

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ АН СССР

Дипломная работа

студента VI курса факультета общей и прикладной

физика МФТИ

ПОПОВА М.А.

" Исследование антиферромагнитного резонанса в
 $BaMnF_4$ в широком диапазоне частот."

Научный руководитель
кандидат физико-математических наук
Л.А.Прозорова

Москва
1971г.

Содержание

I. Введение и постановка задачи

II. Известные результаты по $BaMnF_4$

III. Теория магнитных свойств орторомбических антиферромагнетиков

IV. Методика эксперимента

V. Результаты эксперимента и их обсуждение

VI. Магнитная структура $BaMnF_4$

VII. Заключение

Л и т е р а т у р а.

I. ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В последнее время появился ряд работ, посвященных новым изоморфным кристаллам $BaMF_4$, где $M = Mn, Fe, Co, Ni, Mg$ и Zn . Было показано, что эти вещества обладают многими интересными свойствами: в кристаллах с $M = Mn, Fe, Co$ и Ni при низких температурах происходит антиферромагнитное упорядочение спинов /1, 2, 3/ нецентрическая орторомбическая пространственная группа симметрии допускает существование в них пьезоэлектричества, обнаруженного при $M = Mn$ и Fe /4, 7/; магнитоэлектричества, найденного в $BaCoF_4$ /6/; пьезомагнетизма; кристаллы с $M = Co, Ni, Mg$ и Zn обладают сегнетоэлектричеством /4/; в $BaMnF_4$ найдено пироэлектричество /7/. Магнитные статические /2, 3/ измерения позволяют косвенно предполагать двумерный магнетизм в кристаллах с $M = Mn, Fe, Co$ и Ni .

Поэтому большой интерес представляет исследование энергетического спектра этих кристаллов при помощи магнитного резонанса, мощного и точного экспериментального метода. Знание статических и динамических свойств вещества позволяет определить все коэффициенты в феноменологическом гамильтониане, полно описывающего свойства данного кристалла.

В кристаллах, содержащих магнитные ионы в S -состоянии, энергия спин - орбитального взаимодействия мала. Поэтому в таких кристаллах g - фактор почти изотропен и близок к спиновому значению 2.00. Также считается, что основной вклад в магнитную анизотропию таких веществ вносит магнитное дипольное взаимодействие /8, 9, 10/.

Поэтому объектом исследования был выбран кристалл $BaMnF_4$. Статические исследования /2/ позволили предположить возможность исследования обеих ветвей антиферромагнитного резонанса /АФМР/ в

миллиметровой области.

Задача данной работы сводится кратко к следующему:

а/ Исследовать зависимость резонансной частоты от внешнего статического магнитного поля вдоль главных осей и сравнить с теоретической для орторомбических кристаллов.

б/ Провести теоретический расчет вклада магнитного дипольного взаимодействия в анизотропию; проанализировать магнитную структуру $BaMnF_4$ из сравнения расчета и экспериментальных данных.

В работе /1/ описаны экспериментальные данные по зависимости резонансной частоты от внешнего магнитного поля для кристаллов $BaMnF_4$ при температуре 290° К. Кристаллы относятся к тетрагональной системе с параметрами $a = 4,231 \cdot 10^{-8}$ м, $c = 10,006 \cdot 10^{-8}$ м. Структура $BaMnF_4$ изображена на рис. 1. Она принадлежит к пространственной группе $D_{2d} \times C_4$ и характеризуется наличием осей 100 и 111 , а также осей 110 и 111 . В этой же работе исследовалась зависимость резонансной частоты от температуры в диапазоне кристалла.

3/ Магнитное статическое взаимодействие

В работе /2/ А.А.Халева, А.В.Виноградова и Г.П.Гаврилова описаны измерения магнитного момента $BaMnF_4$ в статическом поле до 100 кГс. В этом диапазоне в диапазоне температур от 1,4° К до 290° К. Кристаллы принадлежат к тетрагональной системе с параметрами $a = 4,231 \cdot 10^{-8}$ м, $c = 10,006 \cdot 10^{-8}$ м. Температурная зависимость магнитного момента кристалла от величины магнитного поля при различных температурах и направлениях поля.

В этой работе было определено значение магнитного момента $BaMnF_4$ в статическом поле $H_0 = 5 \cdot 10^5$ эрстедов. Поле направлено вдоль оси 111 , а направление измерения магнитного момента \vec{M} совпадает с направлением оси 111 .

II. ИЗВЕСТНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО $BaMnF_4$

а/ Структура кристалла

В работе /7/ Е.Т.Кив, С.К.Абрахамс и Д.Л.Бернштейн провели тщательный рентгеноструктурный анализ кристалла $BaMnF_4$. Как и все вещества $BaMF_4$, он кристаллизуется в нецентрической пространственной орторомбической группе $C_{2v}^{12} - Cmc2_1$ с четырьмя молекулами на ячейку. /Авторы используют группу симметрии $A2_1am$, переходящую в тождественную $Cmc2_1$ при замене a на c /. При температуре 298° К кристалл обладает следующими параметрами ячейки: $a = 4.2216 \pm 3 \text{ \AA}$, $b = 15.098 \pm 2 \text{ \AA}$, $c = 5.9845 \pm 3 \text{ \AA}$. Структура $BaMnF_4$ изображена на рис. 1. Она представляет собой двумерные слои моноклинно искаженных октаэдров MnF_6 , волнообразные и параллельные /010/, разделенные тяжелыми ионами Ba^{++} .

В этой же работе исследовалась природа возникновения пьезоэлектричества в данном кристалле.

б/ Магнитные статические исследования

В работе /2/ Л.М.Холмс, М.Эйбшюц и Гуггенхейм провели измерения магнитного момента $BaMnF_4$ в статическом поле на вибраторном магнитометре в диапазоне температур от 1.4° К до 300° К. График зависимости статических магнитных восприимчивостей $\chi_{||}$ и χ_{\perp} от температуры представлен на рис. 2. На рис. 3 изображена зависимость магнитного момента кристалла от величины магнитного поля при различных температурах и направлениях поля.

В этой работе было определено следующее: $T_N \approx 25^\circ \text{ К}$; обменное поле $H_e \approx 5 \times 10^5$ эрстед; поле опрокидывания H_c , при котором антиферромагнитный вектор \vec{l} скачком переходит с легкой оси на

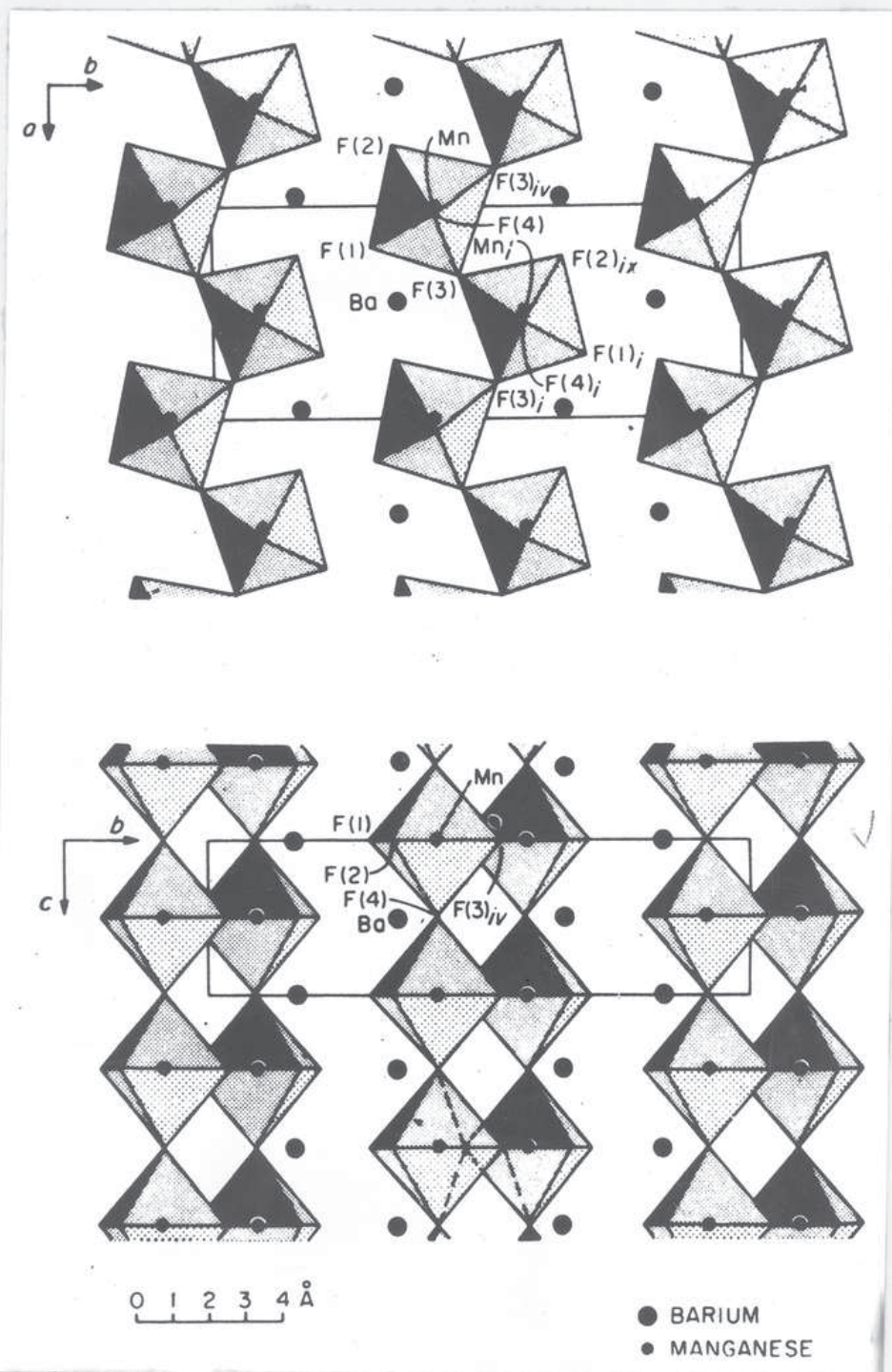


Рис. 1. Вид $BaMnF_4$, показывающий октаэдры MnF_6 :
 вдоль оси a /верхний/; вдоль оси c /нижний/.

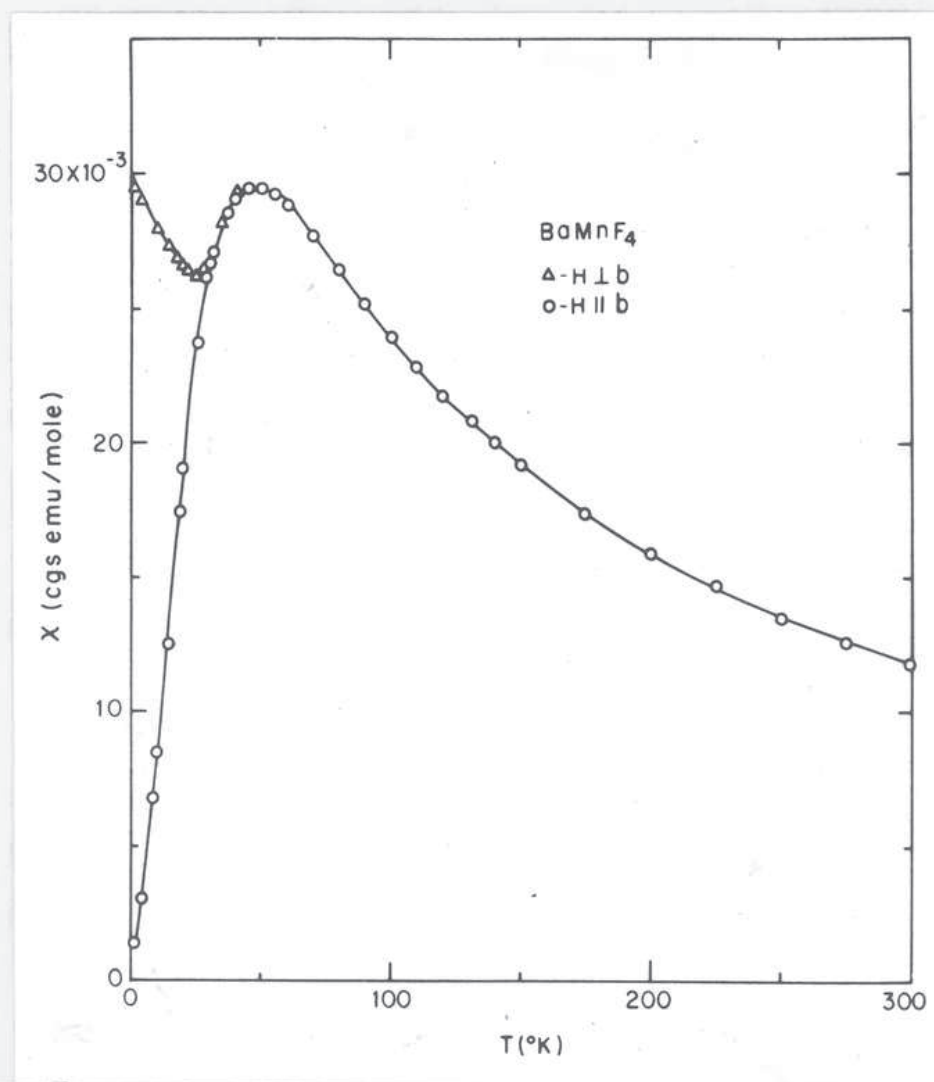


Рис. 2. Магнитные восприимчивости в BaMnF_4 как функции температуры.

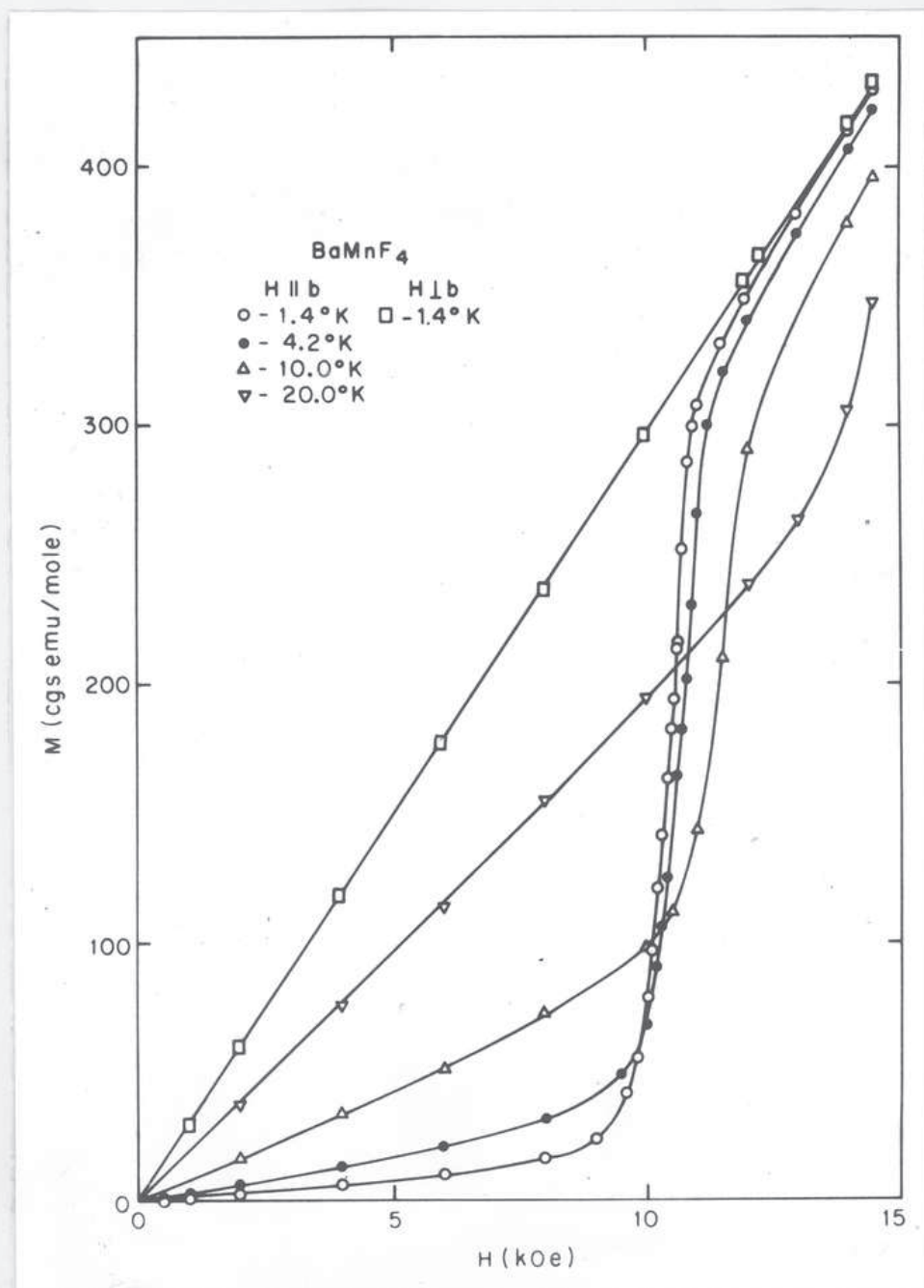


Рис. 3. Кривые намагниченности в BaMnF₄.

среднюю. Было замечено, что H_c растет с температурой в пределах 10 - 15 кэ. Это можно объяснить, исходя из известной формулы

$$H_c = [2H_A H_E / (1 - \alpha)]^{1/2}, \quad \text{где } \alpha = \chi_{\parallel} / \chi_{\perp}, \text{ и величина } \alpha$$

растет с температурой быстрее, чем уменьшается $H_A H_E$. Восприимчивость χ_{\perp} в пределах точности 3% была изотропна. Слабый ферромагнетизм не был обнаружен, хотя симметрия его допускает.

Следует обратить внимание на необычное поведение χ_{\perp} ниже 50 К. Температура T_N определяется авторами как температурный локального минимума $\chi_{\perp}(T)$. Ниже T_N восприимчивость χ_{\perp} возрастает с понижением температуры приблизительно на 10%. Точка перехода T_N предшествует широкий пик восприимчивости. И отличие T_N от температуры максимума T_{max} составляет 40 - 60% от последней. Такое поведение $\chi(T)$ предсказывается теорией двумерного магнетизма, обсуждаемой в статье М.Е.Лайнса /11/: В случае трехмерного магнетизма отличие T_N от T_{max} составляет не более 10%.

в/ Упругие и диэлектрические свойства $BaMnF_4$

В работе /1/ М.Эйбшц и Гуггенхейм показали, что данный кристалл обладает пьезоэлектричеством, исследовали оптические и упругие свойства. Были определены упругие, пьезоэлектрические, диэлектрические и оптические константы.

В работе / 12 / Е.Т.Спенсер, Гуггенхейм и Г.И.Коминьяк исследовали упругие свойства $BaMnF_4$ в ультразвуковой области. Были определены тензор скоростей ультразвука и его затухание. На рис. 4 представлена температурная зависимость затухания. При температуре около 255 К наблюдается острый пик, связанный, по мнению авторов, со структурным фазовым переходом, точное происхождение которого еще не выяснено. Аномальное возрастание потерь происходит и в об-

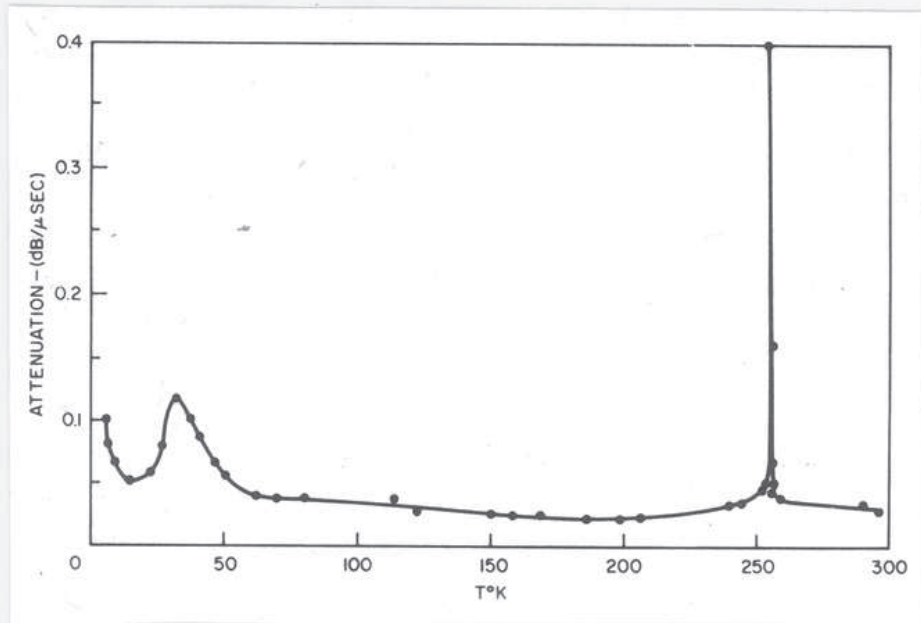


Рис. 4. Температурная зависимость затухания упругой волны при измерениях вдоль оси a на частоте 93 МгэВ $BaMnF_4$.

ласти $20^{\circ} - 50^{\circ}$ К, т.е. в области спада статической магнитной восприимчивости, авторы объясняют тем, что около 52° К появляется корреляция спинов, заканчивающаяся антиферромагнитным упорядочением последних к 20° К. В интервале этих температур происходят большие тепловые флуктуации спинов, сильно сказывающиеся через взаимодействие последних с упругими колебаниями на затухании ультразвуковой волны.

Магнитные свойства орторомбических антиферромагнетиков при таком гамильтониане и дополнительном условии $\delta = 0$ были рассмотрены в ряде работ, посвященных обсуждению результатов по $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ обобщение которых дано Т. Нагаиши, К. Иосидой и Р. Кубо в статье / 13/

Рассмотрим вкратце теоретические магнитные свойства орторомбического антиферромагнетика при заданном выше гамильтониане вдоль главных осей кристалла:

Статика.

Считаем $a_y > a_x > 0$. Обозначим

$$\chi_{\perp} = \frac{1}{B' + \delta}; \quad \chi'_{\perp} = \frac{1}{B'}; \quad \chi_{\parallel} = \frac{1}{B' + 2\delta^2}$$

E - магнитная энергия кристалла в поле \vec{H} .

При \vec{H} , перпендикулярном легкой оси Z :

$$\vec{m} = \chi_{\perp} \vec{H}; \quad (\vec{e} \vec{m}) = 0; \quad \vec{e} \parallel Z; \quad E = -\frac{\chi_{\perp} H^2}{2}$$

При \vec{H} , параллельном легкой оси Z , следует выделить две области, разделенные магнитным полем H_c , при котором антиферромагнитный вектор \vec{e} изменяет свое направление с легкой оси на среднюю X . При H , меньшем H_c :

$$\vec{m} = \chi_{\parallel} \vec{H}; \quad \vec{e} \parallel \vec{H} \parallel Z; \quad E = -\chi_{\parallel} \frac{H^2}{2}$$

При H , большем H_c :

$$\vec{m} = \chi'_{\perp} \vec{H}; \quad (\vec{m} \vec{e}) = 0; \quad \vec{e} \parallel X; \quad E = \frac{a_x \delta^2}{2} - \frac{\chi'_{\perp} H^2}{2}$$

Поле H_c можно определить, приравняв энергии обеих областей:

Динамика: $-\frac{\chi_{\parallel} H^2}{2} = \frac{a_x \delta^2}{2} - \frac{\chi'_{\perp} H^2}{2}; \quad H_c^2 = \frac{a_x \delta^2}{\chi_{\perp} - \chi_{\parallel}}$

Здесь мы рассмотрим только собственные частоты АФМР. Для их нахождения воспользуемся уравнениями Ландау-Лифшица:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{l}}{dt} = [\vec{l} \times \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{m}}] + [\vec{m} \times \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{l}}];$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = [\vec{l} \times \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{l}}] + [\vec{m} \times \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \vec{m}}];$$

где γ - гиромагнитное отношение.

Задача сводится к нахождению корней векового уравнения:

$i\nu/\gamma$	$-H_z - \nu m_z$	$H_y - \nu m_y$	0	$-a_y l_z$	$-a_y l_y$
$H_z + \nu m_z$	$i\nu/\gamma$	$-H_x + \nu m_x$	$a_x l_z$	0	$a_x l_y$
$-H_x$	H_x	$i\nu/\gamma$	$(a_y - a_x) l_y$	$(a_y - a_x) l_x$	0
0	$-\frac{l_z}{\chi_1}$	$(\frac{1}{\chi_1} - a_x) l_y$	$i\nu/\gamma$	$(\frac{1}{\chi_1} - a_x) m_z - H_z$	$H_y - \frac{m_y}{\chi_1}$
$\frac{l_z}{\chi_1}$	0	$(a_x - \frac{1}{\chi_1}) l_x$	$(a_x - \frac{1}{\chi_1}) m_z + H_z$	$i\nu/\gamma$	$\frac{m_x}{\chi_1} - H_x$
$(a_y - \frac{1}{\chi_1}) l_y$	$(\frac{1}{\chi_1} - a_x) l_x$	0	$(\frac{1}{\chi_1} - a_x) m_y - H_y$	$(a_y - \frac{1}{\chi_1}) m_x + H_x$	$i\nu/\gamma$

= 0

Здесь ν - собственная частота, γ - гиромагнитное отношение.

При \vec{H} параллельном средней оси X:

$$\left(\frac{\nu}{\mu}\right)_1^2 = \frac{a_x \ell^2}{\chi_1} + H^2(1 - \beta \chi_1); \quad \left(\frac{\nu}{\mu}\right)_2^2 = \frac{a_y \ell^2}{\chi_1}.$$

При \vec{H} , параллельном трудной оси Y :

$$\left(\frac{\nu}{\mu}\right)_1^2 = \frac{a_x \ell^2}{\chi_1}; \quad \left(\frac{\nu}{\mu}\right)_2^2 = \frac{a_y \ell^2}{\chi_1} + H^2(1 - \beta \chi_1).$$

При \vec{H} , параллельном легкой оси Z , следует снова рассматривать две области: а/ $H > H_c$ и б/ $H < H_c$. При этом сделаем пренебрежения, оправданные экспериментом: $\alpha \ll \frac{1}{\chi_1}$ Тогда:

$$\text{а/ } H > H_c: \left(\frac{\nu}{\mu}\right)_1^2 = H^2(1 - \beta \chi_1) - \frac{a_x \ell^2}{\chi_1}; \quad \left(\frac{\nu}{\mu}\right)_2^2 = \frac{a_y - a_x}{\chi_1} \ell^2$$

в/ $H < H_c$: В данном случае зависимость $\nu(H)$ описывается сложным выражением, и мы его не приводим.

Теоретическая зависимость собственных частот АФМР при $\beta=0$ от статического магнитного поля, направленного вдоль главных осей орторомбического кристалла, изображена на рис. 5, 6 и 7.

При \vec{H} , параллельном легкой оси Z и $H \approx H_c$, происходит, как уже отмечалось, опрокидывание антиферромагнитного вектора \vec{l} . Область опрокидывания составляет $\Delta H_c \approx -\chi_1 H_c (\beta + a_x)$.

Знак ΔH_c определяет род фазового перехода, соответствующего изменению направления \vec{l} : $\Delta H_c > 0$ при фазовом переходе 2 рода;

$\Delta H_c < 0$ - 1 рода. Этой области соответствует резкое изменение энергетического спектра. Наблюдение поглощения электромагнитных волн в этой области носит название ориентационного резонанса.

Таким образом, из теоретического анализа магнитных свойств орторомбического антиферромагнетика следует, что только совокупность статических и динамических измерений позволяет определить все коэффициенты в феноменологическом гамильтониане, описывающем свойства данного кристалла.

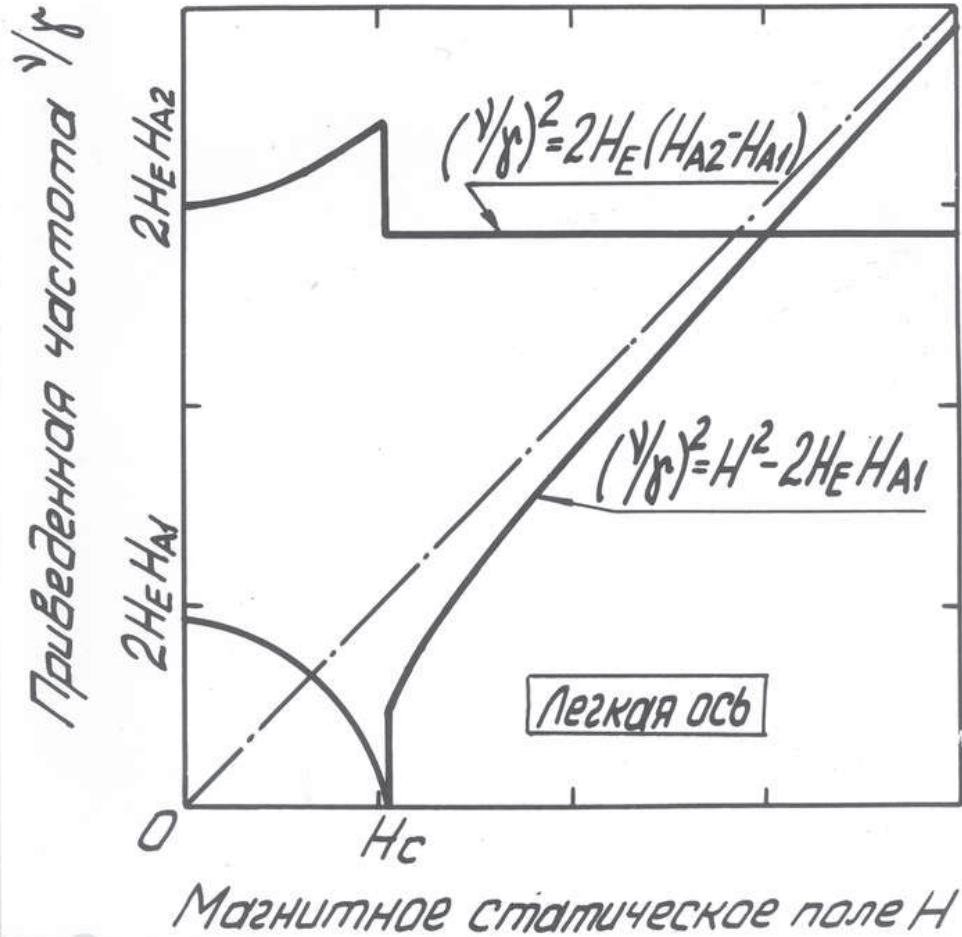


Рис. 5. Теоретическая зависимость ν/γ (H) в орторомбическом антиферромагнетике при $H \parallel$ легкой оси.

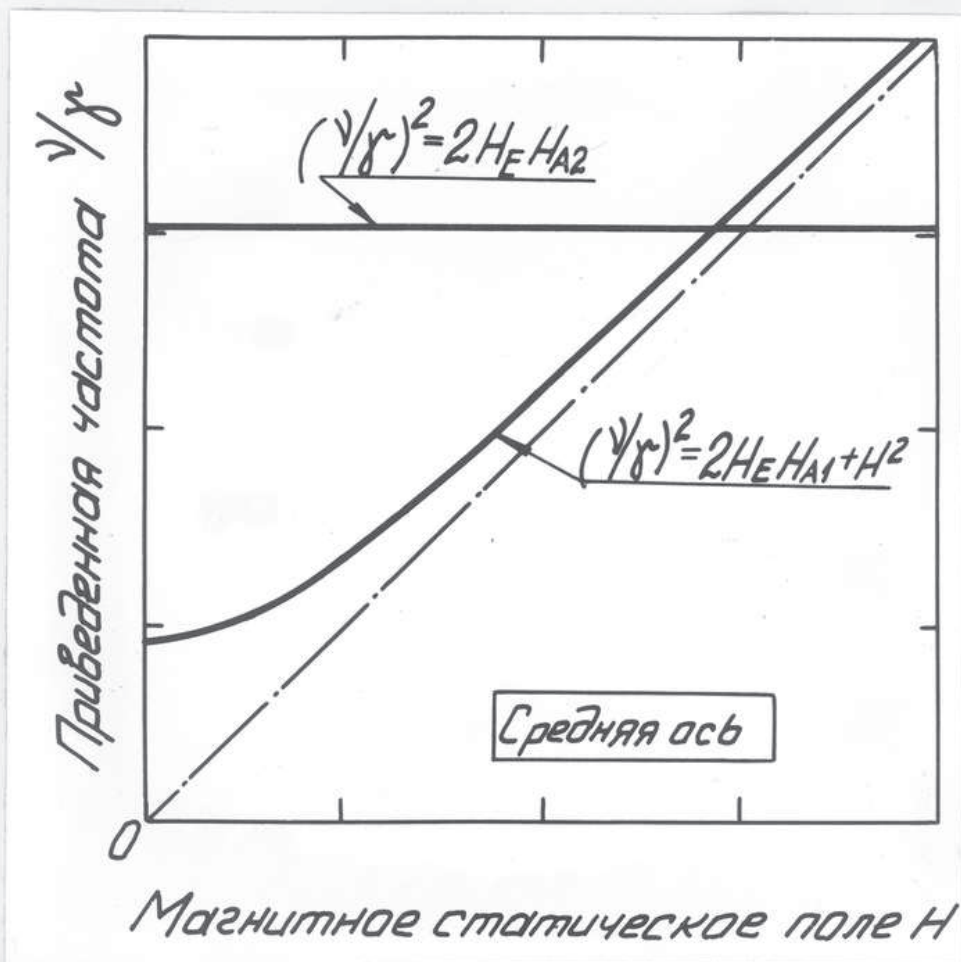


Рис. 6. Теоретическая зависимость $\nu/\gamma(H)$ в орторомбическом антиферромагнетике при $H \parallel$ средней оси.

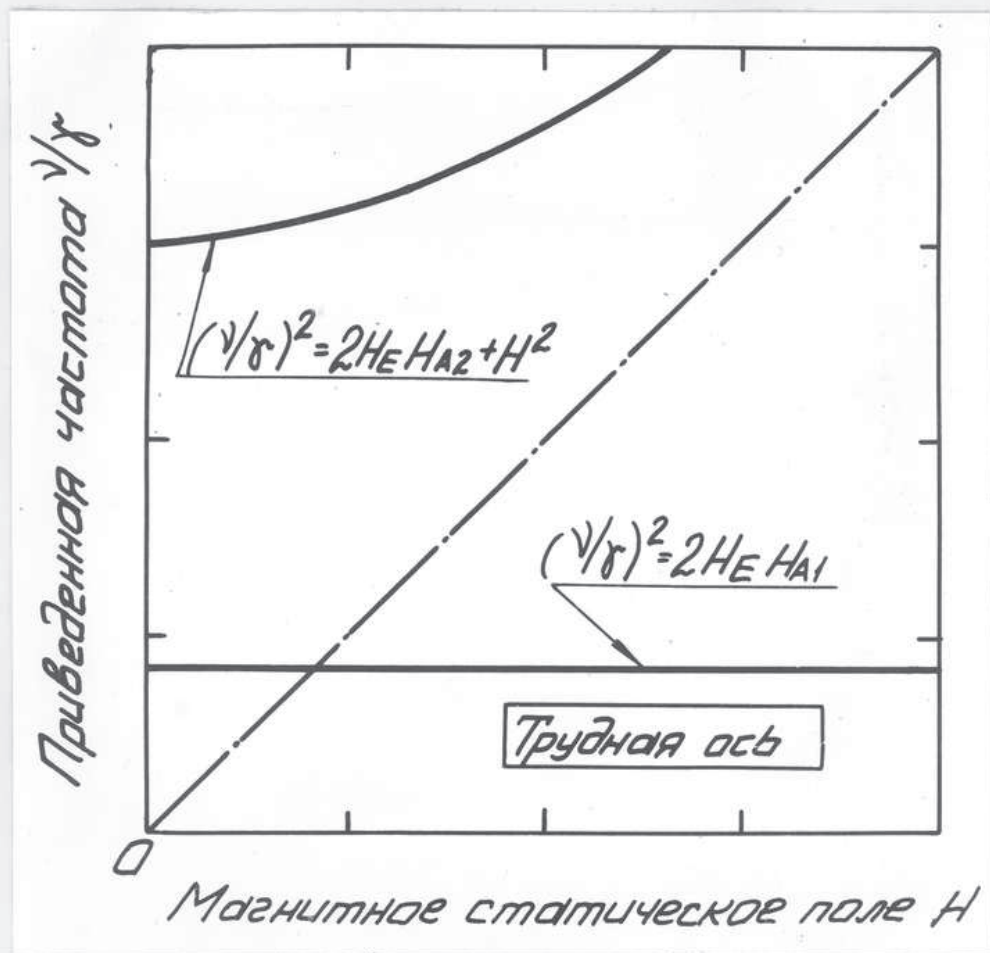


Рис. 7. Теоретическая зависимость $\nu/\gamma(H)$ в орторомбическом антиферромагнетике при $H \parallel$ трудной оси.

IV. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

а/ Спектрометр

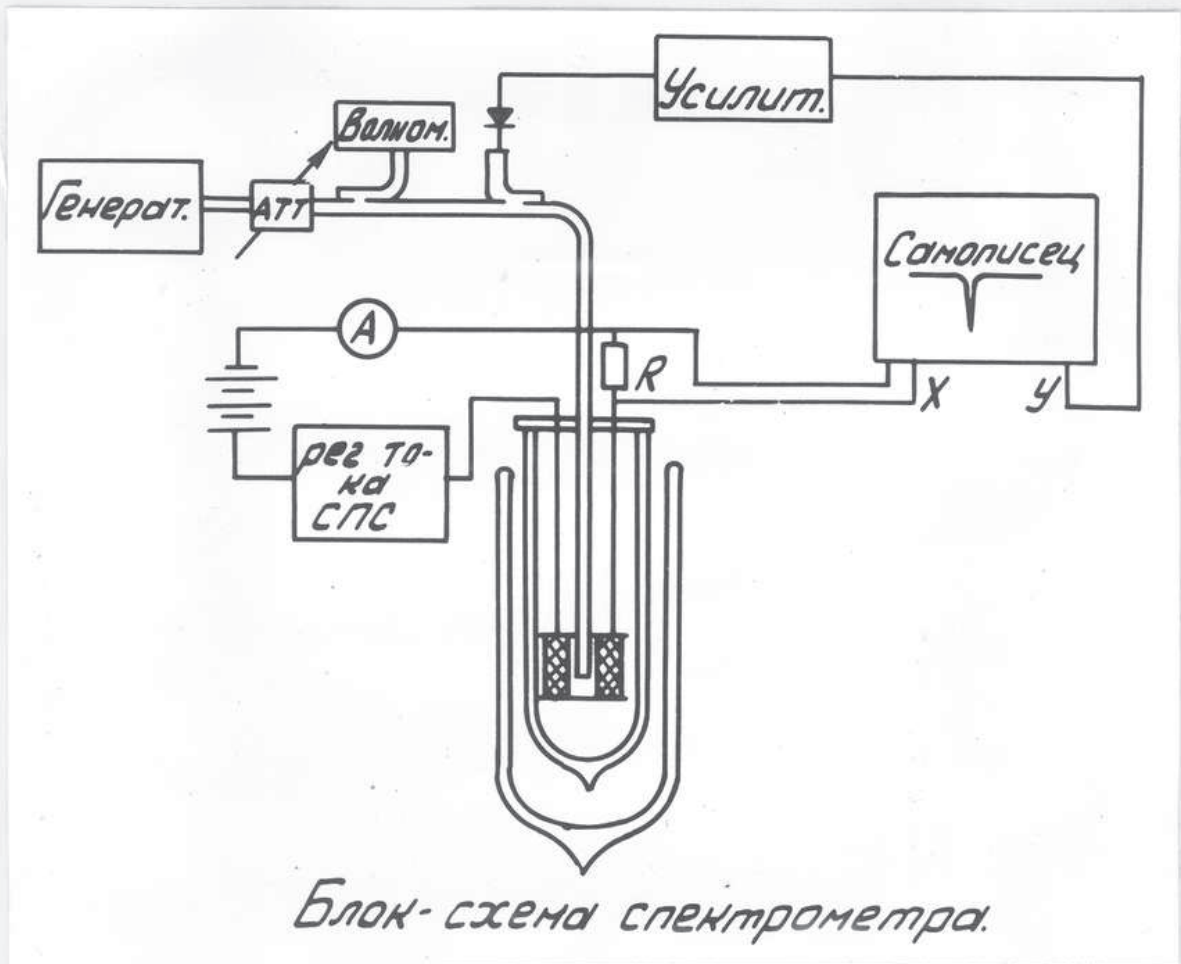
Основным требованием к спектрометру в данной работе была его широкополосность. Поэтому был использован спектрометр прямого усиления, поглощающей ячейкой которого служил закороченный конец волновода. Чувствительности такого спектрометра оказалось достаточно, что позволило не применять набор узкополосных резонаторов.

Блок-схема спектрометра представлена на рис. 8. Отраженный сигнал через направленный ответвитель попадает на детектор, и через усилитель В2-3 на координату "Y" двухкоординатного самопишущего потенциометра ПДС-021. На координату "X" подается сигнал с сопротивления R , пропорциональный магнитному полю в соленоиде. При фиксированной частоте медленно меняется магнитное поле, и при этом происходит запись линии резонансного поглощения.

В качестве источников СВЧ использовали лампы обратной волны, обладающие высокой стабильностью, значительной перестраиваемостью и низким шумом. Измерения велись в диапазоне 45 - 100 Ггц. Частота измерялась стандартными волномерами с точностью 0.5%.

В качестве поглощающей ячейки спектрометра использовался закороченный конец волновода сечением 1.8 x 3.6 мм, что обусловлено диаметром отверстия в соленоиде /10 мм/ и используемым диапазоном частот. Для передачи СВЧ сигнала от генератора к измерительному волноводу использовались диэлектрические волноводы прямоугольного сечения, согласованные с медным с помощью рупоров.

Для уменьшения теплоподвода к гелиевой ванне вывод из криостата осуществлен мельхиоровым волноводом сечением 3.6 x 7.2 мм. Герметизация криостата обеспечивалась слюдяным окном.



Блок-схема спектрометра.

Рис. 8.

Для создания магнитного поля использовался сверхпроводящий соленоид, изготовленный из сплава 65БТ диаметром 0.25 мм. Размеры катушки: внутреннее отверстие диаметром 10 мм, внешний диаметр 70 мм, длина - 50 мм. Проволока намотана в 94 слоя по 100 витков в каждом слое. Максимальное поле 50 кэ достигалось при токе 17 а.

Последовательно с соленоидом включено сопротивление $R \approx 0.01$ ома, напряжение которого, пропорциональное магнитному полю, подается на "X" координату самописца ПДС - 021.

Градуировка магнитного поля осуществлялась по парамагнитному резонансу в ДФПГ. Резонансное поле может быть рассчитано по формуле:

$$\nu = g \frac{e\hbar}{2mc} H$$

где ν - частота в герцах, H - магнитное поле в эрстедах,

$$g = 2.00 \text{ для ДФПГ / 17 / .}$$

Точность измерения поля определялась как точностью самописца ± 100 э/, так и шириной резонансной линии $\sim \frac{\Delta H}{10}$ /.

6/ Образцы

Кристаллы $BaMnF_4$ были выращены С.В.Петровым в Институте физических проблем АН СССР / 16 / путем сплавления монокристаллических BaF_2 и MnF_2 в атмосфере HF. Температура плавления $BaMnF_4$ - $740 \pm 10^\circ$ С. Монокристаллы выращивались в атмосфере He, так как HF при температурах ниже 400° С разрушает это соединение.

$BaMnF_4$, кристалл розового цвета, хрупок, и легче всего раскалывается по плоскости, перпендикулярной к длинной оси в.

Кристаллы ориентировались на рентгеновской установке /см. рис. 9, 10, 11/, и затем из них вырезались параллелепипеды с ребрами ~ 1 мм, плоскости которых перпендикулярны главным осям.

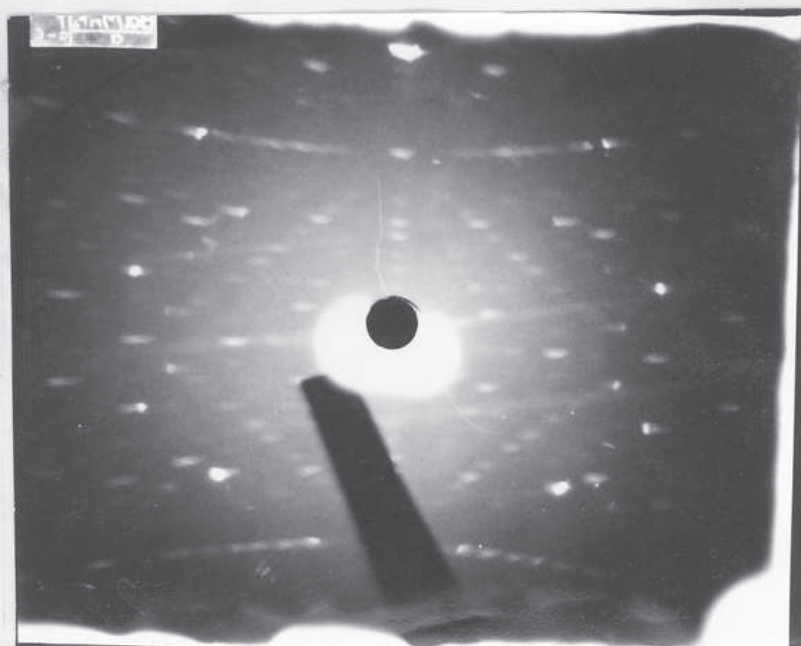


Рис. 9. Обратная лауэграмма вдоль оси a BaMnF_4 .

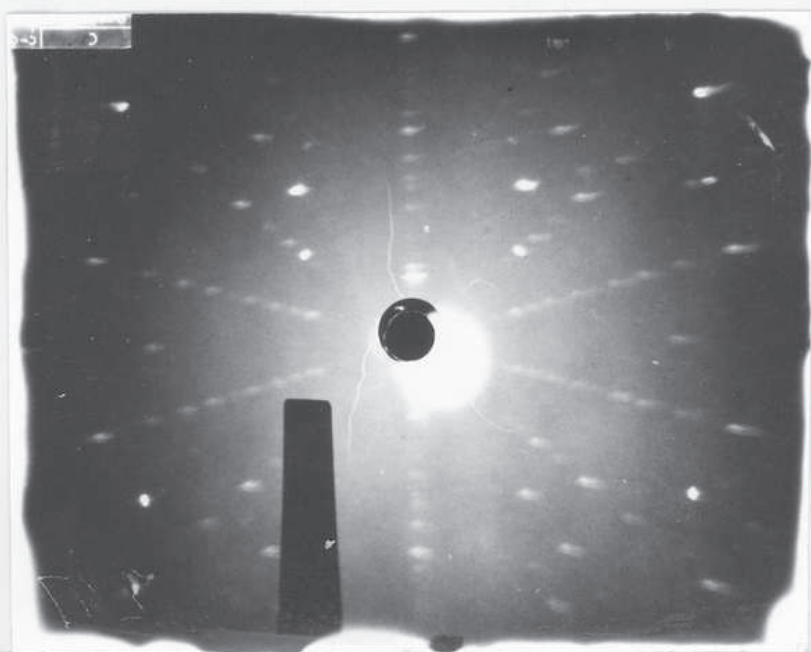


Рис. 12. Рентгенограмма качания BaMnF_4 вокруг оси a.

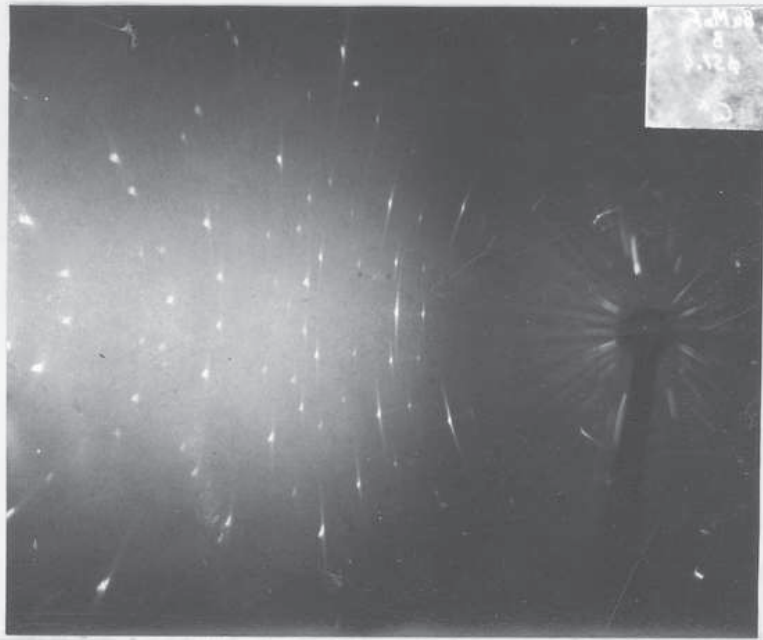


Рис. 13. Рентгенограмма качания $BaMnF_4$ вокруг оси b

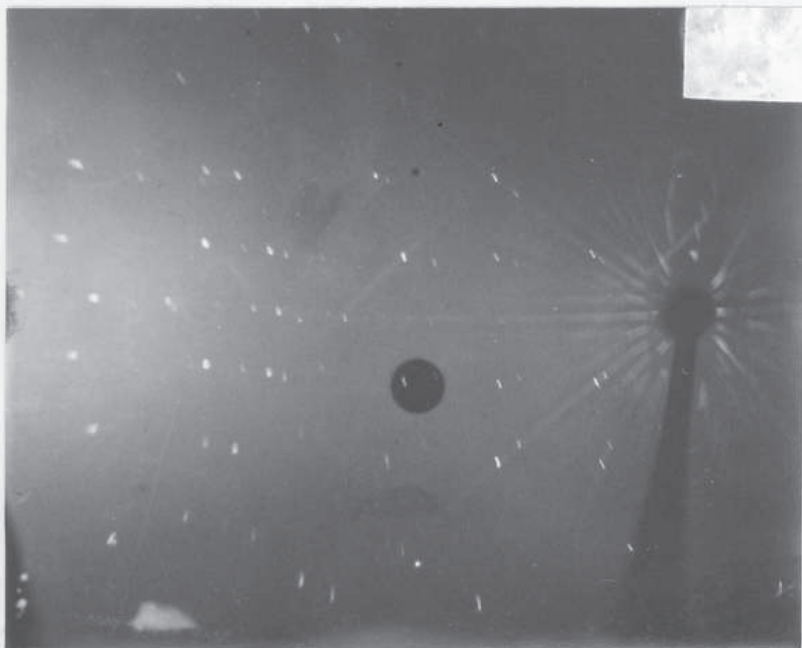


Рис. 14. Рентгенограмма качания $BaMnF_4$ вокруг оси c

Точность резки $- + 5^{\circ}$. Приготовленный образец приклеивался к медной заглушке волновода клеем БФ-6.

Выращивание $BaMnF_4$ из расплава характерно тем, что трудно получить кристаллы без дефектов и примесей. По рентгеновским снимкам и исследованиям АФМР все же удалось отобрать образцы с наименьшим количеством дефектов.

В ходе резонансных измерений и расчета дипольных полей анизотропии в $BaMnF_4$ потребовалось проверить утверждение работы / 2 / о том, что ось v является легкой. Это было сделано с помощью обратных лауэграмм /рис. 9, 10, 11/ и измерения постоянных решетки методом качания /рис. 12, 13, 14/. Результаты совпали с работами / 2 / и / 7 /. На основании рентгеноструктурных / 7 /, статических / 2 / и резонансных исследований была определена магнитная структура $BaMnF_4$ / см. главу VI /.

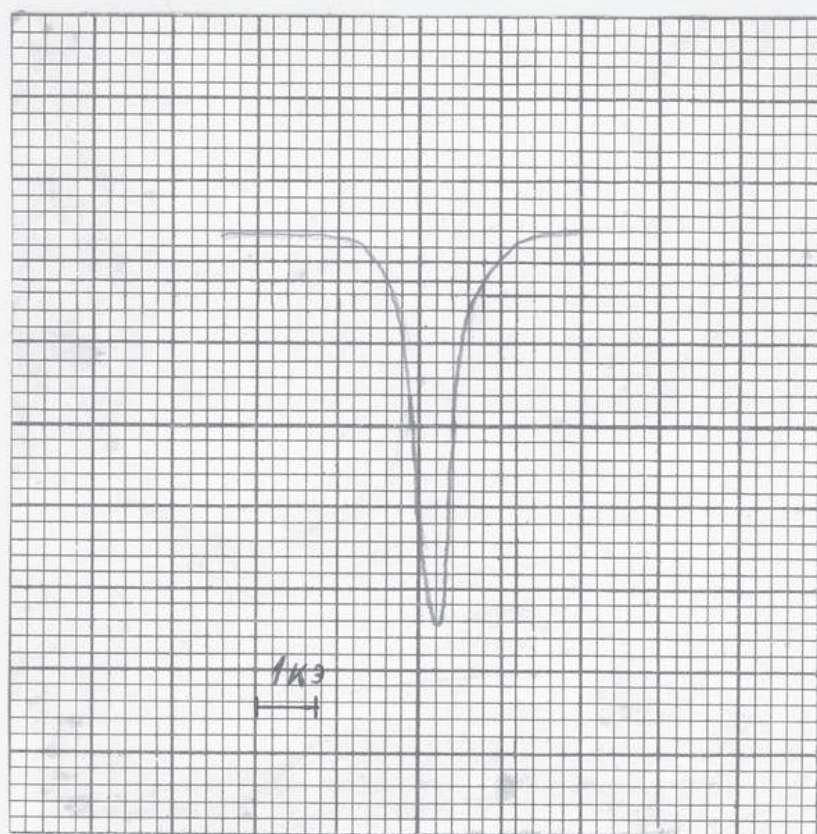


Рис. 15. Запись линии поглощения

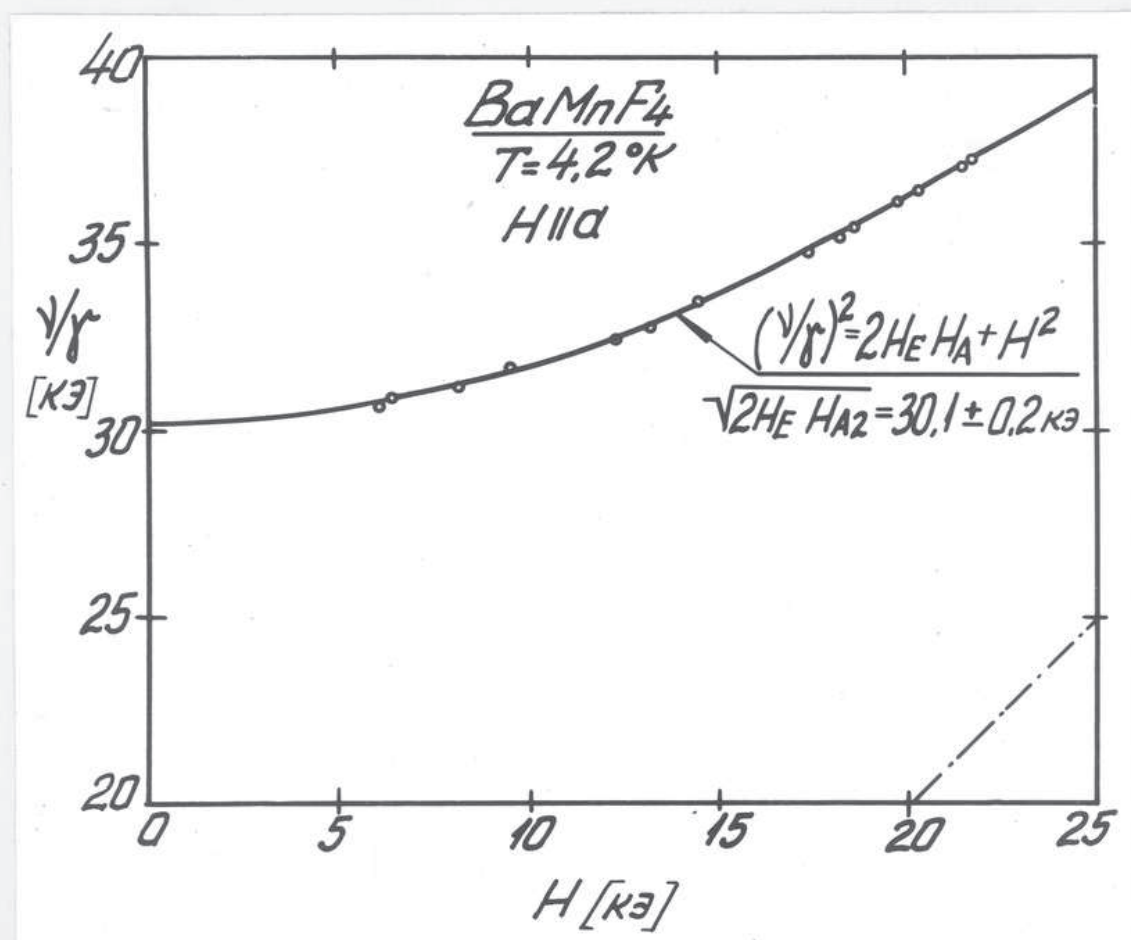


Рис. 16. Экспериментальная зависимость ν/γ от H при $H \parallel a$ и $T = 4.2 \text{ K}$. /Штрих - пунктирной линией нанесена парамагнитная зависимость/.

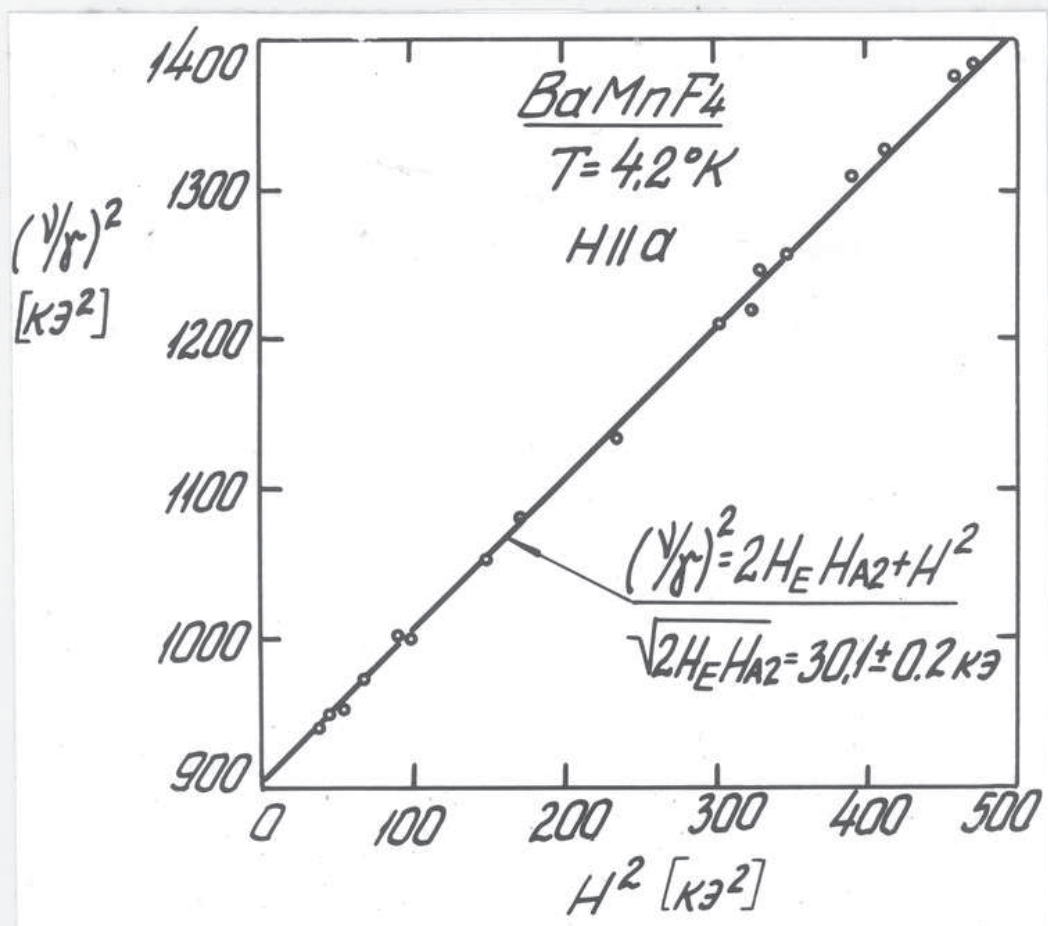


Рис. 17. Экспериментальная зависимость $(\frac{v}{v_0})^2$ от H^2 при $H \parallel a$ и $T = 4.2 \text{ K}$.

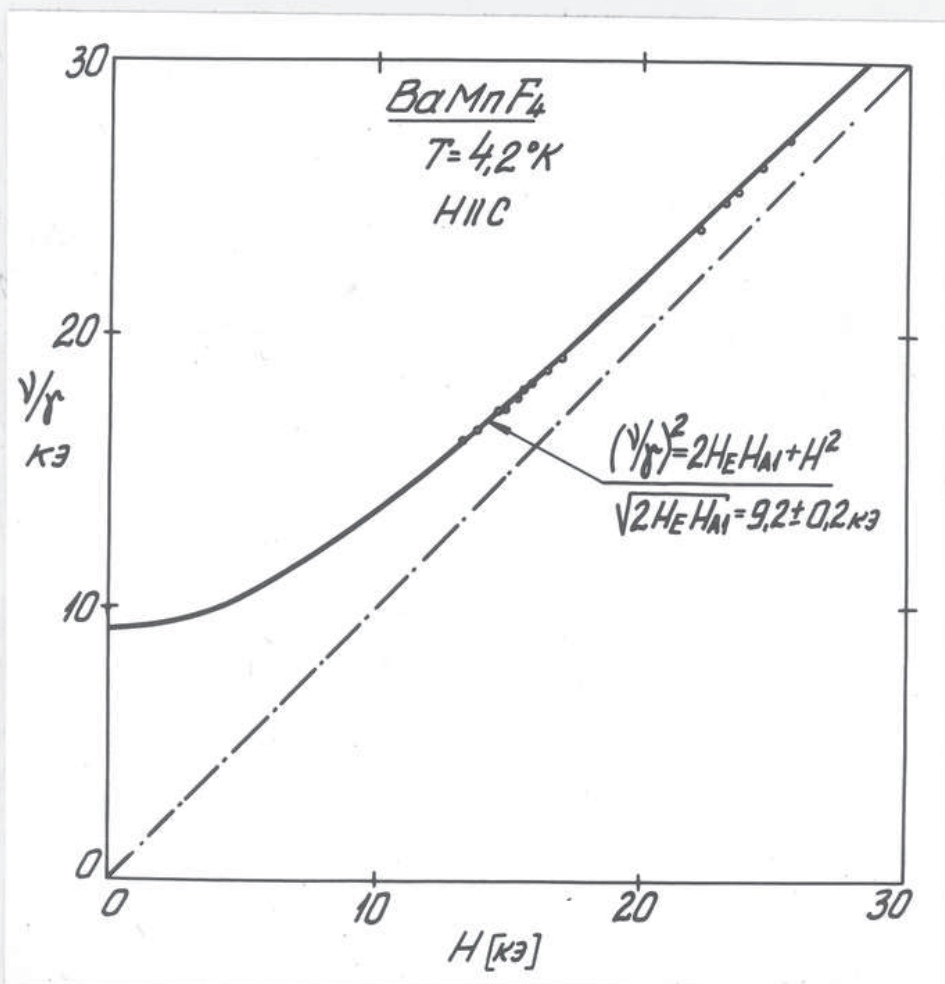


Рис. 18. Экспериментальная зависимость $\sqrt{\chi}$ от H при $H \parallel C$ и $T = 4.2$ К. /Штрих - пунктирной линией нанесена парамагнитная зависимость/.

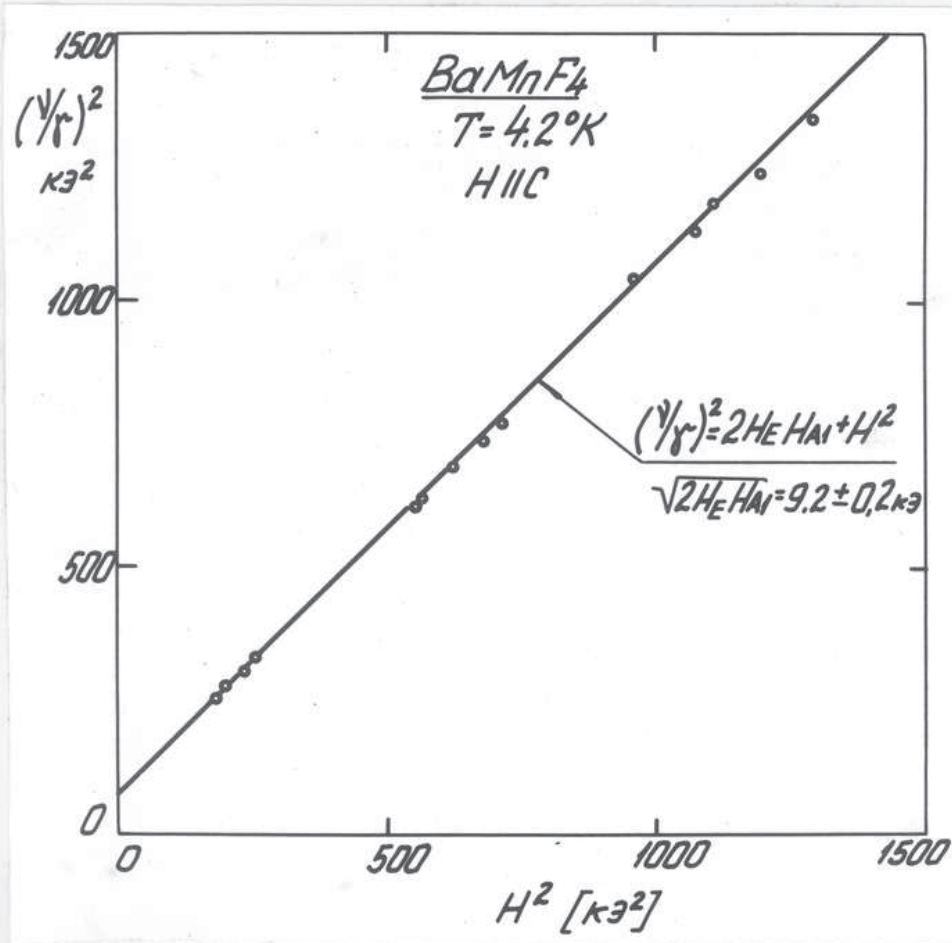


Рис. 19. Экспериментальная зависимость $(\frac{v}{r})^2$ от H^2 при $H \parallel C$ и $T = 4.2 \text{ K}$.

3/05 = 86774

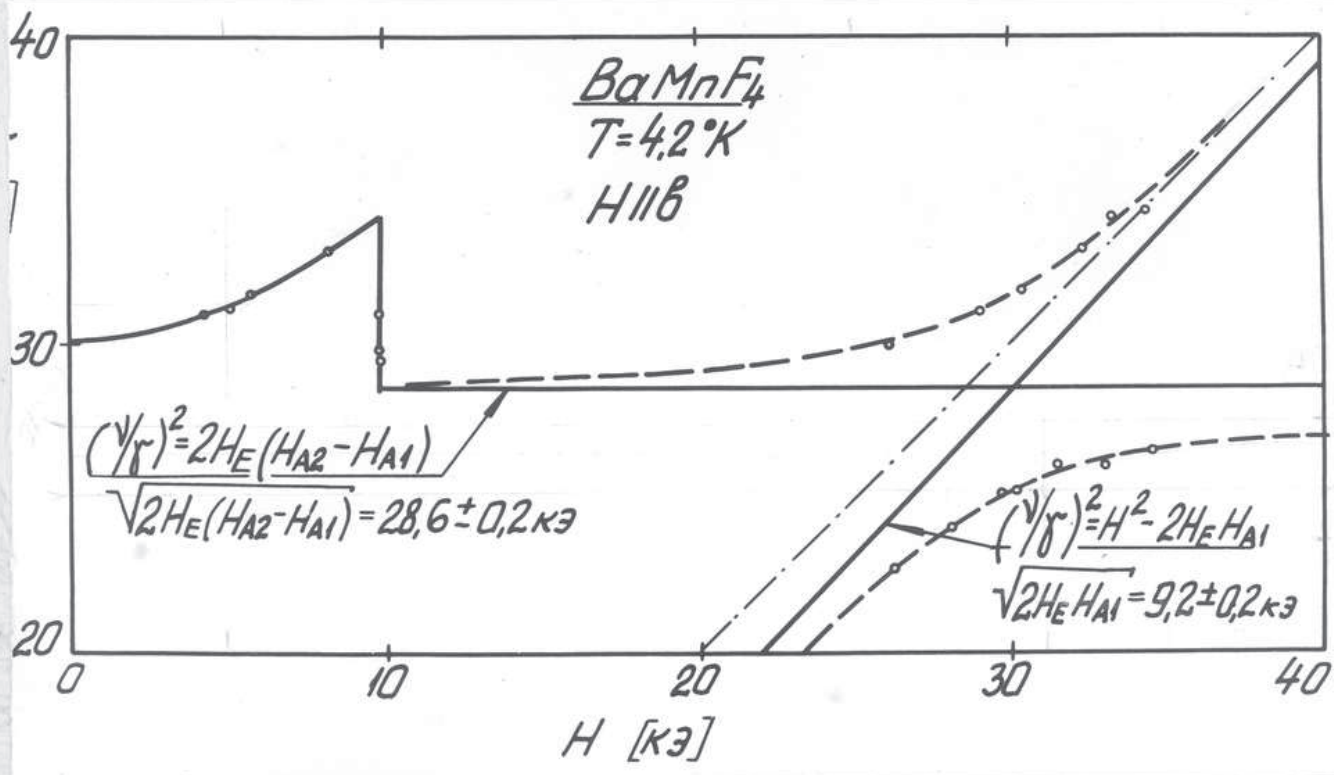


Рис. 20. Экспериментальная зависимость ν/γ от H при $T = 4.2^\circ K$ и H почти параллельному \underline{b} . Штриховой линией нанесена теоретическая зависимость ν/γ от H при отклонении H от \underline{b} на 13° в плоскости \underline{ba} и $H > H_c$. Штрих-пунктирной линией нанесена парамагнитная зависимость.

21124

меньших 10 кэ, экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую кривую. При поле $H_c = 9.8 \pm 0.2$ кэ наблюдался "ориентационный резонанс", связанный с переориентацией спинов в поле $\approx H_c$. В полях $H > 10$ кэ экспериментальные точки отходят от теоретической зависимости. Это можно объяснить "расщеплением резонансных ветвей", обусловленным неточностью ориентации кристалла относительно статического поля. Подобное явление наблюдалось в антиферромагнетиках с низотропией типа "легкая плоскость" $MnCO_3$, $\alpha-Fe_2O_3$ /19/.

В работе / 2 / было найдено обменное поле $H_e \approx 475$ кэ. И зная экспериментальные значения щелей, по формуле $H_{AE} = \sqrt{2H_A H_E}$ можно определить значение полей анизотропии. Они оказались равными / в эрстедах/

$$H_{A1} = 91 \pm 4 ; H_{A2} = 962 \pm 10 ;$$

Так как для $BaMnF_4$ температура $T_N \approx 25$ К /см. / 2 //, то можно считать, что полученные значения полей анизотропии близки к значениям этих полей при $T = 0$ К.

Были получены следующие магнитные дипольные поля, действующие на ион в первой подрешетке со стороны той же и других подрешеток при направлении магнитных диполей соответственно по осям a, b и c / в эрстедах/:

$$H_{1a} = 199.7 \quad H_{1b} = -854.8 \quad H_{1c} = 1037.3$$

$$H_{2a} = 2755.9 \quad H_{2b} = 1885.3 \quad H_{2c} = -488.3$$

$$H_{3a} = 0.2 \quad H_{3b} = 382.1 \quad H_{3c} = 0$$

$$H_{4a} = -0.2 \quad H_{4b} = 382.5 \quad H_{4c} = 0$$

$$H_{5a} = 0.3 \quad H_{5b} = 386.4 \quad H_{5c} = -4.4$$

$$H_{6a} = 0.3 \quad H_{6b} = 386.4 \quad H_{6c} = -4.4$$

$$H_{7a} = 0.3 \quad H_{7b} = 386.4 \quad H_{7c} = -4.4$$

$$H_{8a} = 0.3 \quad H_{8b} = 386.4 \quad H_{8c} = -4.4$$

$$H_{9a} = -1101.1 \quad H_{9b} = 32.6 \quad H_{9c} = 1450.9$$

$$H_{10a} = 809.6 \quad H_{10b} = -633.5 \quad H_{10c} = 208.2$$

$$H_{11a} = 0.8 \quad H_{11b} = 381.5 \quad H_{11c} = 0$$

$$H_{12a} = -0.8 \quad H_{12b} = 383.1 \quad H_{12c} = 0$$

$$H_{13a} = 6.9 \quad H_{13b} = 314.8 \quad H_{13c} = 60.7$$

$$H_{14a} = 6.9 \quad H_{14b} = 314.8 \quad H_{14c} = 60.7$$

$$H_{15a} = 0 \quad H_{15b} = 382 \quad H_{15c} = 0.3$$

$$H_{16a} = 0 \quad H_{16b} = 382 \quad H_{16c} = 0.3$$

Точность полученных значений определяется точностью параметров решетки /7/.

При выборе возможных структур следует учесть: ось в - легкая, ось а - трудная; 5-ая подрешетка расположена относительно 1-ой и имеет ту же симметрию химического окружения, что и 3-я относительно 5-ой. Это видно из рис. 1. Поэтому следует считать $\vec{M}_1 \uparrow \uparrow \vec{M}_3$.

В результате получили, что магнитная элементарная ячейка не совпадает с пространственной, так как для всех таких структур легкой оказывается ось а, а ось в - трудной. Кроме того, в этом случае рассчитанные поля анизотропии больше экспериментальных на порядок.

Симметрия пространственной решетки $BaMnF_4$ допускает удвоение одновременно по осям а и в. И только две структуры удовлетворяют наложенным требованиям. Для них обеих теоретические значения дипольных полей анизотропии следующие / в эрстедах/:

$$H_{a1} = 84.5 \pm 4 ; H_{a2} = 1011.9 \pm 2.4 ;$$

Экспериментальные значения полей анизотропии:

$$H_{a1} = 91 \pm 4 ; H_{a2} = 962 \pm 10 ;$$

Наибольшее отклонение эксперимента от расчета объясняется наличием других видов анизотропных взаимодействий.

Обе магнитные структуры изображены на рис. 22 и характеризуются элементарной ячейкой, удвоенной по осям а и в по сравнению с пространственной. Обе состоят из антиферромагнитных слоев, волнообразных и параллельных /010/, разделенных тяжелыми ионами Ba^{++} . Условие $\vec{M}_1 \uparrow \uparrow \vec{M}_3$ и приводит к удвоению магнитной ячейки вдоль оси в. Отличие структур состоит в разном относитель-

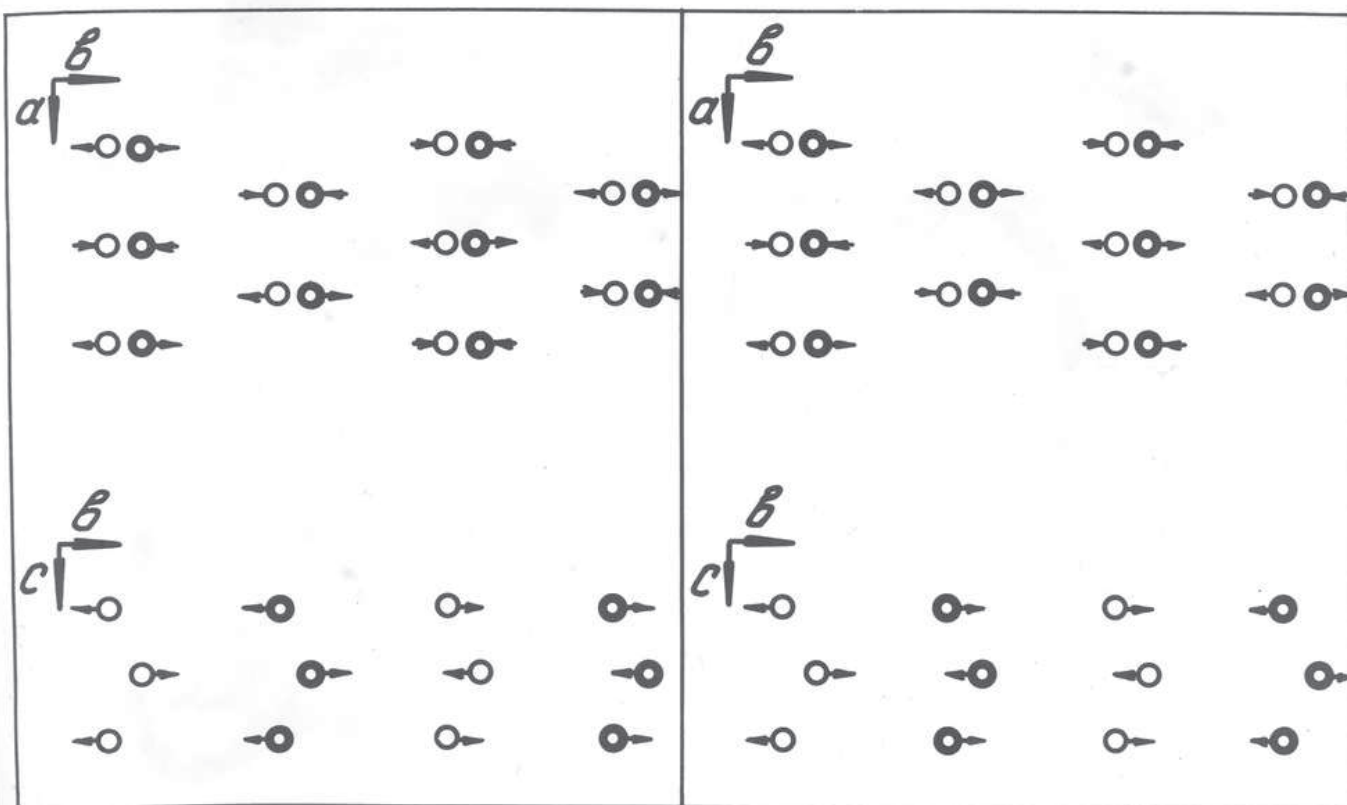


Рис. 22. Полученные модели магнитной структуры $BaMnF_4$ /Широкие кольца обозначают ионы Mn^{2+} , лежащие на полпериода пространственной решетки ниже плоскости, в которой лежат ионы Mn^{2+} , обозначенные тонкими кольцами/.

УП. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты настоящей работы можно сформулировать следующим образом:

1. Рентгеновскими и резонансными измерениями отобраны монокристаллы $BaMnF_4$ с наименьшим количеством дефектов.
2. Проверены некоторые результаты работ / 2 / и / 7 /, определены постоянные решетки.
3. Исследован спектр АФМР в монокристаллах $BaMnF_4$ в широком диапазоне частот при направлении магнитного статического поля вдоль главных осей кристалла при $T = 4.2 \text{ K}$.
4. Наблюдались "ориентационный резонанс" и "расщепление" ветвей спектра при малом отклонении магнитного поля от оси кристалла.
5. Определены щели ветвей спектра: $H_{AE1} = 9.2 \pm 0.2 \text{ кэ}$ и $H_{AE2} = 30.1 \pm 0.2 \text{ кэ}$. По ним и статическим данным / 2 / рассчитаны поля анизотропии: $H_{A1} = 91 \pm 4 \text{ э}$ и $H_{A2} = 962 \pm 10 \text{ э}$.
6. Рассчитаны на ЭВМ дипольные поля анизотропии и предложена модель магнитной структуры $BaMnF_4$.

В заключение автор выражает глубокую благодарность академику П.Л.Канице за предоставленную возможность выполнить настоящую работу. Приношу сердечную благодарность Л.А.Прозоровой за повседневное внимание и неоценимую помощь в работе, А.С.Борзвик-Романову за ценные обсуждения и постоянное внимание к работе.

Считаю своим приятным долгом поблагодарить: С.В.Петрова за предоставление кристаллов $BaMnF_4$; Г.Э.Карстенса, А.Б.Большакова и Ю.Ф.Орехова за помощь в рентгеновских измерениях; Е.Л.Косарева за помощь в вычислениях на ЭВМ; А.Б.Маненкова за ценные советы по аппаратуре; К.И.Рассохина и В.В.Казарина за помощь в проведе-

Анотация

1. M. Eibschütz and H. J. Guggenheim,
Solid State Commun. 6, 737 (1968)
2. L. Holmes, M. Eibschütz and H. J. Guggenheim,
Solid State Commun. 7, 973 (1969)
3. D. E. Cox, M. Eibschütz, H. J. Guggenheim and L. Holmes,
J. Appl. Phys. 41, 943 (1970)
4. M. Eibschütz, H. J. Guggenheim, S. H. Wemple, J. Camlibel and M. DiDomenico,
Phys. Lett. A29, 409 (1969)
5. M. DiDomenico, M. Eibschütz, H. J. Guggenheim and J. Camlibel,
Solid State Commun. 7, 1119 (1969)
6. Акулин Б.И., Асоров Д.Н., Тузенко А.В., Тетров С.В.,
Тусова в ЖЭТФ 12, 5, 206 (1970)
7. E. T. Kere, S. C. Abrahams and J. L. Bernstein,
J. Chem. Phys. 51, 4928 (1969)
8. F. Keefer,
Phys. Rev. 87, 608 (1952)
9. K. Yosida,
Prog. Theor. Phys. 8, 259 (1953)
10. Б. Я. Котложанский,
ЖЭТФ 59, 1562 (1970)
11. M. E. Lines,
J. Appl. Phys. 40, 3, 1352 (1969)
J. Phys. Chem. Solids 31, 101 (1970)
12. E. J. Spencer, H. J. Guggenheim and F. J. Kominiak,
Appl. Phys. Lett. 17, 300 (1970)

13. T. Nagamiya, K. Yosida and R. Kubo,
Adv. in Phys 4, 13, 1 (1955)
14. У. Е. Дзялошинский,
ЖЭТФ 32, 1547 (1957)
15. H. Kornfeld,
Zs. f. Phys. 22, 27 (1924)
16. С. В. Тезров, Е. Г. Уппошов,
Неорганические материалы I, 5, (1971)
С. В. Тезров,
Изв. АН СССР, серия физическая 35, 6, 1257 (1971)
17. Gerritsen H. J., Okkes R., Fijzman H. M., Van den Handel J.,
Physica 20, 13 (1954)
18. А. А. Прохорова, А. С. Троповик - Романов,
ЖЭТФ 55, 5, 1727 (1968)