nu_{imp}$ становится сравнимым с собственным затуханием, то величина порогового поля

$$h_c \sim \sqrt{\Delta \nu_k (\Delta \nu_k + \Delta \nu_{imp})}$$

4.52

(в совершенном антиферромагнетике $h_c \sim \Delta \nu_k$). В этом случае из порогового поля мы не можем рассчитать $\Delta \nu_k$, а только комбинацию $\Delta \nu_k (\Delta \nu_k + \Delta \nu_{imp})$. Согласие между теоретическими и экспериментальными данными можно получить, подобрав $\Delta \nu_{imp}$. Естественно, что при этом все равно надо ввести какой-то дополнительный процесс релаксации, дающий адитивный вклад в затухание в малых полях, т.к. $\Delta \nu_k^{(3)}(H=0) = 0$. Сравнение наших данных для $MnCO_3$ с излагаемой теорией было проведено Львовым и Широковым /159/. Результаты представлены на рис. 66. Сравнение проводилось при достаточно больших полях H , где по мнению авторов можно считать, что затухание $\Delta \nu_k^{(3)}$, определяется в основном 3^X магنونным процессом. Экспериментальные и теоретические величины совпадают, если принять, что

$$\frac{\Delta \nu_{imp}}{\nu_k} (H = 2,5 \text{ кэ}) = 3 \cdot 10^{-5},$$

$$\frac{\Delta \nu_{imp}}{\nu_k} (H = 3,3 \text{ кэ}) = 4 \cdot 10^{-5},$$

$$\frac{\Delta \nu_{imp}}{\nu_k} (H = 4 \text{ кэ}) = 6,5 \cdot 10^{-5}$$

4.53

для расчета концентрации дефектов C , приводящей к такой величине $\Delta \nu_{imp}$, мы воспользовались результатами работы Барьяхтара и Саниной /160/. Оказалось, что величина C должна быть порядка нескольких единиц. Таким образом, изложенная выше ситуация, по-видимому, не осуществляется.

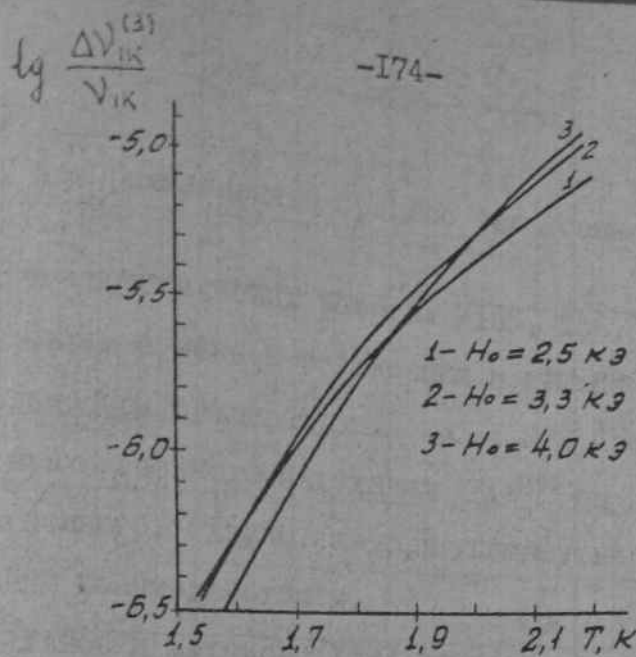


Рис. 66^а. Температурная зависимость трехмагнонного затухания в MnCO_3 /159/.

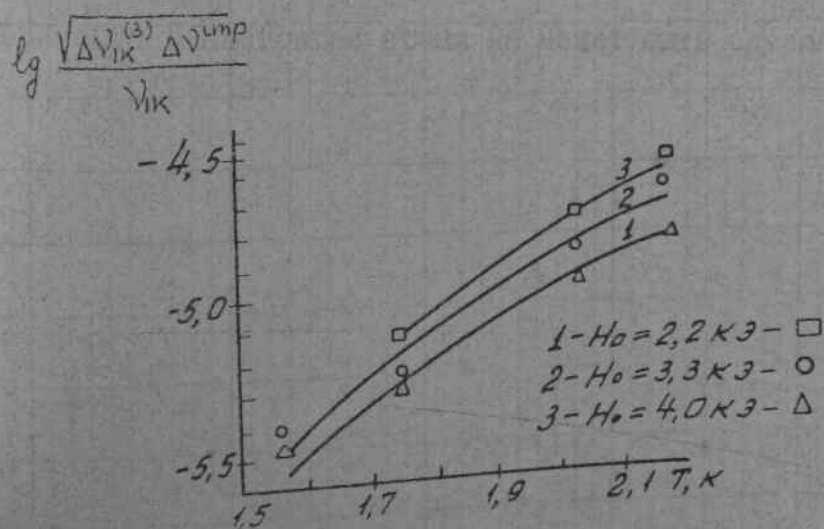


Рис. 66^б. Температурная зависимость затухания спиновых волн с учетом магнитных неоднородностей. Кривые 1, 2, 3 - теоретические зависимости со значениями $\Delta V_{\text{шп}}^{(3)} (1.53)$; точки - экспериментальные значения.

Б. Четырехмагنونный процесс релаксации.

В теоретических работах /155, 156, 157/ показано, что роль четырехмагنونной релаксации в АФМ ЛП становится существенной только при температурах $< 1 \text{ К}$. При $T = 1,2 \text{ К}$ величина четырехмагنونного затухания $\Delta \nu^{(4)}$ на два порядка меньше трехмагنونного. Однако, авторы упомянутых работ пренебрегали дипольным взаимодействием.

Львов и Широков /139/ показали, что учет дипольного взаимодействия приводит к сильному возрастанию четырехмагنونного затухания. Произведенная ими оценка для $K = 0$ показывает, что в случае $MnCO_3$ в интервале температур $1,2 \div 1,5 \text{ К}$ величины $\Delta_{1K}^{(4)}$ и $\Delta \nu_{1K}^{(3)}$ становятся сравнимы. Расчеты $\Delta \nu^{(4)}$ для $K \neq 0$ пока не произведены, поэтому сравнение с данными эксперимента в настоящее время не может быть сделано.

ГЛАВА V. НАБЛЮДЕНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН.

Идея эксперимента заключалась в следующем: на конце протяженного антиферромагнитного образца возбудить спиновые волны и проследить как они распространяются вдоль него.

Проведем оценки для электронных спиновых волн с частотой $\nu_k = 10$ ГГц и $k \approx 10^5$ см⁻¹. Скорость спиновых волн может быть получена из закона дисперсии:

$$u = 2\pi \frac{\partial \nu_k}{\partial k} = 2\pi \frac{\gamma^2}{\nu_k} k \approx 10^5 \text{ см/сек} \quad 5.1$$

Время жизни спиновой волны τ_m можно вычислить из затухания, измеренного по порогу параметрического возбуждения

$$\tau_m = \frac{1}{2\pi \Delta \nu_{1k}^{cr}} \approx 10^{-6} \text{ сек} \quad 5.2$$

(при $T = 1,2$ К)

Таким образом за время жизни τ_m спиновые волны распространяются на расстояние ≈ 1 мм.

Исходя из этих оценок мы считали возможным поставить эксперимент по наблюдению распространения элементарных спиновых волн. Эксперимент мы считали интересным по следующим соображениям

1. он позволяет наглядно подтвердить правильность наших представлений о спиновых волнах как о распространяющихся возбуждениях спиновой системы.

2. Можно измерить время жизни и следовательно частоту релаксации спиновых волн способом, не связанным с измерением пороговых полей параметрических процессов.

3. Так как в этих экспериментах мы использовали эффект жесткого возбуждения, то мы надеялись получить дополнительные сведения об этом явлении.

В методическом отношении задача состояла из трех частей:

1. Возбуждение коротковолновых спиновых волн на одном конце образца.

2. Их прием на другом конце образца.

3. Обеспечение развязки каналов приема и возбуждения по электромагнитному полю, гарантирующее связь только через спиновые волны.

Первая часть в настоящее время легко осуществляется с помощью параметрического возбуждения. Что касается второй части, то прямой метод регистрации спиновых волн по переизлучению ими СВЧ связан с определенными трудностями, поскольку магнаны с волновым вектором $K \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$ практически не взаимодействуют с электромагнитным полем. Примененный нами метод регистрации основан на эффекте жесткого возбуждения электронных спиновых волн в антиферромагнетиках. Это явление было подробно описано в соответствующем разделе. Там же было указано, что по всей видимости этот эффект является следствием скачкообразного уменьшения скорости релаксации e - магнонов при определенной амплитуде спиновых волн n_{k1} .

Таким образом, по смещению "скола" на импульсе можно судить об изменении числа e - магнонов в исследуемой части образца относительно теплового уровня или, другими словами, регистрировать их появление в этой части извне.

В соответствии с вышеизложенным, эксперименты по изучению распространения электронных спиновых волн проводились на установке, состоящей из двух СВЧ спектрометров.

Один из спектрометров служит для возбуждения электронных спиновых волн посредством $p \rightarrow n + e$ процесса. Для этой цели использовалась установка 3-сантиметрового диапазона, применявшаяся ранее при изучении параметрического возбуждения электронно-ядерных спиновых волн и уже описанная в главе IV. Единственное отличие заключалось в конструкции резонаторной ячейки. Второй спектрометр служит для регистрации распространившихся по образцу электронных спиновых волн. Он представляет собой установку для наблюдения параметрического возбуждения электронных спиновых волн - $p \rightarrow e + e$ процесса в 1,5-сантиметровом диапазоне и полностью аналогичен описанному в главе II спектрометру 8-миллиметрового диапазона.

Соотношение между рабочими частотами этих спектрометров определяется частотой распространяющихся спиновых волн ν_k и будет обосновано при описании эксперимента. СВЧ генераторы обоих спектрометров генерировали прямоугольные СВЧ импульсы, синхронизованные между собой. Длительности импульсов и их относительное положение во времени могли произвольно изменяться. Резонаторные ячейки этих спектрометров представляли

собой высокодобротные цилиндрические объемные резонаторы, выточенные из бескислородной меди (рис. 67). Резонаторы имели общее дно толщиной 2,5 мм, в котором было просверлено отверстие диаметром 2 мм. В отверстие клеивался клеем БФ-4 монокристаллический образец цилиндрической формы, длиной 6 мм и диаметром 2 мм. Таким образом, что он выступал одинаково в оба резонатора. Образец был выточен таким образом, что главная ось симметрии совпадала с осью цилиндра. Резонаторы были расположены относительно друг друга так, что образец находился в каждом из них в пучности магнитного СВЧ поля колебания H_{011} , и эти поля были параллельны внешнему статическому полю и лежали в базисной плоскости кристалла. Каждый резонатор мог в процессе эксперимента подстраиваться с помощью медного штыря, вводимого в резонатор по оси с помощью микрометрической подачи. Диапазон перестройки составлял ≈ 100 МГц.

Эксперименты проводились при температуре $1,2^{\circ}$ К. Исследования проводились только на CsMgF_3 , так как, к сожалению, в нашем распоряжении не было образцов MgCO_3 достаточных размеров.

Первоначально, при планировании эксперимента, мы считали, что отрицательная нелинейная релаксация спиновых волн с частотой ν_{1k} , приводящая к жесткому возбуждению, является функцией числа спиновых волн, имеющих достаточно близкую к ν_{1k} частоту.

Отсюда следовало, что для регистрации распространяю-

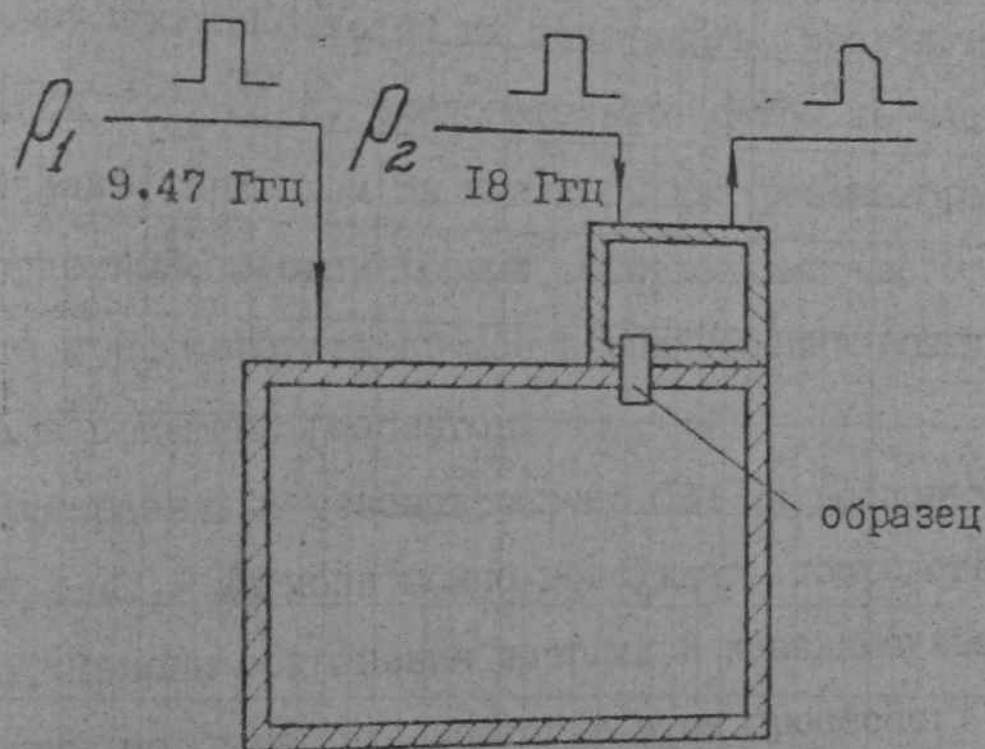


Рис. 67. Схематическое изображение резонаторных ячеек спектрометров для наблюдения распространения спиновых волн.

шихся спиновых волн с частотой ν_{1k} мы должны были в приемном резонаторе возбуждать e - магны с частотой накачки

$$\nu_p = 2\nu_{1k} \quad 5.3$$

Что касается возбуждения распространяющихся спиновых волн, то наиболее просто было бы их возбуждать, посредством того же процесса $p \rightarrow e + e$ и, следовательно, с той же частотой накачки. Однако, при этом мы имели бы два резонатора, возбуждающий и приемный, с одинаковыми собственными частотами и было бы трудно предотвратить прямое проникновение возбуждающего импульса в приемный резонатор.

Для развязки резонаторов по СВЧ мы воспользовались тем, что e - магны можно возбуждать посредством $p \rightarrow n + e$ процесса. Законы сохранения энергии и квазиимпульса приводят к следующим условиям для частот в этом процессе:

$$\nu_p = \nu_{1k} + \nu_k^{(n)} \quad \bar{k} = \bar{k}^{(n)} \quad 5.4$$

где частота ядерных спиновых волн $\nu_k^{(n)}$ определяется формулой 4.49. Из (5.9) и (5.4) видно, что при этом собственные частоты резонаторов отличаются почти в два раза.

На возбуждающий резонатор подавался прямоугольный СВЧ импульс P_1 , частота $\nu_{p1} = 9,47$ ГГц и в нем в соответствии с (5.4) генерировались e - магны с частотой $\nu_{1k} = 9,0$ ГГц. Максимальная достижимая в экспериментах мощность импульса P_{1max} превышала пороговую мощность

$p \rightarrow n + e$ процесса на $\approx 15 \text{ dB}$. На приемный резонатор через время τ после конца импульса P_1 подавался прямоугольный СВЧ импульс P_2 , частота которого $\nu_{P_2} = 2\nu_{\text{эк}} = 18,0 \text{ ГГц}$, а мощность была близка к пороговой мощности $p \rightarrow e + e$ процесса.

Благодаря большому различию частот, проникновение СВЧ мощности из возбуждающего резонатора в приемный не наблюдалось. Если мощность во втором резонаторе превышала пороговую, то через время τ_1 после начала импульса на импульсе, прошедшем через резонатор, наблюдался скол, соответствующий жесткому возбуждению электронных спиновых волн. В отсутствие сигнала P_2 , время τ_1 для данных H , T и ν_p определяется только превышением мощности над пороговой

$$P_2 / P_c.$$

При включении импульса P_2 мощности превышающей пороговую мощность $p \rightarrow n + e$ процесса, время τ_1 начинало уменьшаться с увеличением мощности P_2 и уменьшением промежутка времени между импульсами τ . Максимальная задержка τ , при которой наблюдалось изменение τ_1 при $P_2 = P_{2\text{max}}$ составляла $\approx 15 \text{ мксек}$.

На рис. 68 приведены в качестве примера осциллограммы импульсов прошедших через резонаторы при различных задержках τ ($\nu_{P_2} = 17,9 \text{ ГГц}$, $H = 1,3 \text{ кэ}$). Результаты описанных экспериментов по-видимому, свидетельствуют о распространении e -магнонов по образцу, приводящему к увеличению числа магнонов n_k в части образца, находящейся

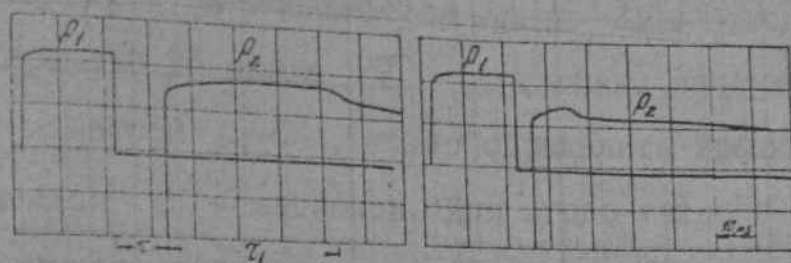


Рис.68. Осциллограммы прошедших через резонатор СВЧ-импульсов при различных задержках τ .

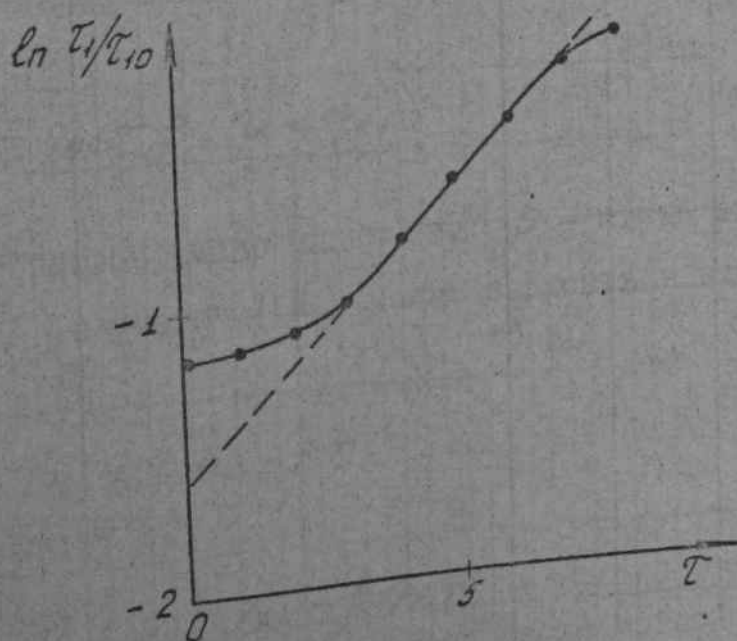


Рис.69. Зависимость времени до скола τ_1 на импульсе P_2 от времени задержки $\tau \cdot \tau_{10} = \tau_1$ ($\tau = \infty$).

в приемной резонаторе. В результате этого понижается пороговая мощность P_c и уменьшается время τ_c . Исходя из зависимости времени до скола τ_c от времени задержки τ при постоянной мощности P_1 , можно определить время жизни распространяющихся e -магнонов. Для этого учтем в формуле (4.33) зависимость скорости релаксации от числа магнонов (отрицательное линейное затухание).

Кинетическое уравнение для числа магнонов n_k в присутствии поля накачки h имеет вид

$$\dot{n}_k = (\rho_k - \gamma_k) n_k \quad 5.5$$

где ρ - инкремент нарастания, а $\gamma_k = \frac{2\pi\Delta V_{1k}}{2}$ - частота релаксации спиновых волн. Зависимость $\gamma_k(n_k)$ учтем в линейном приближении

$$\gamma_k = \gamma_{k0} - \beta(n_k - n_{kt}) \quad 5.6$$

где n_{kt} - тепловое число магнонов, β - малый параметр.

Уравнение (5.5) с учетом (5.6) можно записать в виде

$$\dot{n}_k = \tilde{\rho} n_k - \beta n_k^2 \quad 5.7$$

где

$$\tilde{\rho} = \rho - \gamma_{k0} - \beta n_{kt}$$

Из (5.7) легко получить зависимость числа магнонов от времени на участке "экспоненциального" нарастания от начала импуль-

са до скола

$$n_k = \frac{n_0 e^{\tilde{\rho} t}}{1 - \frac{\beta n_0}{\tilde{\rho}} (e^{\tilde{\rho} t} - 1)} \quad 5.8$$

В случае $\beta = 0$, как и следовало ожидать, выражение (5.8) переходит в (4.33).

Учтем теперь влияние распространяющихся магнонов на зависимость (5.8). В результате прихода распространяющихся магнонов их начальное число в приемном резонаторе во время действия возбуждающего импульса P_1 возрастает:

$$n_0 = n_{kt} + n_p \quad 5.9$$

После окончания импульса P_1 число n_0 определяется выражением:

$$n_0 = n_{kt} + n_p^0 e^{-\frac{t}{T_M}} \quad 5.10$$

где t - время с момента окончания импульса P_1 , T_M - время жизни распространяющихся магнонов.

Из (5.8) и (5.10) можно найти зависимость времени до скола T_1 на импульсе P_2 от задержки между импульсами Σ .

Время T_1 определяется уравнением

$$T_1 = \frac{1}{\tilde{\rho}} \ln \frac{n_{k1} (\tilde{\rho} + \beta n_p)}{n_p (\tilde{\rho} + \beta n_{k1})} \quad 5.11$$

где n_{k1} - число магнонов в момент скола. В (5.11) мы положили $n_p \gg n_{kt}$, что соответствует реальной ситуации при не слишком больших задержках τ .

Решая уравнение (5.11), получим для τ_1 выражение

$$\tau_1 = \frac{1}{\tilde{\rho}} \ln \frac{n_{k1} (\tilde{\rho} + \beta n_p)}{n_p (\tilde{\rho} + \beta n_{k1})} \quad 5.12$$

Для наблюдения зависимости τ_1 от τ в достаточно широком интервале по τ_1 в эксперименте превышение над порогом P_2 / P_c и, следовательно $\tilde{\rho}$ устанавливалось как можно меньше, чтобы в отсутствии возбуждающего импульса

($\tau = \infty$) время τ_1 было как можно больше. Поэтому в 5.12 естественно рассмотреть предельный случай $\tilde{\rho} \ll \beta n_p \ll \beta n_{kt}$

При этом условии выражение (5.12) можно упростить

$$\tau_1 \approx \frac{n_{k1} - n_p}{\beta n_{k1} n_p} \approx \frac{1}{\beta n_p} = \frac{1}{\beta n_p^0} e^{\tau/\tau_0} \quad 5.13$$

Откуда получаем окончательный результат

$$\ln \tau_1 = C + \tau/\tau_0 \quad 5.14$$

Определенная в эксперименте зависимость $\tau_1(\tau)$ в координатах $\ln \tau_1$ и τ приведена на рис. 69.

На рис. 69 видно, что при не слишком малых (не выполняется условие $n_p \ll n_{k1}$) и не слишком больших τ (не выполняется условие $n_p \gg n_{kt}$) зависимость $\ln \tau_1(\tau)$ в соот-

ствии с (5.14) имеет линейный участок. Время жизни распространяющихся магновов τ_m определенное из этой зависимости оказалось равным ≈ 2 мксек. Это значение согласуется с определенным по пороговому полю h_c параметрического возбуждения спиновых волн.

Отметим также, что наше предположение о резкой резонансной частотной зависимости отрицательного нелинейного затухания оказалось ошибочным. В действительности перестройка резонаторов на 100 МГц, не мешала регистрации e - магновов, в то время как $\Delta \nu_{1k} \approx 0,1$ МГц. Результаты этого эксперимента дают дополнительные сведения о "жестком возбуждении", но механизм этого явления по-прежнему остается не ясен.

К результатам проведенных экспериментов по распространению спиновых волн следует относиться как к качественным, позволяющим подтвердить правильность наших основных представлений. Для получения точных количественных данных необходимо иметь более крупные монокристаллы. Безусловно дальнейшее изучение этого явления откроет новые возможности для изучения процессов распространения спиновых волн и их релаксации.

ГЛАВА VI. ИЗУЧЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО СОСТОЯНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН.

Изучение кинетики процесса параметрического возбуждения показало, что через 10 - 20 мксек после "скола" (выключения релаксации $\Delta \nu_{2k}^e$) в системе параметрических спиновых волн (ПСВ) устанавливается стационарное состояние: поглощаемая мощность A , следовательно, и амплитуда ПСВ перестают изменяться во времени.

Обычно для описания свойств системы за порогом параметрического возбуждения пользуются параметром ρ , характеризующим "запороговость"

$$\rho = \frac{P}{P_c} = \frac{h^2}{h_c^2} \quad 6.1$$

В нашем случае следует считать $h_c = h_{c2} \sim \Delta \nu_{2k}^{cr}$. В отличие от ферритов стационарное состояние в антиферромагнетиках является устойчивым: мы не обнаружили никаких колебаний поглощаемой мощности при различных направлениях H вплоть до максимальных превышений над порогом, достигаемых в наших экспериментах $\rho_{max} = 15db$.

Проблема формирования стационарного состояния ПСВ является одной из наиболее интенсивно обсуждаемых в последнее время. Прежде всего речь идет о выяснении механизма ограничения амплитуды ПСВ. В системах с малым числом степеней свободы неустойчивость ограничивается нелинейным затуханием и нелинейной расстройкой частоты. В непрерывной среде дело обстоит иначе. Нелинейная расстройка по частоте вообще не ограничива-

ет параметрический резонанс, так как при любой амплитуде найдутся волны, перенормированные частоты которых удовлетворяют условиям резонанса. Нелинейное затухание в большинстве случаев (например, в ЖИГ, а также в рассматриваемых антиферромагнетиках) оказывается слишком слабым, чтобы объяснить наблюдаемую амплитуду спиновых волн.

Важный шаг в решении этого вопроса был сделан Шлеманом /165/, который обратил внимание на необходимость учета нелинейного взаимодействия ПСВ и высказал мысль, что главный вклад в это взаимодействие вносят процессы, не выводящие волны из параметрического резонанса и удовлетворяющие условию

$$\nu_k + \nu_{-k} = \nu_{k'} + \nu_{-k'} \quad 6.2$$

Захаровым, Львовым и Старобинцем /166/ было показано, что процессы типа (6.2) сохраняют корреляцию фаз внутри каждой параметрически возбужденной пары спиновых волн с противоположно направленными векторами. Таким образом, ПСВ находятся в "спаренном" состоянии. Взаимодействие между парами приводит к самосогласованному изменению суммарной фазы и, таким образом, к ухудшению связи с накачкой и, следовательно, к ограничению амплитуды ПСВ даже при отсутствии нелинейного затухания. Такой фазовый механизм специфичен только для среды с бесконечным числом степеней свободы. Как будет показано он является основным механизмом ограничивающим неустойчивость в нашем случае. Основные выводы нелинейной стационарной теории Захарова, Львова и Старобинца /166, 167/ излагаются в § 6.1. В

§ 6.2 описывается традиционный метод исследования стационарного состояния — измерение нелинейной динамической восприимчивости. Полученные результаты сравниваются с предсказаниями теории.

В § 6.3 подробно излагаются разработанный нами новый метод исследования стационарного состояния — метод переходных процессов, основанный на изучении отклика системы ПСВ на быстрое по сравнению с временем жизни ПСВ изменение параметров накачки. Этот метод позволил, во-первых, подтвердить, что ПСВ находится в спаренном состоянии и фаза пары определенным образом связана с фазой и амплитудой накачки, во-вторых, обнаружить коллективные колебания, в-третьих, определить время, за которое фазовая корреляция нарушается.

§ 6.1. Нелинейная стационарная теория.

Нелинейная теория /166, 167/ параметрического возбуждения волн, позволяющая детально описать явления, возникающие при $h > h_c$ основана на учете взаимодействий типа (6.2). Теория (названная S - теорией) построена для сред, допускающих описание в рамках гамильтонова формализма, и базируется на упрощении гамильтониана (1.14) до вида

$$\mathcal{H} = \sum_k [\omega_k(k) + \sum_{k'} T_{kk'} a_k a_{k'}^*] a_k a_k^* + \frac{1}{2} \sum_k [\tilde{h} \tilde{V}_k + \sum_{k'} S_{kk'} a_{k'} a_{-k}] a_k^* a_{-k}^* + \text{к.с.} \quad 6.3$$

Здесь: $\omega_k(k)$ - закон дисперсии волн, a_k - их комплексные амплитуды, $\tilde{V}_k$ - эффективный коэффициент связи с однородным полем накачки $h_\omega = h \exp(-i\omega_p t)$; коэффициенты $T_{kk'}$ описывают нелинейный сдвиг частоты, коэффициенты $S_{kk'}$ - нелинейное параметрическое взаимодействие волн друг с другом.

Такая диагонализация гамильтониана взаимодействия волн аналогична БКШ - приближению в теории сверхпроводимости. Применение этой теории к описанию запорогового состояния в кубическом ферромагнетике показало, что она правильно описывает основные черты явления. Подробное изложение теории и сравнение с экспериментами, проведенными на ЖИГ содержится в обзоре /10/.

Поведение взаимодействующих спиновых волн за порогом возбуждения в легкоплоскостных антиферромагнетиках было рассмотрено Львовым и Широковым /139, 159/. Ими показано, что за-

дача сводится к уже решенной для ферромагнетиков и, поэтому, основные свойства запорогового состояния будут аналогичными.

При параметрическом возбуждении однородным СВЧ-полем возникают пары спиновых волн с частотой $\nu_k = \frac{\nu_D}{2}$ и волновыми векторами $\vec{k}$ и $-\vec{k}$. Напишем выражение для них с учетом фаз φ_k и φ_{-k}

$$\begin{aligned} \cos(\omega_k t - \vec{k}\vec{z} + \varphi_k) \\ \cos(\omega_k t + \vec{k}\vec{z} + \varphi_{-k}), \end{aligned} \quad 6.4$$

Сумму таких бегущих в противоположные стороны волн можно рассматривать как стоячую волну

$$\cos(\vec{k}\vec{z} + \frac{\Phi_k}{2}) \cos(\omega_k t + \frac{\Psi_k}{2}) \quad 6.5$$

$$\text{Здесь:} \quad \Phi_k = \varphi_k - \varphi_{-k} \quad 6.6$$

- пространственная фаза, характеризующая расположение узлов и пучностей стоячей спиновой волны в пространстве,

$$\Psi_k = \varphi_k + \varphi_{-k} \quad 6.7$$

- временная фаза, которую в дальнейшем мы будем называть "фазой пары".

Мощность, поглощаемая стоячими волнами, определяется следующим образом /10/

$$\Delta P = N_k \hbar \tilde{V}_k \sin(\alpha_p - \psi_k)$$

6.8

где N - среднее число магнонов амплитуда пары, α_p - фаза накачки.

В точке порога выполняется соотношение $\alpha_p - \psi_k = \frac{\pi}{2}$, соответствующее максимальному отбору мощности системой спиновых волн. Поэтому фазы спиновых волн, образующих пару являются определенным образом скоррелированными.

Фазовую корреляцию волн с равными по абсолютной и противоположно направленными векторами по аналогии со сверхпроводимостью можно назвать "спариванием". Однако, в отличие от сверхпроводимости, физической причиной, приводящей к спариванию, служит накачка, выделяющая из первоначального фазового хаоса пары волн, для которых максимален инкремент неустойчивости.

В S - теории показано, что корреляция фаз сохраняется и в нелинейном режиме, так что следует говорить не о взаимодействии отдельных спиновых волн, а о взаимодействии пар.

Остановимся на основных выводах теории, которые могут быть проверены экспериментально.

1. При не слишком большом превышении над порогом ($\rho \lesssim 6 \div 8 \text{ dB}$) реализуется "режим в виде одной монохроматической пары волн", т.е. распределение ПСВ в K - пространстве представляет собой две симметричные относительно нуля точки на изоэнергетической поверхности $\omega_k = \frac{\omega_p}{2}$. Для этого случая уравнения, определяющие амплитуду N_k и фазу пары ψ_k , мож-

но записать в виде:

$$\frac{1}{2} \frac{dN_k}{dt} = N_k [-\gamma_k + h V_k \sin \psi_k] \quad 6.9a$$

$$\frac{1}{2} \frac{d\psi_k}{dt} = \omega_k + 2TN_k - \frac{\omega_p}{2} + h V_k \cos \psi_k + SN \quad 6.9b$$

Здесь γ_k - затухание волны; $\gamma_k = \frac{1}{2\tau_m} = \pi \omega_k$, ω_k - частота ПСВ, S и T - коэффициенты гамильтониана взаимодействия спиновых волн. ($2TN_k$ - нелинейный сдвиг частоты).

2. В стационарном состоянии:

$$\omega_k + 2TN_k - \frac{\omega_p}{2} = 0. \quad 6.10a$$

$$\sin \psi_{ст} = \frac{\delta}{hV} = \frac{h_c}{h} = \frac{1}{\sqrt{\rho}} \quad 6.10b$$

$$N_{ст} = \gamma \frac{\sqrt{(\frac{h}{h_c})^2 - 1}}{S} = \gamma \frac{\sqrt{\rho - 1}}{S} \quad 6.10b$$

Таким образом, фаза пары в стационарном состоянии $\psi_{ст}$ зависит от превышения над порогом. При увеличении h , $\sin \psi_{ст}$ уменьшается согласно (6.10б) и это служит причиной фазовой расстройки системы спиновых волн относительно накачки, что приводит в конечном счете, к ограничению амплитуды ПСВ $N_{ст}$.

3. Одним из выводов S - теории является существование колебаний величины N_k и ψ_k относительно стационарных зна-

чений /168, 169, 170, 171/. В устойчивом состоянии, осуществляемом при условии

$$S(2T+S) > 0$$

6.11

система ПСВ может совершить гармонические колебания, названные "коллективными" колебаниями.

Теория дает следующую зависимость частоты нулевой моды Ω этих колебаний от затухания γ спиновых волн, превышения над порогом ρ и констант гамильтониана взаимодействия S и T .

$$\Omega = 2\gamma \sqrt{\frac{2T+S}{S}(\rho-1)}$$

6.12

Затухание осцилляций то же, что и для спиновых волн: $\gamma_{\text{колл}} = \gamma_k$. Если такие колебания возбуждены, уровень поглощаемой образцом мощности должен колебаться с частотой Ω и, таким образом они могут быть зарегистрированы.

Вне областей устойчивости коллективные колебания могут проявляться в виде вторичной неустойчивости (автоколебания в ЖИГ /7, 172/). Коэффициенты T и S для антиферромагнетика с анизотропией типа легкая плоскость вычислены в работе /153/. Без учета дипольного взаимодействия

$$S_{kk'} = T_{kk'} = S_0 = \frac{\tilde{\gamma}^2 B}{8\omega_k^2} (\omega_{\omega}^2 - \tilde{\gamma}^2 H^2) \quad 6.13$$

$$\tilde{\gamma} = 2\pi\gamma$$

Таким образом, в антиферромагнетике при любых H и ω_k условие (6.11) будет выполнено и автомодуляций наблюдаться не должно.

4. традиционным методом изучения стационарного состояния является измерение нелинейной динамической восприимчивости появляющейся в образце при параметрическом возбуждении спинных волн /173-175/. Эту восприимчивость χ мы будем называть "запороговой". Величина ее может быть определена как коэффициент пропорциональности между переменной на частоте накачки ω_p плотностью ферромагнитного момента m и амплитудой высокочастотного поля

$$m(\omega_p) = \chi h(\omega_p), \quad \chi = \chi' + i\chi'' \quad 6.14$$

Мнимая часть восприимчивости χ'' определяет величину поглощаемой мощности

$$\Delta P = \frac{\omega_p}{2} \chi'' h^2 \quad 6.15$$

и может быть выражена через N_k и ψ_k следующим образом

$$\chi'' = \frac{2}{h} \sum |V_k| N_k \sin(\alpha_p - \psi_k) \quad 6.16a$$

Аналогичное выражение получается и для действительной части восприимчивости

$$\chi' = -\frac{2}{h} \sum |V_k| N_k \cos(\psi_k - \alpha_p) \quad 6.16b$$

Величина запороговой восприимчивости существенно зависит от механизма ограничения амплитуды /7, 10, 175/. В случае фазового механизма

$$\chi' = \frac{2v^2}{|S|} \cdot \frac{h^2 - h_c^2}{h^2}; \quad \chi'' = \frac{2v^2}{|S|} \cdot \frac{h_c \sqrt{h^2 - h_c^2}}{h^2} \quad 6.17$$

Если же преобладает механизм нелинейного затухания, то запороговая восприимчивость качественно ведет себя иначе

$$\chi' = 0; \quad \chi'' = \frac{2v^2}{\gamma} \frac{h - h_c}{h} \quad 6.18$$

Таким образом, по величине действительной части запороговой восприимчивости можно определить, какой из механизмов ограничения амплитуды является наиболее существенным.

§ 6.2. Запороговая динамическая восприимчивость,

А. Метод измерения.

Величина запороговой восприимчивости определялась по изменению резонансной характеристики резонатора с образцом, которое происходит при возбуждении в образце ПСВ. Изменение собственной частоты $\delta\omega = \omega_1 - \omega_0$ - резонатора дает сведения о величине χ' , а измерение добротности - о величине χ'' :

$$\chi' = \frac{2\pi}{\sigma} \frac{\omega_1 - \omega_0}{\omega_0} \quad 6.19$$

$$\chi'' = \frac{2\pi}{\sigma} \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0} \right) = \frac{1}{4\pi\sigma Q_0} \sqrt{\frac{P_0}{P} - 1} \quad 6.20$$

где
$$\sigma = \frac{\int_{\omega_{об}} h^2 dv}{\int_{\omega_{рез}} h^2 dv} \quad 6.21$$

- фактор заполнения по порядку величины равный отношению объема образца $V_{обр}$ к объему резонатора $V_{рез}$; χ^0 - линейная динамическая восприимчивость на частоте ω_p :
 ω_0, Q_0, P_0 - собственная частота, добротность и прошедшая через резонатор мощность, когда нет параметрического возбуждения спиновых волн ($H > H_c$); ω_1, Q_1, P_1 - те же величины при наличии ПСВ в образце.

Для измерений использовался спектрометр, подробно описанный в главе IV.

Поскольку было необходимо с высокой точностью измерять смещение резонансной кривой резонатора по частоте, и ее полуширину, установка была дополнена калибратором частоты. Он был сделан на базе частотомера Ч4-8 следующим образом. Часть СВЧ мощности от основного клистрона поступала на смесительный диод. На тот же диод поступала СВЧ мощность от высокостабильного генератора, который постоянно сравнивался с кварцевым эталоном частоты от частотомера Ч4-8. Этот генератор работал в диапазоне 4 - 6 Гц. Мы работали на его восьмой гармонике. Кроме того, на этот же смесительный диод поступал сигнал от ГСС на частоте $\nu_{гсг} = 0 - 10$ Мгц. Сигнал от смесительного диода поступал на узкополосный усилитель с рабочей частотой 25 Мгц и полосой пропускания 40 Кгц, затем детектировался и подавался на второй луч осциллографа. В результате при свивировании частоты основного клистрона первый луч рисовал на экране осциллографа резонансную кривую резонатора, а второй - узкие метки, отстоящие друг от друга на частоту $\nu_{гсг}$ (0 + 10 Мгц). С их помощью легко

можно было измерять изменение частоты резонатора и его добротности.

Клистрон работал в режиме медленного свипирования частоты. Скорость свипирования частоты клистрона выбралась такой, чтобы время прохождения резонансной кривой τ соответствовало 2 - 5 мсек. При таких и меньших скоростях свипирования результаты измерений не зависели от τ . При больших скоростях свипирования величина χ'' начинала сильно уменьшаться с уменьшением τ , а величина χ' зависела от направления свипирования. Величины P_1 и P_2 замерялись на частоте, соответствующей вершине резонансной кривой резонатора. В интервале СВЧ полей от h_{c1} до h_{c2} величины P_1 и P_0 получались путем обработки осциллограмм, типа изображенной на рис. 52^б.

Ошибки в определении абсолютных значений величин χ' и χ'' составляли 30%, тогда как относительные ошибки в одной серии измерений составляли 10 - 15%.

Б. Результаты и их обсуждение.

Измерялась запороговая восприимчивость в $MnCO_3$ и $CSMnF_3$.

Эксперименты проводились при частоте накачки $\nu_p = 36$ ГГц во всей области статических полей, допускающих параметрическое возбуждение спиновых волн на частоте $\omega_k = \frac{\omega_p}{2}$. Температура изменялась от 1,2 до 2,17 К.

Результаты экспериментов приведены на рис. 70 и 71. Из анализа этих результатов можно сделать следующие выводы

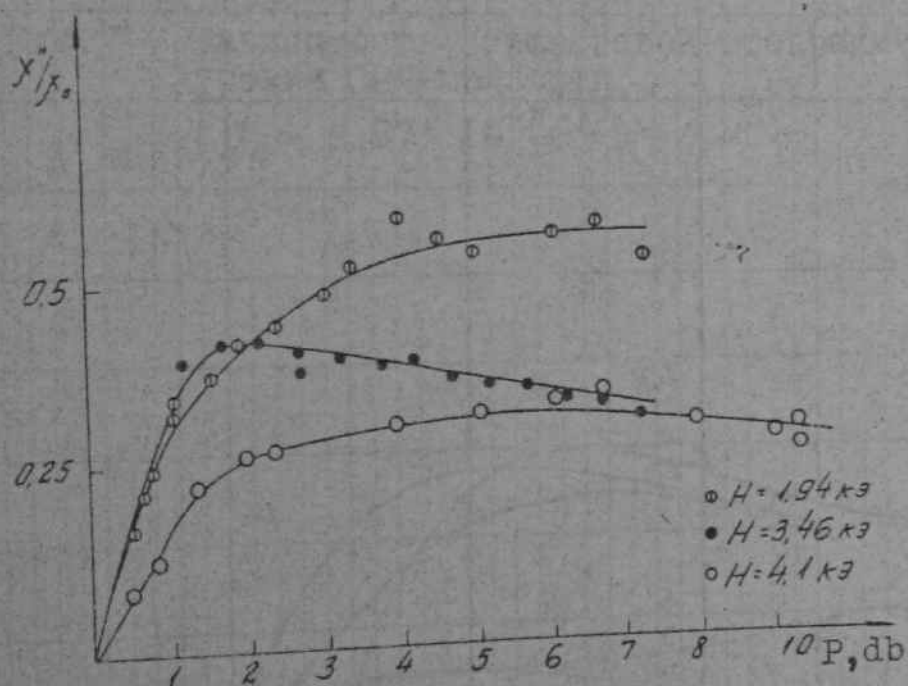
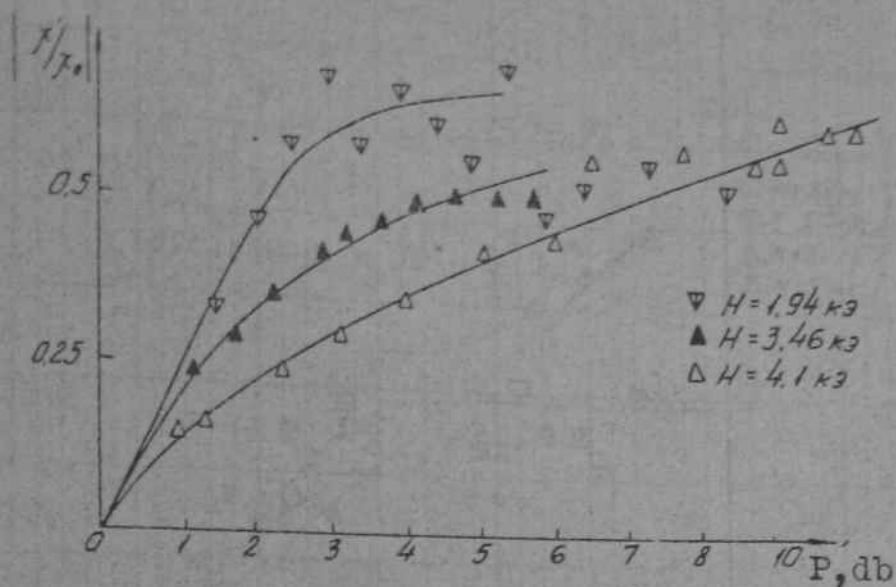


Рис. 70. Зависимость запороговой восприимчивости от
 уровня СВЧ-мощности в MnCO_3
 $(\gamma_0 = 1,24 \cdot 10^{-3} \text{ CGSM/cm})$

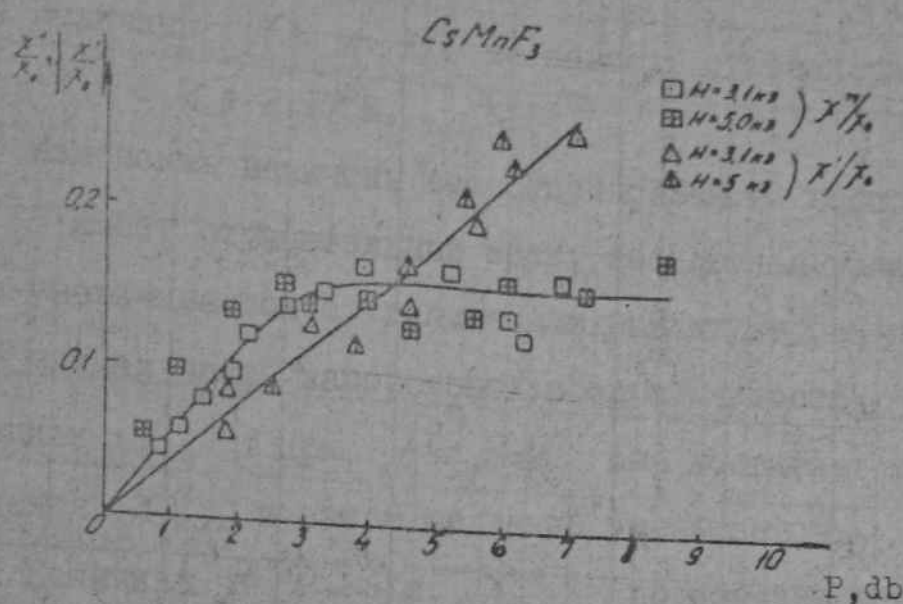


Рис. 71. Зависимость запороговой восприимчивости от уровня СВЧ-мощности
($\chi_0 = 0,87 \cdot 10^{-3} \text{ CGSM/cm}^3$)

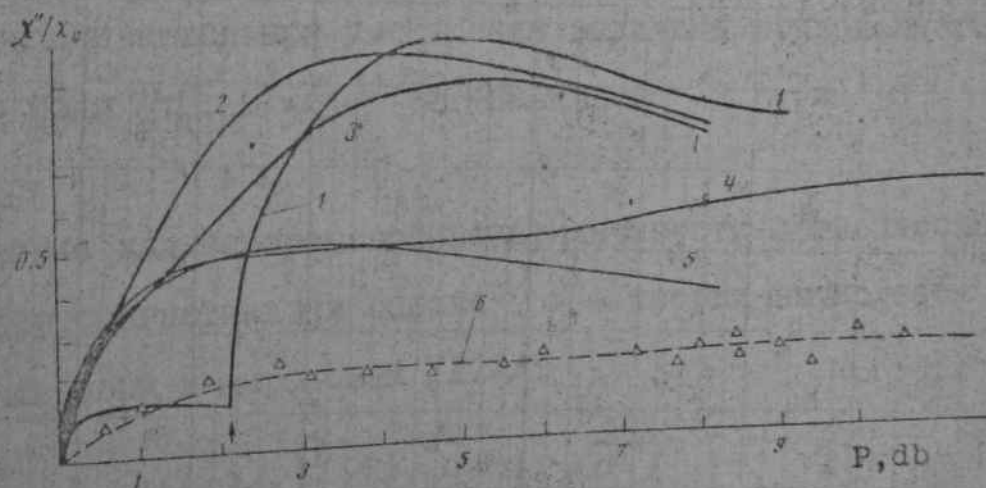


Рис. 72. Зависимость запороговой восприимчивости в от уровня СВЧ-мощности.
Сплошные кривые - теоретические зависимости для 1). $\epsilon = 0,2$, 2). $\epsilon = 0,05$, 3). $\epsilon = 0,25$, 4). $\epsilon = 0,5$, 5). - для чистого АФМ, 6). (пунктир) - экспериментальные результаты.

1) Величины χ' и χ'' не зависят от температуры в интервале $T = 1,2 \pm 2,17^\circ\text{K}$.

2) Изменение величины вещественной части восприимчивости χ' имеет отрицательный знак, абсолютная величина его монотонно увеличивается с увеличением амплитуды СВЧ-поля.

3) Мнимая часть запороговой восприимчивости χ'' растёт с увеличением h . При $P = 3\text{дБ}$ она достигает максимального значения χ''_{max} и затем медленно уменьшается.

4) Величины $\chi'(P \rightarrow \infty)$ и χ'' по порядку величины совпадают со значениями линейной динамической восприимчивости $\chi_0 = \chi_{\text{ли}}(2.3)$

Для $MnCO_3$ $\chi_0(\nu_p = 36 \text{ ГГц}) = 1,24 \cdot 10^{-3}$

для $CsMnF_3$ $\chi_0(\nu_p = 36 \text{ ГГц}) = 0,87 \cdot 10^{-3}$

5) Как видно из рис. 70 и 71 величины $|\chi'|$ и χ'' в $MnCO_3$ увеличиваются при уменьшении величины приложенного статического поля H . В $CsMnF_3$ величины $|\chi'|$ и χ'' не зависят от H .

Выражение для запороговой восприимчивости легкоплоскостного антиферромагнетика на основе S -теории вычислено Колгановым, Львовым и Широковым [177]:

$$\chi = \chi_0 \frac{2(2H + H_0)^2}{H(4H + H_0)} \left(\frac{1-P}{P} + i \frac{\sqrt{P-1}}{P} \right) \quad 6.22$$

Эта формула находится в прекрасном качественном согласии с экспериментальными результатами. Отсюда, прежде всего следует,

что в нашем случае механизм фазовой расстройки ($\chi' \neq 0$) существен. Однако абсолютная величина восприимчивости, рассчитанная по (6.22) получается в 2 - 2,5 раза больше измеренной. В работе Львова и Широкова /159/ показано, что учет дипольного взаимодействия не изменяет величины восприимчивости при малых превышениях порога (до 6 - 8 дБ), при больших вносит существенное изменение в χ , что связано с рождением 2-ой группы параметрических волн. Учет магнитных примесей приводит только к увеличению теоретической величины χ'' . На рис. 72 приводится сравнение экспериментальных и теоретических данных для CsMnF_3 . Приведены теоретические зависимости $\chi''(\rho)$ для чистого АФМ ^{и АФМС} большим количеством дефектов (случай $\eta_{\text{imp}} > \eta_d$). Параметр ε характеризует анизотропию рассеяния на дефекте. Не исключено, что такое сильное расхождение ^{между теоретическими и экспериментальными} величинами χ связано и с большой систематической ошибкой при измерениях. Как уже отмечалось, абсолютная величина χ определяется с погрешностью $\approx 30\%$. Однако, попытки повысить точность измерения встречают принципиальные трудности: увеличение объема образца приводит к тому, что при возбуждении ПСВ резонансная кривая резонатора сильно искажается и кроме того, возрастает ошибка за счет искажения распределения СВЧ-поля в резонаторе. Таким образом, вопрос о количественном несовпадении измеренной величины χ с расчетной пока остается нерешенным.

§ 6.3. Изучение стационарного состояния методом переходных процессов.

Этот метод на наш взгляд является более прямым методом

исследования стационарного состояния и, поэтому, более перспективным. Суть его заключается в следующем /178/. В стационарном состоянии система ЦСВ находится в равновесии с падающим на образец полем накачки. Быстрое, по сравнению с временем жизни спиновой волны τ_m , изменение параметров накачки (фазы, частоты, амплитуды) приводит к возмущению системы ЦСВ, при этом наблюдается некоторый переходный процесс и за время τ_m система вновь выходит на стационарный режим. По отклику системы ЦСВ на изменение параметров накачки можно судить о свойствах стационарного состояния. Эксперименты проводились на монокристаллах $MnCO_3$.

А. Методика.

Использовался спектрометр 8-мм -диапазона, подробно описанный в главе IV. В схему были внесены некоторые изменения, позволяющие быстро менять параметры накачки (рис. 73). Кроме режима свипа, клистронный генератор работал в режиме длинных импульсов длительностью $\tau \simeq 1$ мсек с частотой следования 50 Гц.

Частоту клистрона можно было изменять в пределах зоны генерации в любой желаемый момент длинного импульса на время $0,1 \div 10$ мсек с помощью добавочной модуляции по напряжению на отражателе.

Переключение фазы СВЧ-накачки производилось путем изменения частоты клистрона $\delta \nu_p$ на время $\delta = t_2 - t_1 = 0,1$ мсек, (рис. 74). При этом "набег" фазы

$$\varphi_p = \int_{t_1}^{t_2} 2\pi \delta \nu_p dt$$

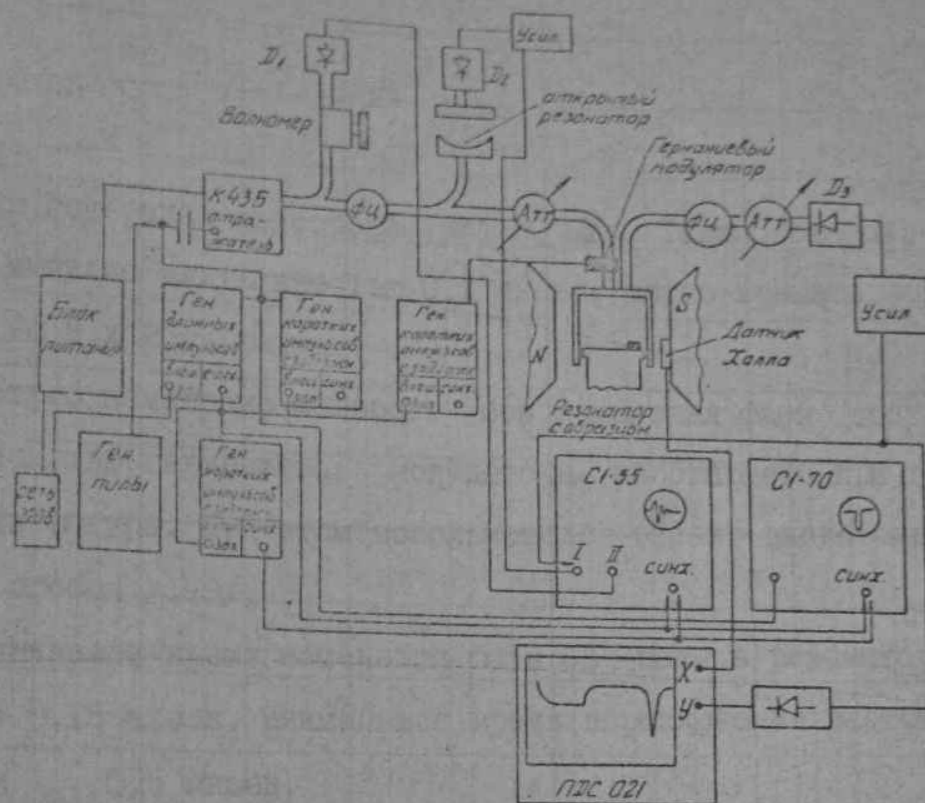


Рис. 73. Блок-схема СВЧ-спектрометра для изучения стационарного состояния.

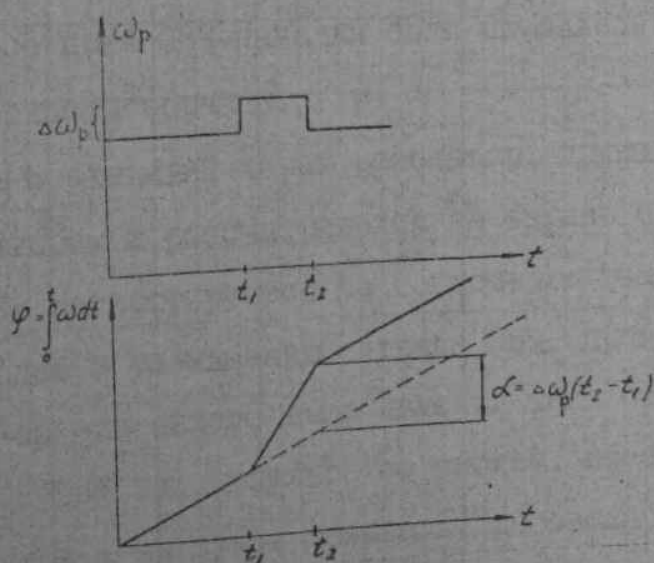


Рис. 74. Изменение фазы СВЧ-накачки путем изменения частоты клистрона ($\Delta\omega_p$) на время $\delta = t_2 - t_1$.

ширина зоны генерации клистрона ≈ 50 МГц. Таким образом, используя импульс длительностью 0,1 мксек, можно вращать фазу излучения на $5 \times 2\pi$ радиан.

Быстрое изменение мощности без изменения фазы достигалось с помощью германиевого модулятора, работающего при гелиевой температуре. При этом использовался эффект низкотемпературного пробоя [179].

Наименьшее время изменения фазы СВЧ-поля в резонаторе было $0,1 \div 0,15$ мксек. Наименьшее время переключения частоты и мощности 0,5 мксек.

Кристаллы $MnCO_3$ размерами $1 \times 1 \times 1$ мм³ помещался в пучность магнитного поля колебаний H_{012} цилиндрического резонатора. Для того, чтобы избавиться от расстройки резонатора из-за появления нелинейной восприимчивости, добротность резонатора была уменьшена до 1500. В ходе эксперимента выполнялось условие "параллельной накачки": внешнее постоянное магнитное поле и магнитное поле СВЧ-накачки были параллельны и лежали в базисной плоскости образца.

Сигнал, проходящий через резонатор, принимался кристаллическим детектором и рассматривался на экране осциллографа. Возбуждение ПСВ регистрируется по поглощению мощности образцом, что приводит к уменьшению сигнала СВЧ, проходящего через резонатор. Из-за описанного выше явления жесткости этот сигнал при $h > h_{c1}$ имеет вид импульса со сколом, изображенного на рис. 75а. Участок I мы будем называть "до скола", участок 2 - "после скола". Разность между сигналами напряжения детектора до и при возбуждении ПСВ является мерой поглощаемой в образце

мощности. Для стационарного состояния - это величина g на рис. 75а. Пусть теперь после выхода на стационарный режим мы возмущаем систему ПСВ в течение времени δ . В результате этого поглощения мощности в момент окончания воздействия изменяется. Это будет заметно по отклонению сигнала детектора от стационарного значения. Будем характеризовать это отклонение величиной δ рис. 75б - именно эту величину удобно измерять на эксперименте. Мерой поглощаемой мощности будет отрезок $g - \delta$. Уменьшению поглощаемой мощности соответствуют положительные δ , увеличению - отрицательные.

Измерение превышения над порогом h/h_{c2} проводилось по методике, аналогичной описанной в § 4.2.

Б. Отклик системы ПСВ на быстрое изменение фазы накачки.

а) Результаты.

На опыте оказалось, что система параметрических спиновых волн реагирует на быстрое переключение фазы СВЧ накачки. Изменяя фазу в какой-либо момент до скола, можно удлинять время жесткого срыва τ_1 . Если изменять фазу после скола, то в момент переключения поглощаемая системой мощность СВЧ может быть больше или меньше (в зависимости от величины изменения фазы α_p), чем в стационарном состоянии; больше того, при некоторых значениях α_p система спинов излучает - отдает энергию в резонатор. Затем за время $\tau \approx 1$ мксек система возвращается к стационарному состоянию.

На рис. 76 представлены фотографии осциллограмм пере-

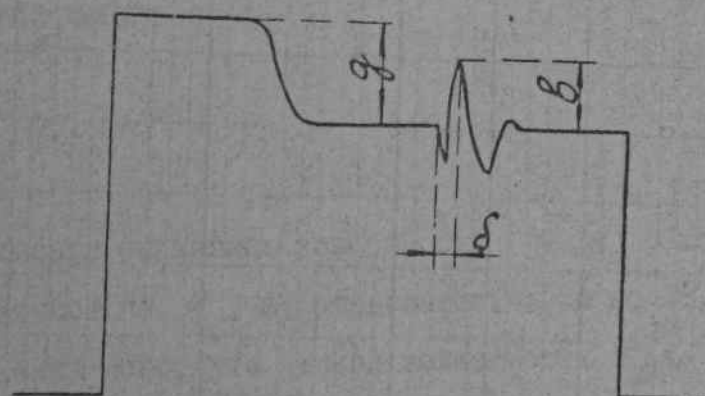
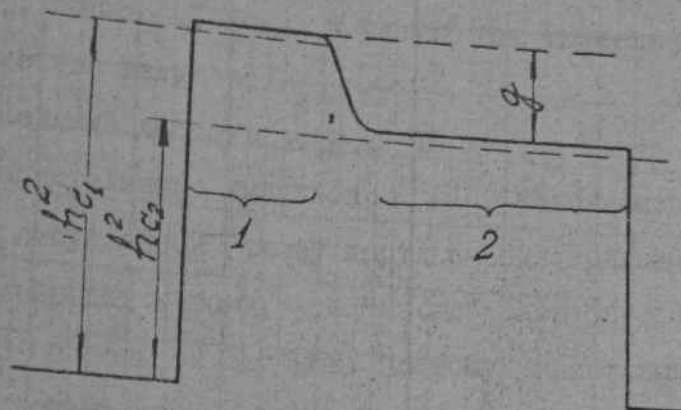


Рис. 75. Вид импульса СВЧ-мощности, прошедшей через резонатор при параметрическом возбуждении спиновых волн в образце и возмущение спиновой системы в стационарном состоянии.

ходных процессов для различных значений изменения фазы накачки, на рис. 77 - общий вид импульса СВЧ-мощности, прошедшей через резонатор с образцом, когда в результате переключения фазы спиновая система излучает.

Малое изменение частоты $\delta \nu_p \approx 10$ МГц, а также отклонение формы дополнительного импульса $u(t)$, подаваемого на отражатель, от прямоугольной (фронт импульса был сравним с его длительностью) приводит к тому, что "набег" фазы определяется по формуле (6.23) с большой ошибкой. Поэтому использовался следующий метод определения α_p . Мы работали в середине зоны генерации клистрона, где с хорошей точностью выполняется соотношение $\delta \nu_p \sim u(t)$. Форма импульса при изменении его амплитуды не изменялась, поэтому "набег" фазы α_p был пропорционален амплитуде импульса U_{max} :

$$\alpha_p \sim \int_{t_1}^{t_2} u(t) dt \sim U_{max} = U \quad 6.24$$

В эксперименте снималась зависимость $\phi(u)$, которая оказалась периодичной по u , а, следовательно, и по α_p . Из общих соображений ясно, что период зависимости $\phi(\alpha_p)$ либо равен 2π , либо меньше 2π в целое число раз. Для выяснения этого обстоятельства мы сравнили реакцию ПСВ и резонатора с большой добротностью ($Q = 50000$) на изменение фазы излучения клистрона. Для этого с помощью ответвителя часть СВЧ-мощности направлялась в резонатор. Время затухания электромагнитного колебания в таком резонаторе 0,4 мксек, поэтому затухающее колебание со "старой" фазой эффективно интер-

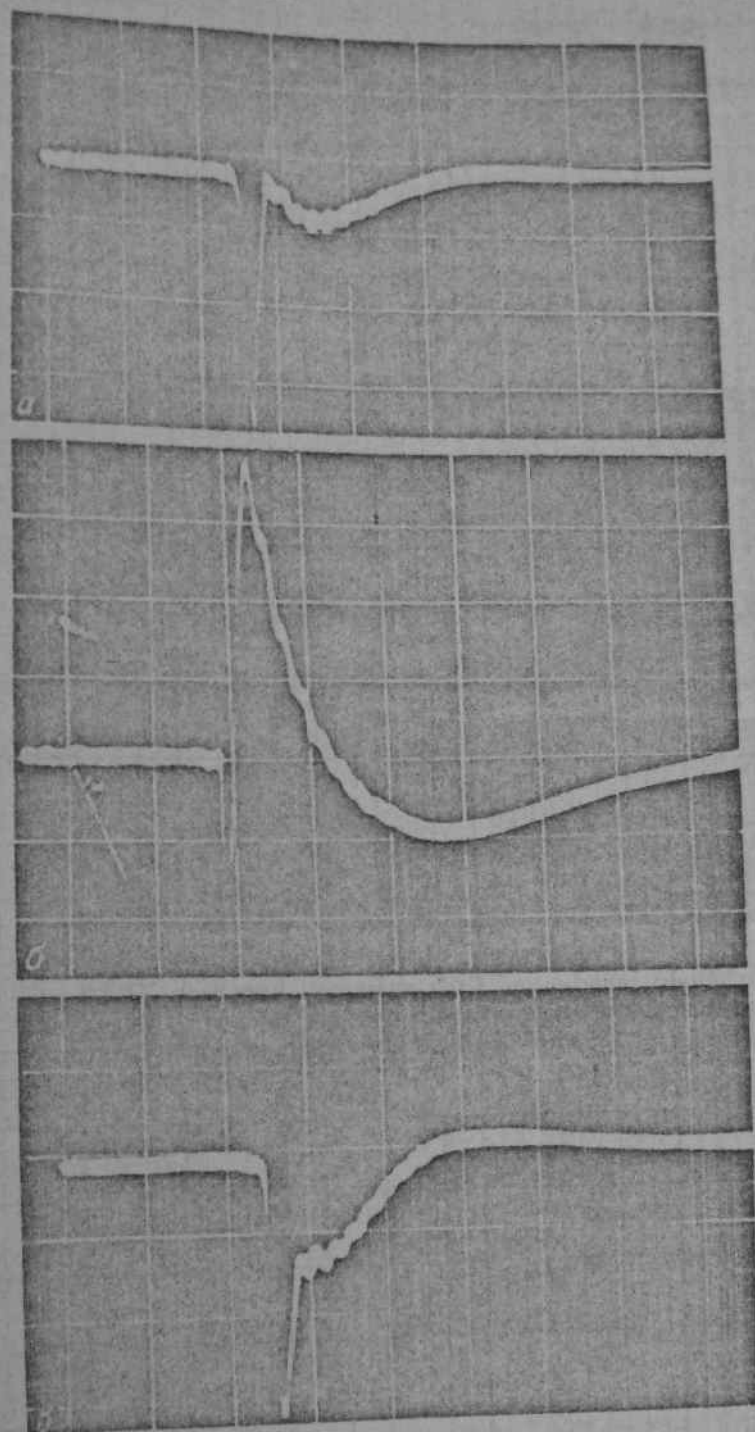


Рис. 76 Осциллограммы переходных процессов в системе ПСВ после изменения фазы падающей, развертка 0,5 мксек/деление

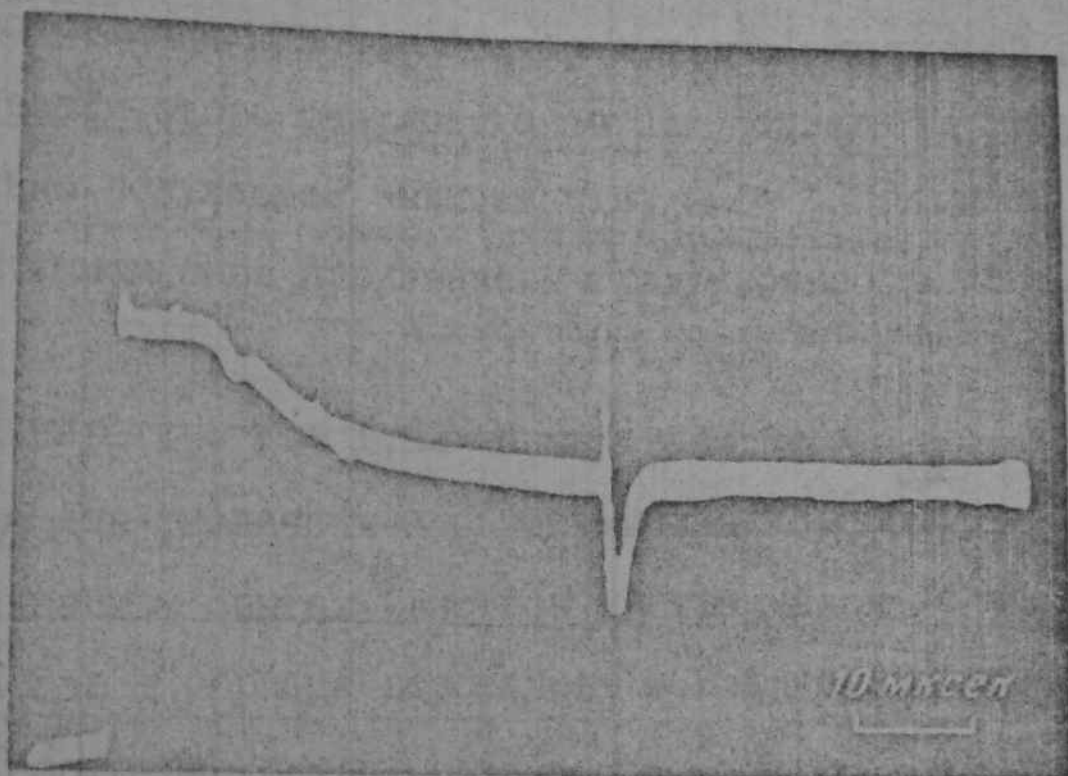


Рис. 77 Общий вид импульса СВЧ мощности, прошедшей через резонатор. В начале переходного процесса после фазовращения система ПСВ излучает

ферирует с нарастающим колебанием с "новой" фазой. Из-за интерференции поле в резонаторе после переключения фазы зависит от величины α_p . Период этой зависимости, очевидно, равен 2π . Оказалось, что реакции ПСВ и резонатора имеют одинаковый период. На основании этого результата мы приписывали периоду экспериментально получаемой зависимости $\phi(u)$ значение $\alpha_p = 2\pi$, тем самым была произведена градуировка "фазовращателя".

При температуре $T = 1,62^\circ \text{K}$ мы сняли несколько зависимостей $\phi(\alpha_p)$ для различных превышений над порогом.

В описываемых опытах клистрон настраивался на частоту резонатора, когда в образце возбуждены ПСВ и устанавливалось стационарное состояние.

Влияние сдвига собственной частоты резонатора из-за изменения запороговой восприимчивости образца мало, так как наибольший сдвиг собственной частоты резонатора из-за возбуждения ПСВ был 2 МГц (при $h/h_{c2} = 3$), а полуширина резонансной кривой составляла ≈ 20 МГц. Экспериментально было проверено; что расстройка резонатора относительно излучения клистрона на 2 МГц не влияет на зависимость $\phi(\alpha_p)$.

На рис. 78 представлены экспериментально полученные зависимости $\phi(\alpha_p)$ для двух превышений над порогом. Сплошные линии — синусоиды, совпадающие по амплитуде и периоду с экспериментальными данными. В наших опытах во время фазовращения частота клистрона увеличивалась, т.е. излучение в момент (рис. 74) опережало по фазе исходное. При этом (рис. 78) мак-

симумы и минимумы кривых $b(\alpha_p)$ монотонно сдвигались в сторону меньших α_p при увеличении h/h_{c2} .

б) Обсуждение результатов.

Результаты проделанных экспериментов позволяют сделать несколько важных выводов

1. В системе ИСВ существует фазовая память, а именно хранится информация о величине временной фазы стоячей спиновой волны

ψ_c , которая согласно (6.8) определяет величину поглощаемой из накачки мощности. Это означает, что какое-то время ($\approx \tau_m$) ИСВ находится в спаренном состоянии.

2. По результатам описанных экспериментов можно определить фазу ИСВ в стационарном состоянии. Будем отсчитывать фазу стоячих спиновых волн от колебания $\cos \omega_k t$ и считать, что поле накачки зависит от времени как $\cos 2\omega_k t$, т.е. начальная фаза накачки $\alpha_p^0 = 0$. Согласно соотношению (6.8) в стационарном состоянии система ИСВ поглощает мощность $\Delta P \sim \sin \psi_{cr}$, а сразу после переключения фазы накачки на величину α_p поглощаемая мощность будет пропорциональна $\sin(\psi_{cr} - \alpha_p)$. Учитывая, что $\Delta P \sim g - \beta$ и $\left. \frac{\partial \beta}{\partial \alpha_p} \right|_{\psi_c = \psi_{cr}} = 0$ легко получить зависимость в момент времени t_2 .

$$b(\alpha_p) = g \left[1 - \frac{\sin(\psi_{cr} - \alpha)}{\sin \psi_{cr}} \right] \quad 6.25$$

Первый максимум функции $b(\alpha_p)$ будет при $\alpha_p = \frac{\pi}{2} + \psi_{cr}$. Обращая кривые $b(\alpha_p)$, можно получить значение ψ_{cr} . За-

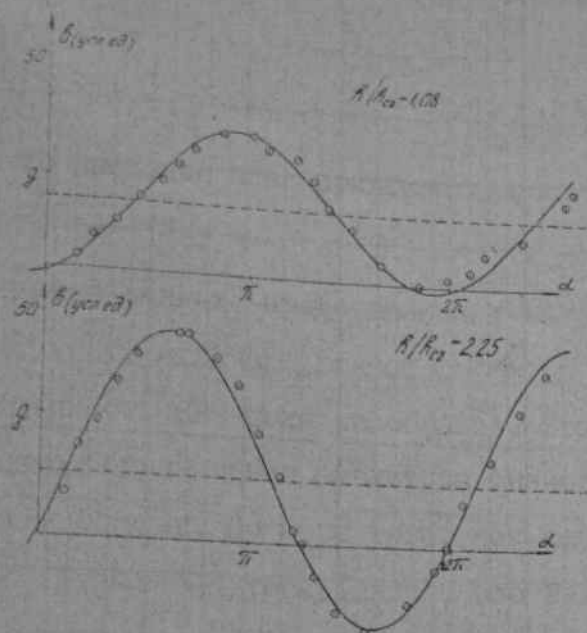


Рис. 78. Результаты экспериментов по переключению фазы накачки; $T = 1,62$ К, $H = 2,55$ кэ.

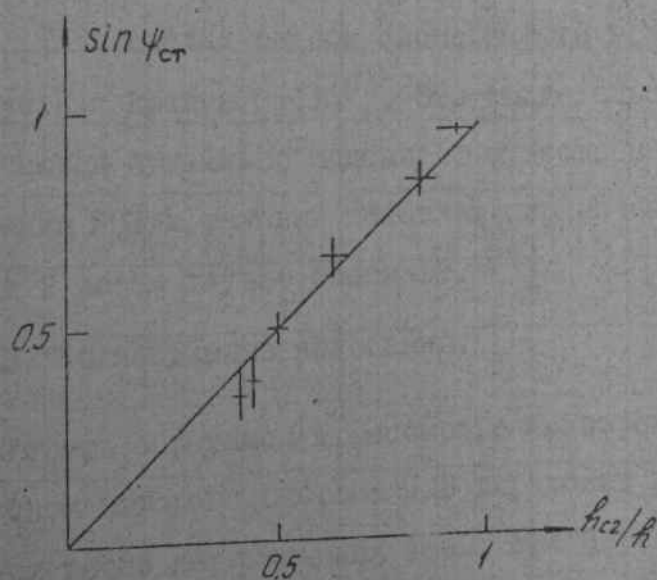


Рис. 79. Результаты экспериментов по определению стационарной фазы $\psi_{ст}$; $T = 1,62$ К; $H = 2,55$ кэ.

метим, что наиболее благоприятная для поглощения энергии фаза

$$\psi_{ст} = \frac{\pi}{2}.$$

3. Из анализа данных, представленных на рис. 78 следует, что ПСВ имеет фазу, отличающуюся от $\pi/2$ тем больше, чем больше напряженность СВЧ-поля на образце. Этот факт тесно связан с механизмом ограничения амплитуды спиновых волн при параметрическом возбуждении. По мере того, как фаза ПСВ отклоняется от $\pi/2$, $\sin \psi_{ст}$ уменьшается, это ведет к уменьшению связи с внешней накачкой, и в конечном итоге к ограничению амплитуды ПСВ, т.е. одним из механизмов ограничения амплитуды ПСВ является фазовый разворот системы спинов относительно накачки. Такой механизм ограничения амплитуды предсказан теоретически в работах [166, 167] на основе анализа взаимодействия ПСВ попарно связанных между собой. На рис. 79 представлены результаты экспериментов по определению $\psi_{ст}$ в координатах $\sin \psi_{ст}$ и $\cos \psi_{ст}$. В пределах ошибок эксперимента все точки ложатся на теоретическую кривую (6.10^6). Это свидетельствует о том, что $\mathcal{L}$ - теория правильно описывает существенные черты явления возбуждения ПСВ и фазовый механизм ограничения амплитуды ПСВ является в нашем случае основным.

В. Коллективные колебания.

Теперь обратимся к рассмотрению переходного процесса, посредством которого система ПСВ переходит к стационарному состоянию после переключения фазы. При переключении фазы на угол $\alpha_p \approx 30 \div 40^\circ$ поглощаемая мощность постепенно возвращается к своему стационарному значению. Это изменение, однако,

не является монотонным. На осциллограммах отчетливо видны осцилляции мощности с периодом ≈ 1 мксек, учащающиеся с увеличением надпороговости (см. фотографию осциллограммы рис. 80 *). Затухание осцилляций происходит с характерным временем порядка 0,5 мксек. В рамках теории [168] эти осцилляции следует объяснять колебаниями числа и фазы ПСВ относительно стационарных значений — коллективными колебаниями. Частота коллективных колебаний определяется соотношением (6-12).

Используя в качестве источника СВЧ-мощности магнетрон, мы получили экспериментальную зависимость $\Omega(h/h_{c2})$ для значений h/h_{c2} от 1,1 до 4. Результаты измерений при $T = 1,62^\circ \text{ К}$ и $H = 0,73 \frac{\text{кэ}}{\text{г}}$ представлены на рис. 81. Видно, что экспериментальные точки в хорошем согласии с теорией ложатся на прямую в координатах $\Omega, [p-1]^{\frac{1}{2}}$. Пользуясь соотношением $T=S$ (6.13) и формулой (6.12) можно оценить затухание спиновых волн η_K . Полученные величины в пределах точности эксперимента совпадают со значениями η_K , определенными по методу биений, который описан ниже.

Г. Отклик системы ПСВ на уменьшение уровня мощности СВЧ-накачки.

Для оценки времени жизни ПСВ были предприняты опыты по прерыванию мощности. Само явление затухания ПСВ имеет интерес-

* На рис. 76 представлены осциллограммы переходных процессов при малом превышении над порогом, когда период осцилляций близок к времени затухания.

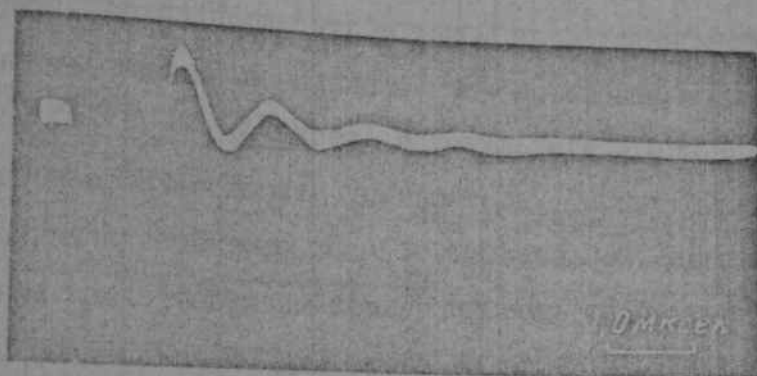


Рис. 80. Осциллограмма коллективных колебаний.

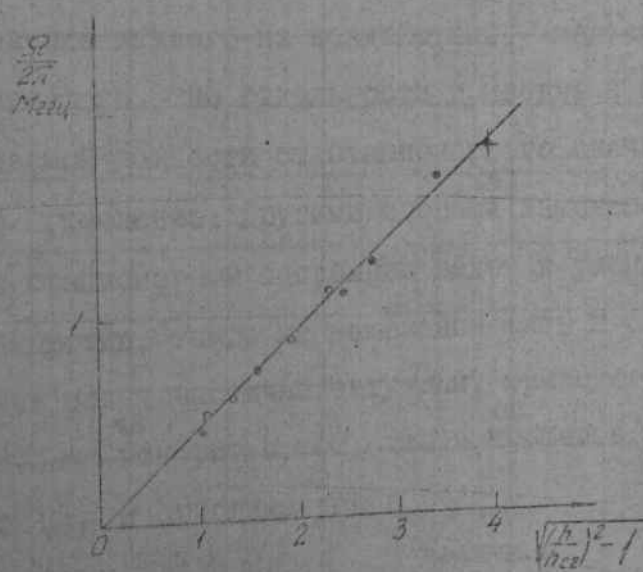


Рис. 81. Зависимость частоты коллективных колебаний от предела пороговой мощности; $T = 1,62$ К, $\Pi = 0,73$ нэ.

ную особенность - вместе с изменением амплитуды пары происходит изменение ее фазы ψ_k . Это изменение следующее также из S - теории можно наблюдать в таком качественном эксперименте. Мощность накачки понижалась ниже пороговой величины на время $\delta = t_2 - t_1 \approx 0,4$ мксек. В результате этого в момент t_2 поглощение СВЧ-мощности уменьшалось. Соответствующее изменение сигнала детектора $\delta_0 > 0$. Оказалось, однако, что это изменение можно частично компенсировать одновременным переключением фазы накачки. Для этого во время изменения мощности, которое осуществлялось с помощью германиевого модулятора, перегораживающего волноводный тракт, фаза излучения клистрона поворачивалась указанным выше способом на угол α_p^* . Если же производить переключение фазы накачки на угол α_p^* без одновременной модуляции мощности, то возникающее изменение мощности снова оказывалось примерно равным δ_0 . Таким образом, применение каждого из воздействий - модуляция мощности и переключение фазы - по отдельности приводят к большому отклонению поглощаемой мощности от стационарного значения, чем их совместное применение. Другими словами изменение фазы накачки на α_p^* в стационарном состоянии ведет к уменьшению поглощения ПСВ. Напротив, такое же изменение фазы в системе, в которой спиновые волны частично затухли, приводит к увеличению поглощения. Это говорит о том, что в процессе затухания ψ_k отходит от $\psi_{ст}$ и приближается к $\pi/2$.

По мере увеличения δ величина δ монотонно возрастает от нуля до g ($\delta = g$ при $\delta \approx 2$ мксек). Глубина мо-

дующей мощности в наших опытах была 90%, поэтому во время прерывания было $h/h_{c2} \approx 0,3 \div 0,5$.

Д. Отклик системы параметрических СВ на переключение частоты накачки.

а) Результаты.

При быстром (за время $\sim 0,05$ мксек) переключении частоты СВЧ накачки при постоянной мощности, на опыте получаются два типа переходных процессов в зависимости от величины $\delta\nu_p$, на которую изменяется частота клистрона.

1. $\delta\nu_p \leq 1$ МГц; после переключения происходит увеличение или уменьшение поглощаемой мощности. Знак величины δ изменяется вместе с изменением знака $\delta\nu_p$. За время ~ 1 мксек поглощаемая мощность выходит на стационарное значение. На рис. 82 показана осциллограмма импульса СВЧ-мощности, прошедшей через резонатор, при этом частота клистрона изменялась на время 6 мксек. Чувствительность спиновой системы к переключению частоты чрезвычайно велика. — переключение на $\delta\nu_p \approx 10$ КГц (величина, близкая к кратковременной стабильности генератора) замечается системой спинов. Время выхода на стационар уменьшается с увеличением h/h_{c2} .

2. При $\frac{1}{\delta\nu_p} \approx 1$ мксек переходной процесс первого типа при увеличении $\delta\nu_p$ непрерывно переходит в биения поглощаемой мощности с частотой $\delta\nu_p$ около нулевого положения ($g = 6$, см. рис. 75), которые экспоненциально затухают. Время затухания

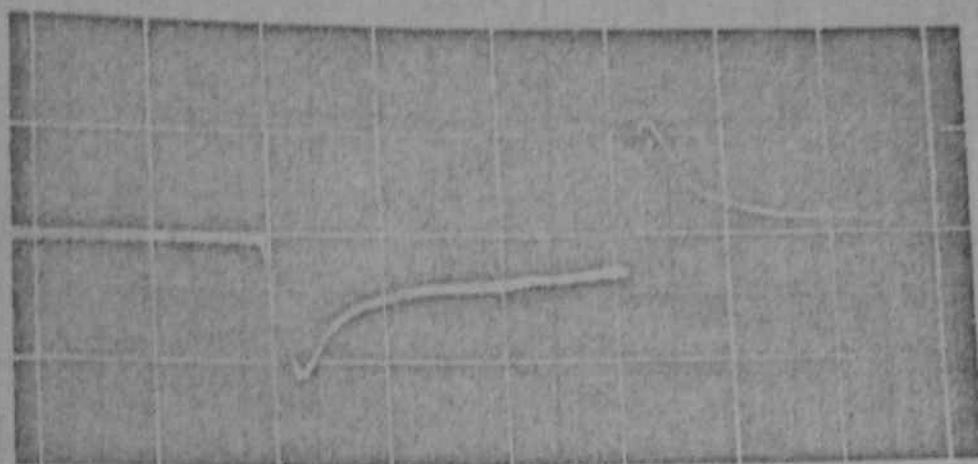


Рис. 82 Осциллограмма реакции ПСВ на переключение частоты накачки; $\Delta f = 0,5$ МГц, развертка 2 мксек/деление

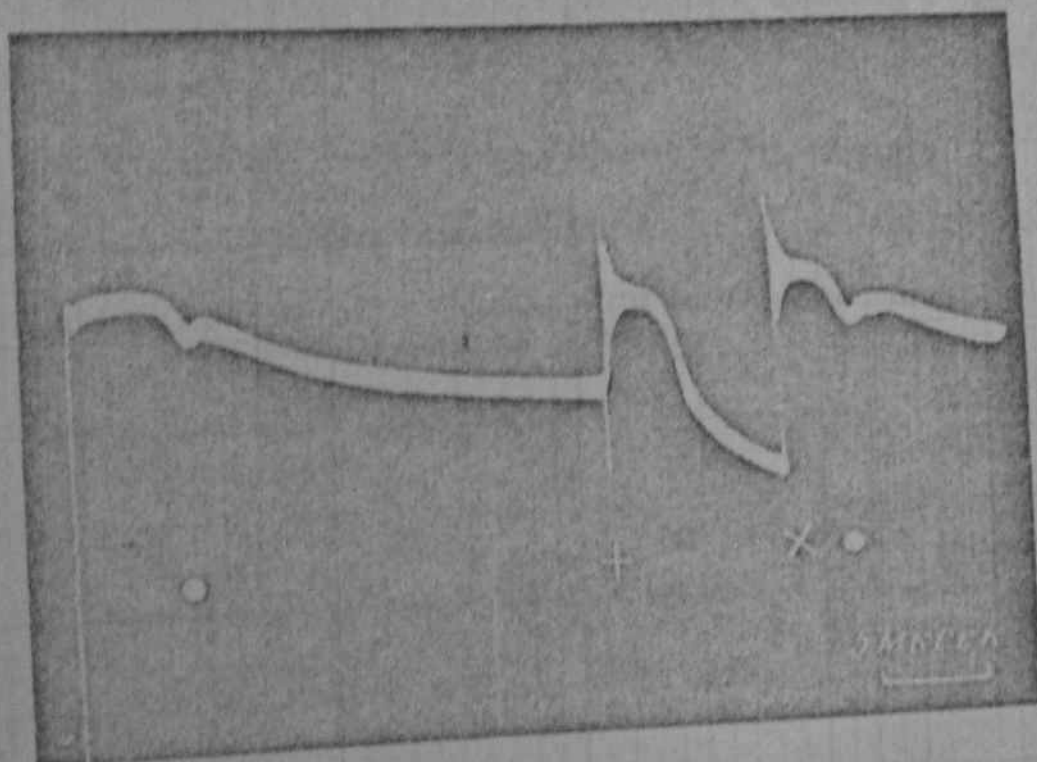


Рис. 83 Общий вид импульса СВЧ мощности, прошедшей через резонатор. После выхода ПСВ на стационарный режим при постоянной мощности, поступающей в резонатор, переключается частота накачки. $\Delta f = 8$ МГц

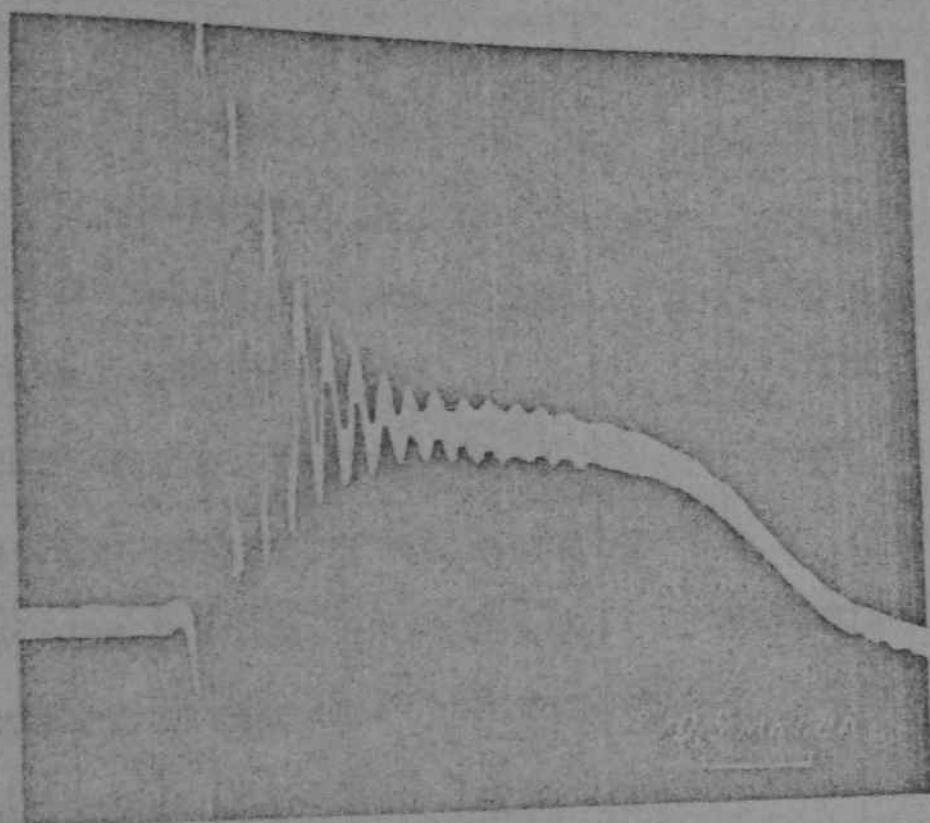


Рис. 84 Осциллограмма реакции НСВ на переключение частоты накачки. $\Delta \nu_p = 8 \text{ МГц}$

биений зависит от температуры и величины внешнего магнитного поля и в пределах нашей точности не зависит от мощности СВЧ, поступающей в резонатор. На рис. 83 показана (развертка 5 мксек/дел.) общая картина импульса мощности, прошедшей через резонатор. После скола, в момент, отмеченный знаком " + ", произведено переключение частоты. Осциллограмма окрестности этого момента с быстротой развертки 0,5 мксек/дел представлена на рис. 84. Здесь видно, что биения происходят около нулевого уровня поглощаемой мощности. Затем опять наблюдается "скол" и выход на стационарное состояние. В момент, отмеченный знаком " x ", произведено обратное переключение частоты, снова наблюдается биения и скол. Несовпадение стационарных значений мощности в моменты слева от " + " и слева от " x " вызвано небольшим неравенством мощности, генерируемой клистроном в эти моменты из-за перехода в другой участок зоны генерации при переключении частоты.

Нами была замечена еще одна особенность подхода системы ПСВ к стационарному состоянию. При превышениях над порогом $h/h_{c2} \approx 2$ и при работе не на собственной частоте резонатора что необходимо для того, чтобы иметь одинаковую напряженность СВЧ поля в резонаторе на разных частотах во время скола наблюдается еще некоторая немонотонность спадания СВЧ-мощности в виде "галочки". (Эти моменты на осциллограмме 83 отмечены белыми точками). Момент ее появления зависит от надпороговости и настройки резонатора.

При превышении над h_{c2} более чем в 3 раза плавная экспоненциальная форма огибающей искажается. В целях изучения

времени жизни СВ биения при $\delta\nu_p = 5$ МГц были сфотографированы при различных значениях магнитного поля и температуры. Мы наблюдали биения с частотой вплоть до 15 МГц. При большем изменении частоты, вследствие избирательного действия резонатора, нельзя было достигнуть мощности, необходимой для возбуждения ЦСВ.

б) обсуждение

Возникновение отклика ЦСВ на переключение частоты накачки описывается уравнением (6.9): при нарушении стационарного условия (6.10а) начинает изменяться фаза ψ_k , что ведет к изменению поглощаемой мощности. С помощью ЭВМ было проведено численное решение системы (6.7) для нескольких превышений над порогом и нескольких значений $\delta\nu_p$, при этом мы пренебрегали членом $2T(N_k - N_{cr})$. Оказалось, что для $\delta\nu_p = 5$ МГц, $h/h_{cr} \leq 1,5$ значение $N_k(t)$ после переключения близко к затухающей со временем $\tilde{\tau} = \frac{1}{2\gamma}$ экспоненте, а ψ_k — к линейной функции времени, при чем $\frac{d\psi_k}{dt} = 2\pi\delta\nu_p$. Таким образом, поглощаемая мощность $\Delta P \sim N_k \sin \psi_k$ представляет собой затухающие колебания с частотой $\delta\nu_p$, огибающая которых — экспоненциальная функция времени с характерным временем $\tilde{\tau}_m$. Поглощение мощности волной с новым значением ω_k должно быть мало, поскольку, как видно из осциллограмм рис. 83 и 84, раскачка новой волны начинается вследствие эффекта жесткости, только спустя некоторое время после затухания биений. Таким образом, время затухания биений есть время жизни ЦСВ. Анали-

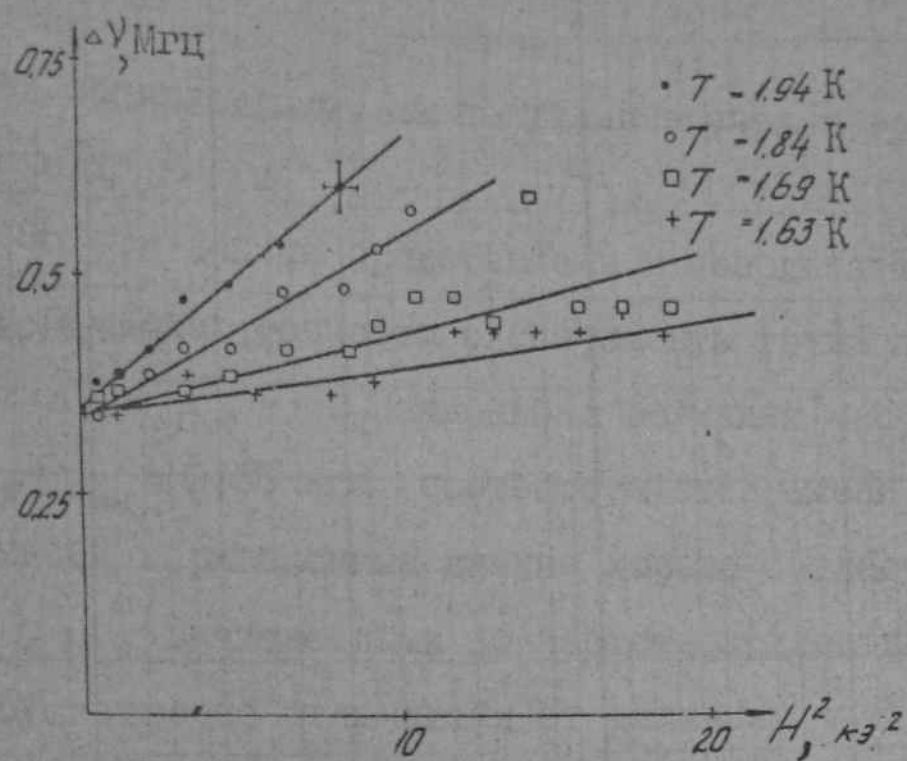


Рис. 85, Результаты обработки осциллограмм биений.

зиря фотографии осциллограмм, мы получили значения времени жизни для различных H и T .

На рис. 85 эти данные представлены в координатах $\Delta \nu_k$ и H^2 . В пределах точности эксперимента точки лежат на прямых $\tilde{\Delta \nu_k} = \tilde{\Delta \nu_0} + \tilde{\beta}(H)$. Наименьшая величина частоты релаксации $(\tilde{\Delta \nu_k})_{min} = 0,35$ МГц соответствует времени жизни $\tilde{\tau}_M = 0,45$ мксек. Приведенные данные хорошо согласуются со значениями $\Delta \nu_k$, вычисленными по частоте коллективных колебаний, но существенно отличаются от величины частоты релаксации, определяемой по пороговому полю h_{c2} (см. рис. 59, 60). По-видимому это означает, что следует различать два времени релаксации: время разрушения фазовой корреляции, которое мы определяем в опытах по изучению стационарного состояния, и время жизни спиновых волн, определяемое по пороговому полю. Эти времена могут отличаться друг от друга. Захаровым и Львовым [141] было показано, что к подобному эффекту в ферромагнетиках может привести наличие магнитных неоднородностей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты, полученные в диссертации.

1. Исследована низкочастотная ветвь антиферромагнитного резонанса АФМР в карбонатах переходных металлов: $MnCO_3$, $CoCO_3$, $NiCO_3$. В ходе исследований выяснено, что резонансная частота НЧ-ветви АФМР существенным образом зависит от слабых взаимодействий в кристалле и поэтому АФМР является удобным и точным методом изучения этих взаимодействий; обнаружено и исследовано влияние сверхтонкого взаимодействия на спектр АФМР в $MnCO_3$.

Наблюден эффект снятия вырождения в спектре АФМР вблизи точки пересечения двух ветвей. Кроме того с помощью АФМР обнаружено индуцирование антиферромагнитного порядка при температурах выше точки Нееля.

2. Исследована высокочастотная ветвь АФМР в $MnCO_3$ и $CoMnF_3$. По этим данным рассчитана энергия анизотропии и выяснено, что для этих соединений анизотропия определяется дипольным взаимодействием.

3. Для антиферромагнетиков, в которых спин-орбитальное взаимодействие невелико, экспериментальные результаты по АФМР хорошо описываются простой феноменологической теорией,

а в случае сильного спин-орбитального взаимодействия такое описание не годится.

4. При больших уровнях СВЧ-мощности в $MnCO_3$ и C_3MnF_3 наблюдаются два новых стационарных нелинейных эффекта: бирезонансное удвоение частоты и комбинационный резонанс. Результаты этих экспериментов подтверждают современное представление о природе ангармонизма в антиферромагнетиках: нелинейность вызвана наличием нелинейной связи между ветвями спектра спиновых волн, которая усиливается обменным взаимодействием.

5. Обнаружено параметрическое возбуждение спиновых волн методом "параллельной накачки" в $MnCO_3$ и C_3MnF_3 и тем самым открыт метод возбуждения неоднородных колебаний спиновой системы антиферромагнетика.

6. Наблюдены аномалии в зависимости величины порогового поля параметрического возбуждения спиновых волн h_c от волнового вектора $\vec{k}$. Доказано, что они вызваны резонансным магнон-фононным взаимодействием. По известной скорости звука рассчитаны обменные константы α в спин-волновом спектре, характеризующие "скорость" спиновых волн.

В $MnCO_3$ в зависимости $h_c(H)$ кроме того наблюдается аномалия резонансного характера, независящая от $\vec{k}$, которая по-видимому вызвана взаимодействием спиновых волн с примесной модой.

7. Подробное исследование процесса параметрического

возбуждения спиновых волн показало, что возрастание и убывание амплитуды спиновых волн происходит скачкообразным "жестким" образом. Это может быть связано с насыщением одного из процессов релаксации в исследуемых веществах.

8. По пороговым полям возбуждения и гашения спиновых волн h_{c1} и h_{c2} вычислено затухание спиновых волн. Получены зависимости частоты релаксации (выключающейся и стационарной части) от температуры и магнитного поля. Сравнение с теорией показало, что стационарное затухание определяется в основном трехмагнонным процессом релаксации, а также рассеянием магнонов на границах кристалла. Природа выключающейся части релаксации пока не выяснена.

9. Изучено "насыщение основного резонанса". По пороговому полю этого процесса также оценено затухание спиновых волн.

10. Наблюдено параметрическое возбуждение электронно-ядерных спиновых волн в $CS MnF_3$. Изучены условия возникновения этого процесса.

II. Осуществлены эксперименты по наблюдению распространения электронных спиновых волн с $k \approx 10^6$ вдоль антиферромагнитного стержня. Для генерации спиновых волн использовался эффект параметрического возбуждения электронно-ядерной пары, для индикации - эффект "жесткого" возбуждения. Проведенные эксперименты открывают новый способ исследования неоднородных колебаний спиновой системы.

12. Изучена запороговая восприимчивость χ в $MnCO_3$ и S, MnF_3 . Показано, что действительная и мнимая части по порядку величины сравнимы с динамической линейной восприимчивостью, а зависимости χ от уровня СВЧ-мощности и статического поля качественно правильно описываются стационарной нелинейной теорией.

13. Разработан новый метод исследования стационарного состояния параметрически возбужденных спиновых волн (ПСВ). Метод основан на изучении переходных процессов после быстрого изменения параметров накачки. Показано, что таким способом можно получить сведения о фазе и релаксации ПСВ в стационарном состоянии.

14. По отклику спиновой системы на изменение фазы накачки определена стационарная фаза ПСВ и ее зависимость от амплитуды СВЧ-поля h . Показано, что в исследуемых веществах ($MnCO_3$ и S, MnF_3) основным механизмом ограничения амплитуды ПСВ в стационарном состоянии является фазовая расстройка ПСВ относительно поля накачки, что согласуется с выводами нелинейной стационарной теории /10/.

15. Наблюдены "коллективные колебания" - периодические изменения поглощения мощности, вызванные колебаниями амплитуды и фазы ПСВ относительно стационарных значений. Экспериментальная зависимость частоты коллективных колебаний от уровня СВЧ-мощности совпадает с теоретической. Таким образом можно считать (см. также п.14), что нелинейная стационарная теория

в нашем случае правильно описывает основные черты стационарного состояния ЦСВ.

16. При быстром изменении частоты накачки на величину $\delta \nu_p$ наблюдаются колебания поглощаемой мощности с частотой $\delta \nu_p$. По затуханию этих колебаний рассчитана частота релаксации спиновых волн. Оказалось, что эта величина в несколько раз отличается от $\Delta \nu_k$, определенной по пороговому полю. Это означает, что существуют два различных времени релаксации: время разрушения фазовой корреляции, которое определяется в экспериментах по изучению стационарного состояния, и время жизни спиновых волн.

Работа была выполнена в Институте физических проблем АН СССР в 1963-74 годах. Результаты опубликованные в диссертации опубликованы в работах /13, 43, 54, 57, 62-68, 119, 115, 117, 122-125, 135, 152, 162-164, 176, 178/, и докладывались на международных и всесоюзных конференциях по магнетизму и физике низких температур.

Я выражаю самую глубокую признательность П.Л.Капише за интерес к этим исследованиям и благожелательное отношение. Я сердечно благодарна также А.С. Боровику-Гоманову за многочисленные обсуждения и постоянное и очень ценное для автора внимание.

В работе использован опыт конструирования узлов СВЧ-приборов, для работы при низких температурах, накопленный в лаборатории М.С. Хайкина. Я считаю своим приятным долгом поблагодарить М.С. Хайкина за ценные советы.

Сердечную благодарность мне хочется выразить Н.М. Крейнес, Г.Д. Богомолову, А.Б. Маненкову, Ф.С. Русину, Ю.Ф. Игони-ну, П.П. Максименкову, Б.Я. Котюжанскому, М.А. Попову, В.В. Кве-деру, А.И. Смирнову, сотрудничеству с которыми было для меня чрезвычайно интересным и плодотворным.

Мне особенно приятно выразить признательность теорети-кам Л.П. Шитаевскому, В.С. Львову, М.И. Каганову, А.С. Михай-лову, В.А. Колганову, дискуссии с которыми во многом опреде-лили успех работы.

Я искренне благодарна также И.Ю. Икорниковой, В.Р. Гаке-лю, С.В. Петрову и А.А. Штернбергу за любезное предоставление выращенных ими монокристаллов.

К.И. Рассохина, В.С. Воронина и Н.И. Милюкова я благо-дарю за техническую помощь при проведении экспериментов и об-работке экспериментальных данных, Е.Г. Сергееву, О.С. Сидорову и Г.Н. Мининзон — за помощь, оказанную мне при оформлении дан-ной рукописи.

Выражаю глубокую благодарность всем работникам Институ-та физических проблем, способствующим выполнению данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Bloch, *Zs. Phys.* **61**, 206, 1930. Спиновые волны
2. А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, М.И.Каганов, *УФН* **71**, 533, **72**, 3, 1960. Спиновые волны в ферро и антиферромагнетиках
3. А.Г.Гуревич, М., Физматгиз, 1960. Ферриты на СВЧ
4. Ферромагнитный резонанс, ред. С.В.Вонсовский. М., Физматгиз, 1961. Ферромагнитный резонанс
5. Б.Лакс, К.Баттон. "Мир", 1965. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримагнетики
6. А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. "Наука", 1967. Спиновые волны
7. Я.А.Моносов. "Наука", 1971. Нелинейный ферромагнитный резонанс
8. С.В.Вонсовский. Магнетизм. "Наука", 1971. Магнетизм
9. А.Г.Гуревич. "Наука", 1973. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках
10. В.Е.Захаров, В.С.Львов, *УФН* **114**, 609, 1974. Турбулентность спиновых волн за порогом их параметрического возбуждения.
11. А.С.Боровик-Романов. Сб. Итоги науки № 4. Изд. АН СССР, 1962. Антиферромагнетизм
12. Е.А.Туров, М., АН СССР, 1963. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов.
13. A.S. Borovik-Romanov, I.N. Kalinkina, N.M. Kreinez, L.A. Proserova, E.G. Rudashevski, Proc. 3-rd Regional conf., Prague, 1963. Экспериментальные исследования спин-волнового спектра в антиферромагнитных карбонатах
14. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Гостехиздат, 1951. Статистическая физика
15. L. Landau, E. Lifshitz, *Phys. Zs. d.S.U.* **8**, 153, 1935. Уравнения движения магнитных моментов

16. C.Herring, C.Kittel,
Phys.Rev. 81, 869, 1951
Спектр спиновых волн
в ФМ
17. М.И.Каганов, В.М.Цукерник,
ЖЭТФ, 34, 106, 1958
Спектр спиновых волн
в АФМ
18. Е.А.Туров, Ю.П.Ирхин,
Изв.АН СССР, сер.физ.,
22, 1168, 1958
Спектр спиновых волн
в АФМ
19. И.Е.Дзялошинский,
ЖЭТФ, 32, 1547, 1957.
Термодинамическая теория
слабого ферромагнетизма
20. Internationale Tabellen zur
Bestimmung von Kristall-
strukturen Bd.I, 1935.
Кристаллографические таб-
лицы
21. А.С.Бровик-Романов,
ЖЭТФ, 36, 75, 1959
Магнитные свойства $MnCO_3$,
расчет спектра спин.волн
в АФМ Л.П.
22. А.С.Боровик-Романов, В.И.
Ожогин, ЖЭТФ, 39, 27, 1960.
Магнитные свойства $CoCO_3$.
Гипотеза индуцированного
антиферромагнетизма
23. Н.М.Крейнес, Т.А.Шальникова,
ЖЭТФ 58, 522, 1970
Магнитные свойства
 $NiCO_3$
24. А.Н.Бажан, ЖЭТФ 66, 1086,
1974
Магнитные свойства
 $NiCO_3$ Выход из базисной
плоскости
25. Р.А.Алиханов, ЖЭТФ 36, 1690,
1959
Магнитная структура
 $MnCO_3 \cdot 4FeCO_3$ (нейтроны)
26. Р.А.Алиханов,
ЖЭТФ 39, 1481, 1960
Магнитная структура
 $CoCO_3$ (нейтроны)
27. J.Phys.Soc.Japan 17,
Suppl.B-III, 58, 1962
Магнитная структура
 $NiCO_3$ Выход из базис-
ной плоскости
28. F.J.Brown, P.J.Welford,
J.B.Forsyth,
J.Phys."C", 6, 1405, 1973
Магнитная структура и
распределение момента в
 $CoCO_3$ (нейтроны)
29. Я.Кацер, Н.М.Крейнес,
ЖЭТФ 41, 1961, 1961
Слабый ферромагнетизм в
 $\alpha-Fe_2O_3$.
30. T.Smith, Phys.Rev., 8, 721,
1916
Слабый ферромагнетизм
в $\alpha-Fe_2O_3$.
31. L.Néel, R.Pauthenet,
C.R. 234, 2172, 1952

32. L.Néel, Rev.Mod.Phys. 25, 58, 1953
Слабый ферромагнетизм в α -Fe₂O₃
- " - - " -
33. S.T.Lin, Phys.Rev. 116, 1447, 1959
34. А.С.Боровик-Романов, М.П.Орлова, Слабый ферромагнетизм в MnCO₃ и CoCO₃
ЖЭТФ 31, 579, 1956
35. Е.А.Туров, ЖЭТФ 36, 1254, 1959
Спектр спиновых волн в АФМ LiF
36. В.И.Ожогин, ЖЭТФ 58, 2079, 1970
Косвенная параллельная накачка и бирезонансное удвоение частоты АФМ
37. T.M.Holden, E.C.Svenson, P. Martel, Can.J.Phys. 50, 687, 1972
Спектр спиновых волн в MnCO₃ (нейтроны)
38. E.J.Samuelsen, Physica 43, 553, 1969
Спиновые волны в АФМ со структурой корунда
39. K.Lee, A.M.Portis, G.L.Witt, Phys.Rev. 132, 144, 1963
Магнитные свойства CsMnF₃ АФМР, НЧ-ветвь
40. G.L.Witt, A.M.Portis, Phys.Rev. 136, 1316, 1964
Двойной электронно-ядерный резонанс
41. V.Minkiewicz, A.Nakamura, Phys.Rev. 143, 361, 1966
ЯМР на Mn⁵⁵ в CsMnF₃
Отсутствие гексагональной анизотропии
42. L.B.Welsh, Phys.Rev. 156 370, 1967
ЯМР на Mn⁵⁵ в CsMnF₃
Вывод спектра спиновых волн
43. А.С.Боровик-Романов, Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова ЖЭТФ 58, 1911, 1970
Расчет спектра АФМР для CsMnF₃, и изучение ВЧ-ветви
44. И.Н.Калинкина, ЖЭТФ 43, 2028, 1962
Магнитная теплоемкость карбонатов переходных элементов
45. А.С.Боровик-Романов, В.А.Тулин, Письма в ЖЭТФ I, № 5, 18, 1965
ЯМР в MnCO₃. Влияние СТВ
46. D.Shaltiel, Phys.Rev. 142, 300, 1966
ЯМР в MnCO₃. Влияние СТВ.
47. М.П.Петров, Г.А.Смоленский, А.П.Паугурт, С.А.Кижанов, М.К.Чижов, ФТТ 14, 109, 1972
ЯМР и слабый ферромагнетизм в FeVO₃.

48. Л.В.Великов, А.С.Прохоров, Е.Г.Рудашевский, В.Н.Селезнев, Письма в ЖЭТФ 15, 722, 1972 ВЧ-ветвь АФМР в FeVO_3 .
49. F.R.Morgentaller, JAR, 31, 955, 1960 Параметрическое возбуждение спиновых волн методом параллельной накачки (теория)
50. J.Ubbink, J.A.Poulis, H.J. Gerritsen, C.J.Gorter, Physica, 18, 361, 1952 Открытие АФМР ($\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$)
51. Е.К.Завойский ЖЭТФ 17, 155, 1947 Открытие ЭПР ($\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$)
52. S.Foner, -Antiferro- and ferromagnetic resonance, - В КН. "Magnetism", v.1, chap.9, AP, 1963 АФМР и ферримагнитный резонанс
53. Е.А.Туров, Н.Г.Гусейнов, ЖЭТФ 38, 1326, 1960 АФМР в АФМЛП. Произвольное направление Н
54. A.S.Borovik-Romanov, L.A. Prozorova, J.de phys. 32, C1, 829, 1971 АФМР в АФМЛП
55. Ф.С.Русин, Г.Д.Богомолов, Письма в ЖЭТФ 6, 236, 1966 Оротрон
56. М.Б.Голанд, Р.Л.Виленская, Е.А.Зголина, З.Ф.Каплун, А.А.Негирев, В.А.Парилов, Т.Б.Реброва, В.С.Савельев, ПТЭ 4, 136, 1965 ЛОВ мм-диапазона
57. Л.А.Прозорова, П.П.Максименков, Сб. "Электроника больших мощностей", 5, 59, 1968. Применение открытого резонатора
58. Д.Инграм. Изд-во Ин.лит., 1959 Спектроскопия на высоких и сверхвысоких частотах
59. Г.Д.Богомолов, Сб. "Электроника больших мощностей", вып.3, 154, 1964 Открытые резонаторы
60. С.В.Петров, Изв.АН СССР, сер.физ. 35, 1259, 1971 Метод получения монокристаллов двойных фторидов CsMnF_3 , BaMnF_4 , BaCoF_4 , BaNiF_4 .
61. Н.Ю.Икорникова, Кристаллография 6, 745, 1961. Метод получения монокристаллов карбонатов переходных элементов

62. А.С.Боровик-Романов, Н.М.Крейнес
Л.А.Прозорова, ЖЭТФ 45, 64, 1963 АФМР в MnCO_3 ,
НЧ-ветвь
63. Л.А.Прозорова, А.С.Боровик-Романов, Труды ЛТ-Х, 4, 201, Москва, 1967, ВИНТИ АФМР в MnCO_3 ,
НЧ и ВЧ-ветви.
64. Л.А.Прозорова, А.С.Боровик-Романов, ЖЭТФ 55, 1727, 1968 АФМР в MnCO_3 НЧ и ВЧ-ветви.
65. Г.Д.Богомолов, Ю.Ф.Игонин, Л.А.Прозорова, Ф.С.Русин, ЖЭТФ 54, 1069, 1968 АФМР в CoCO_3 , НЧ-ветвь
66. A.S.Borovik-Romanov, N.M.Kreines, L.A.Prozorova, T.A.Shalnikova, Proc. LT-XI, 2, 1340, 1968 АФМР и статические свойства NiCO_3
67. Л.А.Прозорова, ЖЭТФ 57, 1967, 1969 АФМР в NiCO_3 НЧ-ветвь. Индуцированный антиферромагнетизм
68. А.С.Боровик-Романов, Л.А.Прозорова, Письма в ЖЭТФ 4, 57, 1966 АФМР в MnCO_3 в окрестности точки пересечения НЧ и ВЧ-ветвей
69. Л.В.Великов, С.В.Миронов, Е.Г.Рудашевский, ЖЭТФ 57, 781, 1969 АФМР в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в окрестности точки пересечения НЧ и ВЧ-ветвей
70. С.В.Петров, М.А.Попов, Л.А.Прозорова, ЖЭТФ 62, 1884, 1972 АФМР в BaMnF_4
71. H.Suhl, Phys.Rev. 109, 606, 1958)
72. T.Nakamura, Progr.Theor.Phys. 20, 542, 1958) Сул - Накамуrowsкое взаимодействие
73. P.G. De-Gennes, P.A.Pincus, F.Hartmann-Bourton, J.M.Winter Phys.Rev. 129, 1105, 1963 Связь колебаний электронных и ядерных спинов
74. Е.А.Туров, М.П.Петров, М., 1969 Ядерный магнитный резонанс в ФМ и АФМ
75. A.J.Heeger, A.M.Portis, D.T.Teaneу, G.Witt, Phys.Rev.Letts 2, 307, 1961 АФМР в KMnF_3 , влияние СТВ
76. D.T.Teaneу, M.J.Freiser, R.W.H.Stevenson, Phys.Rev.Letts., 2, 212, 1962. АФМР в RbMnF_3 , влияние СТВ

77. M.J.Freiser, P.E.Seiden, D.T.Teaneu, Phys.Rev.Letts 10, 293, 1963 АФМР в $RbMnF_3$, влияние СТВ
78. D.E.Eastman, M.W.Snafer, JAP 38, 1274, 1967 АФМР в $TlMnF_3$, влияние СТВ
79. А.С.Боровик-Романов, И.Н. Калинкина, ЖЭТФ 41, 1694, 1961 Магнитная теплоемкость $MnCO_3$, вклад от упорядочения ядер
80. В.А.Тулин, ЖЭТФ 58, 1265, 1970 АФМР в $CsMnF_3$, НЧ-ветвь. Влияние СТВ
81. В.А.Тулин, ЖЭТФ 55, 831, 1969 Влияние СТВ на АФМР и ЯМР в $MnCO_3$. Перегрев ядер.
82. H.Fink, D.Shaltiel. Phys.Rev. 136, 218, 1964 ЯМР в $MnCO_3$
83. P.W.Anderson, F.R.Merrit, J.P.Remeika, W.A.Yager, Phys.Rev. 93, 717, 1954 АФМР в $\alpha-Fe_2O_3$; НЧ-ветвь, влияние магнитоупругого взаимодействия (МУВ)
84. K.Ono, I.Hayashi, J.Shimoda, K.Imanaga, Phys.Rev. 99, 1116, 1955 -"-
85. Е.Г.Рудашевский, Т.А.Шальникова, ЖЭТФ 47, 886, 1964 АФМР $\alpha-Fe_2O_3$, НЧ-ветвь, изотропная щель
86. A.Tasaki, S.Iida, J.Phys. Soc.Japan 18, 1148, 1963 АФМР в $\alpha-Fe_2O_3$, НЧ-ветвь, влияние магнитоупругого взаимодействия (МУВ)
87. S.Iida, A.Tasaki, Proc.ICM Nottingham, 583 (1964) -"-
88. А.С.Боровик-Романов, Е.Г. Рудашевский, ЖЭТФ 47, 2095, 1964 АФМР в $\alpha-Fe_2O_3$ Влияние МУВ. Эксперимент и теория
89. Е.А.Туров, В.Г.Шавров, ФТТ 7, 217, 1965 Энергетическая щель в спектре спиновых волн, связанная с магнитоупругой энергией (теория)
90. Р.З.Левитин, А.С.Пахомов, В.А.Щуров, ЖЭТФ 56, 1242, 1969 Магнитоупругие свойства $\alpha-Fe_2O_3$.
91. W.Voigt, Ann.d.Phys. 4 Folge, 22, 129, 1907 Упругие модули $\alpha-Fe_2O_3$

92. K. Mizushima, S. Iida, J. Phys. Soc. Japan 21, 1521, 1966 Влияние деформаций на АФМР в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$
93. П.П.Максименков, В.И.Ожогин, ЖЭТФ 65, 657, 1973 Индуцированная сжатием переориентация спинов $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$
94. П.П.Максименков, Б.М.Михайлов, Р.и Э. 17, 1256, 1972 Магнитоупругий амплитудный модулятор мм-волн на $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$
95. Л.В.Великов, Е.Г.Рудашевский, В.Н.Селезнев Sol. St. Comm 11, 959, 1972, Письма в ЖЭТФ 13, 129, 1971 АФМР в FeVO_3 НЧ-ветвь. Индуцированный антиферромагнетизм
96. R.G. Shulman, Phys. Rev. 121, 125, 1961 ЯМР и магнитное упорядочение в NiF_2 .
97. В.Я.Гамлицкий, С.С.Якимов, В.И.Николаев, Н.Ф.Симонов, Письма в ЖЭТФ 13, 129, 1971 Эффект Мёссбауэра в FeF_3 индуцированный АФМ
98. С.С.Якимов, В.И.Ожогин, В.Я.Гамлицкий, В.М.Черепанов, С.Д.Прудков Phys. Letts 39A, 421, 1972 Эффект Мёссбауэра в FeVO_3 индуцированный АФМ
99. Л.В.Великов, А.С.Прохоров, Е.Г.Рудашевский, В.Н.Селезнев, ЖЭТФ 66, 1847, 1974 АФМР в FeVO_3
100. M. Date, J. Phys. Soc. Japan 15, 2251, 1960. АФМР в MnCO_3 НЧ-ветвь
101. С.А.Альтшулер, Б.М.Козырев М., Физматгиз, 1961 ЭПР
102. Е.Г.Рудашевский, ЖЭТФ 46, 134, 1964 АФМР в CoSO_3 , низкие частоты
103. А.С.Боровик-Романов, В.Ф.Мещеряков, Письма в ЖЭТФ 8, 425, 1968 АФМР в CoSO_3 Расщепление спектра (примесный уровень)
104. Б.С.Думеш, В.М.Егоров, В.Ф.Мещеряков, ЖЭТФ 61, 320, АФМР в CoSO_3 Влияние примесей
105. А.С.Боровик-Романов, Н.Ю.Икорникова, В.Ф.Мещеряков, Е.Г.Рудашевский, Кристаллография 12, 488, 1967 ЭПР на ионах Co^{++} в CaSO_3 матрице
106. Л.В.Великов, Ю.М.Гуфан, А.С.Прохоров, Е.Г.Рудашевский, ДАН СССР 219, 1341, 1974 Феноменологическая теория АФМ

- I07. H.J.Fink, D.Shaltiel, Phys.Rev. 130, 627, 1963 АФМР в $MnCO_3$, ВЧ-ветвь при $T=20^\circ K$
- I08. P.L.Richards, JAP 25, 850, 1964 АФМР в $MnCO_3$, ВЧ-ветвь
- I09. T.Oguchi, Phys.Rev. 113, 769, 1959 Энергии анизотропии, теория
- I10. Н.С.Арулов, Zs.f.Physik 100, 197, 1936 Энергия анизотропии, теория
- I11. C.Zener, Phys.Rev. 96, 1335, 1954 Энергия анизотропии, теория
- I12. Б.Я.Котюжанский, ЖЭТФ, 59, 1562, 1970 Расчет дипольного взаимодействия в $MnCO_3$ и $CsMnF_3$.
- I13. J.P.Rotthaus, V.Jacarino Phys.Rev.Letts 28, 1649, 1972 Ширина линии АФМР в MnF_2 .
- ✓ I14. В.И.Ожогин ЖЭТФ 48, 1307, 1965 Нелинейная динамика АФМ ЛП
- I15. Л.А.Прозорова, А.С.Боровик-Романов Письма в ЖЭТФ 10, 316, 1969 Параметрическое возбуждение спиновых волн в $CsMnF_3$
- I16. M.H.Seavey, JAP 40, 1597, 1969 Параметрическое возбуждение электронных и электронноядерных спиновых волн в $CsMnF_3$
- ✓ I17. Л.А.Прозорова, Б.Я.Котюжанский, Письма в ЖЭТФ 12, 105, 1970 Бирезонанс в $CsMnF_3$ и $MnCO_3$
- I18. P.H.Cole, Appl.Phys.Letts 10, 272, 1967 Бирезонанс в $RbMnF_3$
- ✓ I19. Л.А.Прозорова, X Между-народная конф. по физ. и техн. низких температур. Тезисы докл. Варна, 1971 Нелинейный АФМР комбинационный резонанс
- I20. В.А.Колганов, ЖЭТФ 62, 333, 1972 Параметрическое возбуждение спиновых волн в АФМ ЛП (теория)
- I21. В.И.Ожогин, ЖЭТФ 46, 531, 1964 Релаксация в АФМ ЛП 3-х маг-нонный процесс $k=0$
- I21^a E. Schlomann, II Green, V. Milano, J Appl Phys. 31, 386 S, 1960 Параметрическое возбуждение спиновых волн в $7KCl$.

122. Б.Я.Котыжанский, Л.А.Прозорова, Наблюдение резонансного взаимодействия ПСВ с фононами в MnCO_3 .
Письма в ЖЭТФ 13, 43, 1971
123. Б.Я.Котыжанский, Л.А.Прозорова, Возбуждение ПСВ в MnCO_3 .
ЖЭТФ 62, 2199, 1972
124. Б.Я.Котыжанский, Л.А.Прозорова, Возбуждение ПСВ в CaMnF_3 .
ЖЭТФ 65, 2470, 1973. Релаксация. Взаимодействие ПСВ с фононами.
125. Л.А.Прозорова, Б.Я.Котыжанский, Параметрическое возбуждение спиновых волн в антиферромагнетиках
Труды МКИ-73, 3, 266, 1973.
126. E.H.Turner, Phys.Rev.Letts. 5, 100, 1960. Взаимодействие ПСВ с фононами в ИИГ
127. M.H.Seavey, Phys.Rev.Letts. 23, 132, 1969. Магнон-фононный резонанс в CaMnF_3 .
128. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Теория упругости
"Теория упругости", "Наука", 1965.
129. В.Г.Барьяхтар, М.А.Савченко, В.В.Гайн, П.В.Рябо, Магнитоупругие волны в АФМ со структурой MnCO_3 .
ЖЭТФ 47, 1989, 1964
130. В.Р.Гакель, Скорость звука в MnCO_3 .
ЖЭТФ 67, 1827, 1974
131. В.И.Ожогин, Взаимодействие Дзялошинского в АФМ
докторская диссертация
132. В.Г.Барьяхтар, М.А.Савченко, Частоты неоднородного резонанса в АФМ ЛП
В.В.Тарасенко, ЖЭТФ 49, 1631, 1965
133. Л.А.Вайнштейн, В.А.Солнцев, Техническая нестабильность резонансных автогенераторов
Лекции по сверхвысокочастотной электронике, стр.44, М., "Сов. радио", 1973.
134. А.Г.Гуревич, Поля в резонаторах простой формы.
"Полые резонаторы и волноводы". М., "Сов. радио", 1952.
135. В.В.Кведер, Б.Я.Котыжанский, Изучение процесса возбуждения ПСВ в MnCO_3 .
Л.А.Прозорова, ЖЭТФ 63, 2205, 1972.

I36. R.J. Joseph, C.P. Hartwig,
T. Kohane, E. Schlömann,
J. Appl. Phys. 37, 1069, 1966

I37. H. Le-Gall, B. Lemaire,
D. Sere, Solid St. Comm. 5,
919, 1967.

I38. В.С. Львов, Препринт ИЯФ
СО АН СССР № 69-72
Новосибирск, 1972

I39. В.С. Львов, М.И. Широков,
Препринт ИАЭ СО АН СССР
№ 14, Новосибирск, 1974.

I40. В.И. Ожогин, А.Ю. Якубов-
ский ЖЭТФ 63, 2149, 1972.

I41. В.Е. Захаров, В.С. Львов,
ФТТ 14, 2913, 1972.

I42. Г.А. Мелков, В.Л. Гранкин,
ЖЭТФ 69, 1415, 1975.

I43. L.W. Hinderks, P.M. Richards,
J. Appl. Phys. 39, 824, 1968

I44. F. Ninio, F.R. Keffer,
Phys. Rev. 165, 735, 1968

I45. L.W. Hinderks, P.M. Richards,
Phys. Rev. 183, 575, 1969

I46. L.W. Hinderks, P.M. Richards,
J. Appl. Phys. 42, 1516, 1971

I47. В.И. Ожогин, А.Ю. Якубовский,
Phys. Letts. 43B, 505, 1973.

I48. В.И. Ожогин, А.Ю. Якубовский,
ЖЭТФ 67, 287, 1974

I49. А.Ю. Якубовский
ЖЭТФ 67, 1539, 1974.

I50. A. J. Heeger,
Phys. Rev. 131, 608, 1963.

Л.10

Жесткий характер возбуж-
дений ПСВ в ХИГ,
эксперимент.

— " — — " — — " —

Жесткий характер возбуж-
дения ПСВ в ферритах,
теория.

Нелинейная теория возбуж-
дения спиновых волн в
антиферромагнетиках

Жесткий характер воз-
буждения ПСВ в $MnCO_3$

ПСВ в ферромагнетиках
с магнитными неоднород-
ностями.

Интервал возбуждения
ПСВ в k-пространстве.

Возбуждение электронной
и ядерной спиновых волн
методом параллельной на-
качки. Эксперимент.

Возбуждение электронной
и ядерной спиновых волн.
Теория.

Возбуждение электронной
и ядерной спиновых волн.
Эксперимент и теория.

Возбуждение электронных
и ядерных спиновых волн.

Возбуждение электронных
и ядерных ПСВ в $MnCO_3$.

Параметрические
в АФМ ЛП

Параметрическое возбуж-
дение ядерных спиновых
волн

Пороговое насыщение од-
нородного резонанса в
 $KMnF_3$.

- I51. H. Suhl, Phys. Rev. 101, 1437, 1956. Дополнительное поглощение в ФМ при больших уровнях СВЧ-мощности
- I52. А.С.Боровик-Романов, Л.А.Прозорова, ЖЭТФ 46, 1151, 1964 Пороговое насыщение однородного резонанса в MnSO_3 .
- I53. A.E. Harris, D. Kumar, B.I. Halperin, P.S. Hohenberg, Phys. Rev. B3, 961, 1971 Релаксация спиновых волн в АФМ
- I54. В.И.Ожогин, ЖЭТФ 46, 531, 1964 3-х магнонная релаксация в АФМ ЛП
- I55. В.А.Колганов, ЖЭТФ 63, 345, 1972 Релаксация спиновых волн в АФМ ЛП
- I56. В.Л.Соболев, кандидатская диссертация, Донецкий физико-технический Ин-т, 1973 Теория релаксационных процессов в АФМ ЛП
- I57. В.Г.Барьяхтар, В.Л.Соболев, А.Г.Квирикадзе, ЖЭТФ 65, 790, 1973 Затухание спиновых волн в АФМ ЛП, $H=0$
- I58. В.Г.Барьяхтар, В.Л.Соболев, ФТТ 15, 2651, 1973 Ширина линии АФМР в АФМ ЛП
- I59. В.С.Львов, М.И.Широков, ЖЭТФ 67, 1932, 1974 Нелинейная теория параметрического возбуждения в АФМ ЛП
- I60. В.Г.Барьяхтар, В.А.Санина, ФТТ 8, 1449, 1966 Рассеяние спиновых волн на парамагнитных примесях в АФМ
- I61. В.М.Цукерник, Р.П.Янкевич, ЖЭТФ 68, 2116, 1975 Стационарное состояние ПСВ. Выключение 4-х магнонной релаксации
- I62. Б.Я.Котюжанский, Л.А.Прозорова, Письма в ЖЭТФ 19, 225, 1974 Наблюдение распространения спиновых волн
- I63. L.A. Prozorova, B.Ya. Kotyuzhanskii, A.S. Borovik-Romanov, 18 AMPERE-Congress, Nottingham, p.97, 1974 -" -" -"
- I64. L.A. Prozorova, B.Ya. Kotyuzhanskii, A.S. Borovik-Romanov, Proc. LT-14, 2, 188, 1975. Otaniemi, Finland -" -" -"
- I65. E. Schloman, Phys. Rev. 116, 829, 1959. Теория ФМР при больших уровнях СВЧ-мощности.

- I66. В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С. Старобинец, ФТТ II, 1971, 1969. S -теория
- I67. В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.С. Старобинец, ЖЭТФ 59, 1200, 1970. -"-
- I68. В.С.Львов, С.Л.Мушер, С.С. Старобинец, ЖЭТФ 64, 1074, 1974 Автоколебания намагниченности при возбуждении ПСВ, теория
- I69. В.В.Зауткин, В.С.Львов, С.С. Старобинец, ЖЭТФ 63, 182, 1972 Коллективные колебания в системе ПСВ. Наблюдение по резонансу на комбинационной частоте
- I70. В.В.Зауткин, С.С.Старобинец, ФТТ 16, 678, 1974 Коллективные колебания. Область устойчивости.
- I71. Б.И.Орел, С.С.Старобинец, ЖЭТФ 68, 317, 1975 Возбуждение коллективных колебаний, эксперимент.
- I72. W.E.Courtney, J.B.Claricoats, J.Electr.and Contr. 16, 1, 1964 Н.К.Довченко, Ю.С.Бронкевич, ФТТ 7, 3417, 1965. Автомодуляция при возбуждении ПСВ в ЕИГ, эксперимент
- I73. T.S.Hartwick, E.R.Peressini, M.T.Weiss, J.Appl.Phys. 32, 223S, 1961. Запороговая восприимчивость в ЖИГ
- I74. Я.А.Моносов, В.В.Сурин, В.А.Шахунов, ЖЭТФ 65, 1905, 1973 -"- -"- -"
- I75. В.В.Зауткин, В.Е.Захаров, В.С.Львов, С.Л.Мушер, С.С. Старобинец, ЖЭТФ 62, 1782, 1972 -"- -"- -"
- I76. В.В.Кведер, Л.А.Прозорова, Письма в ЖЭТФ 19, 683, 1974 Запороговая восприимчивость в MnCO_3 и CsMnF_3 .
- I77. В.А.Колганов, В.С.Львов, М.И.Широков, Письма в ЖЭТФ 19, 680, 1974 Запороговая восприимчивость в АФМ ЛП, теория
- I78. Л.А.Прозорова, А.И.Смирнов, ЖЭТФ 67, 1952, 1974 Изучение стационарного состояния ПСВ в MnCO_3 методом переходных процессов
- I79. Э.И.Абаулина-Заварицкая, ЖЭТФ 36, 1342, 1959 Низкотемпературный пробои в германии

Академия наук СССР
Институт физических проблем
Л.А.Прозорова
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ
Специальность 01.04.09
(физика низких температур)
Диссертация на соискание учёной
степени доктора физико-математических
наук
Москва, 1975

Копия сделана по экземпляру диссертации, хранящемуся в группе изучения спиновой динамики ИФП РАН
Дата изготовления копии: 7 сентября 2016 г.