



МВ и ССО РСФСР

УРАЛЬСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени С. М. КИРОВАфизико-технический факультет
Кафедра теоретической физикиПОЯСНИТЕЛЬНАЯ
ЗАПИСКА

к дипломному проекту

на тему Особенности нелинейного ферромагнитного
резонанса на незакрепленных образцах.Дипломант Широносков В.Г.Зав. кафедрой Нурбатов Л.В.Руководитель Филатов А.И.Консультанты Чайка А.И.Оспанов А.У.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Введение	2
Глава I. ВЛИЯНИЕ МАГНИТОРЕЗОНАНСНОЙ СИЛЫ И КРИСТАЛЛО- ГРАФИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ НА СВОЙСТВА НЕЛИНЕЙ- НОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА	
§ I. Расчет магниторезонансной силы с помощью приближенных решений модифицированного урав- нения Блоха	5
§ 2г Причины приводящие к возникновению магниторе- зонансной силы в экспериментах :	
а) Неоднородность подмагничивающего поля	8
б) Неоднородность СВЧ-поля	10
в) Влияние фиктивных магнитных отображений ,	11
§ 3. Учет влияние кристаллографической анизотропии на свойства НФМР	13
§ 4. Учет нагрева образца	16
Глава 2. РАСЧЕТ, ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА РАБОТЫ НА НЕЙ.	
§ I. Блок-схема установки	
1. Система управления полем	20
2. Система СВЧ	23
3. Система наблюдения и записи	
линии поглощения	26
4. Система наблюдения магнитоакустического резонанса	26
§ 2. Образцы используемые в эксперименте и методика работы с ними	29
Глава 3. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА	
§ I. Измерение нижнего порога величины магниторе- зонансной силы по разрыву двух диполей	31
§ 2. Механизм возбуждения магнитоакустических колебаний	32
§ 3. Гистерезис НФМР	35
§ 4. Зависимость формы линии поглощения от времени развертки по полю	41
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	44
ЛИТЕРАТУРА	45

В В Е Д Е Н И Е

Опыты, которые будут описаны ниже, мы провели в надежде выяснить физическую причину некоторых особенностей нелинейного ферромагнитного резонанса (НФМР).

Областью исследования НФМР является изучение свойств ферритов в сильных сверхвысокочастотных (СВЧ) полях, когда связь между компонентами намагниченности и полем становится нелинейной. Нелинейный процесс приводит к сложным превращениям с возникновением частиц различного сорта, например, магнонов и фононов. Тогда из опыта удастся определить основные характеристики их взаимодействия, в частности, магнитоупругие константы при возбуждении невырожденных магнитоупругих колебаний на частоте механического резонанса образца кристалла. Такой эффект впервые наблюдался в опытах Спенсера и Ле-Кроу [1] в 1958 году и был назван магнитоакустическим резонансом (МАР). В их опыте использовалась полированная сфера монокристалла γ , Fe_5O_{12} диаметром 0,36 мм, которая свободно лежала на дне кварцевой пробирки в резонаторе частоты $\omega_0 = 2\pi \cdot 9330$ Мгц. Кристалл помещался в нулевую индукцию магнитного поля и намагничивался в направлении, перпендикулярном силовым линиям поля. Ширина линии ФМР кристалла составляла 0,5 э, а добротность резонатора $Q_p \cong 500$. Когда мощность волны СВЧ, поступающей в резонатор, превышала 4 мвт, на выходе резонатора возникали интенсивные колебания с частотой

$\omega_{\text{акуст.}} = 2\pi \cdot 8,966$ Мгц. Эта частота соответствовала упругому резонансу образца кристалла с точностью до нескольких процентов. Подмагничивающее поле в опыте подбиралось так, чтобы резонанс однородной прецессии имел место при частоте $\omega = \omega_0 - \omega_{\text{акуст.}}$ оно было равно 3277 э. При увеличении уровня накачки выбор величины поля подмагничивания становился менее критичным, так при мощности 80 мвт, оксионный эффект, наблюдался при

изменении поля подмагничивания вблизи исходного значения на 30 э. Одновременно наблюдалось затягивание частоты возбужденного упругого колебания на величину до 20 Кгц. Многочисленными проверками (зависимости частоты *Сдвиг* от объема образца кристалла, пороговой мощности, от механической нагрузки образца и др.) вполне убедительно показано, что колебания возбужденные на частоте *Шарж* действительно были упругими. Механическая добротность образца оказалась равной $\sim 10^{+5}$.

Бурков, Вашковский и Кильдышев [2] наблюдали сильный гистерезис по полю для возбуждения МАР в сферических образцах монокристаллов γ и γGd -гранатов, которые свободно помещались в короткозамкнутый волновод на расстоянии половины длины волны от поршня. Ширина линии ФМР монокристаллов и диаметр образцов соответственно были равны $2 \Delta H = 1,2; 0,5$ э и $d = 0,68; 1,34$ мм. Возбуждение колебаний МАР происходило только в том случае, если при заданной (достаточной для возбуждения) мощности накачки перестройка по полю происходила в сторону увеличения подмагничивающего поля, при уменьшении подмагничивающего поля возбуждение колебаний, как правило, не происходило, только иногда происходил короткий по времени всплеск колебаний. Возбуждение же колебаний при изменении мощности и при постоянном подмагничивающем поле $H = const$ не происходило.

Иногда возникали медленные пульсации внутри областей возбуждения МАР. Частота пульсаций, обычно падала с ростом мощности накачки до десятых долей герца от 2-3 гц. В момент возбуждения МАР происходил сдвиг резонансной кривой в сторону меньших частот. Такой сдвиг объяснялся тем, что возникающие упругие колебания, из-за нелинейной зависимости деформации от напряженности поля,

вследствии явления магнитострикции создают некоторое постоянное магнитное поле. Появление такого поля приводит к сдвигу резонансной частоты:

$$\omega_{рез} = \gamma(H_0 - \delta H_{эф.})$$

где $\delta H_{эф.} < 0$.

В экспериментальных работах [1 ÷ 4] было установлено, что характер МАР возникающего при НФМР сильно зависит от подмагничивающего поля H , амплитуда СВЧ поля h и температуры T .

В работах, посвященных теории НФМР [5 ÷ 7], были предложены модели для объяснения явлений НФМР. Но, в целом, проблема возбуждения МАР и неустойчивости НФМР остается открытой, в частности, неясна причина сильной анизотропии свойств магнитоакустических колебаний в почти изотропных кубических ферромагнетиках.

В настоящее время число работ, посвященных НФМР, увеличилось. Примером тому служит появление раздела под рубрикой "ФМР" и в нем пункта - "Нелинейные явления в "Реферативном журнале - Физика" (РЖФ) за 1975 год. Но ни в одной из просмотренных работ [1 ÷ 11] не учитывалось влияние неоднородностей по полю, ведущих к возникновению магнитрезонансной силы (МРС). Поэтому в настоящей работе ставилась задача обнаружить и исследовать влияние МРС на свойства НФМР, возникающей вследствие неоднородности: полей $\vec{H}(\vec{r})$, $\vec{h}(\vec{r})$ и поля создаваемого фиктивными магнитными отображениями образца в полюсных наконечниках магнита, а также выяснить влияние кристаллографической анизотропии на форму линии поглощения НФМР для незакрепленных образцов.

ГЛАВА I. ВЛИЯНИЕ МАГНИТОРЕЗОНАНСНОЙ СИЛЫ И КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ НА СВОЙСТВА НЕЛИНЕЙНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

§ I. Расчет магниторезонансной силы с помощью приближенных решений модифицированного уравнения Блоха

В случае наблюдения НФМР на незакрепленных образцах воздействие любой силы может привести к пространственному перемещению образцов, что сильно повлияет на наблюдаемые свойства НФМР.

Рассчитаем силу $\vec{F}$, действующую на единицу объема образца, который помещен в поле $\vec{H}$, перпендикулярно которому приложено СВЧ поле $\vec{h}$ поляризованное по правому кругу (см.рис.I).

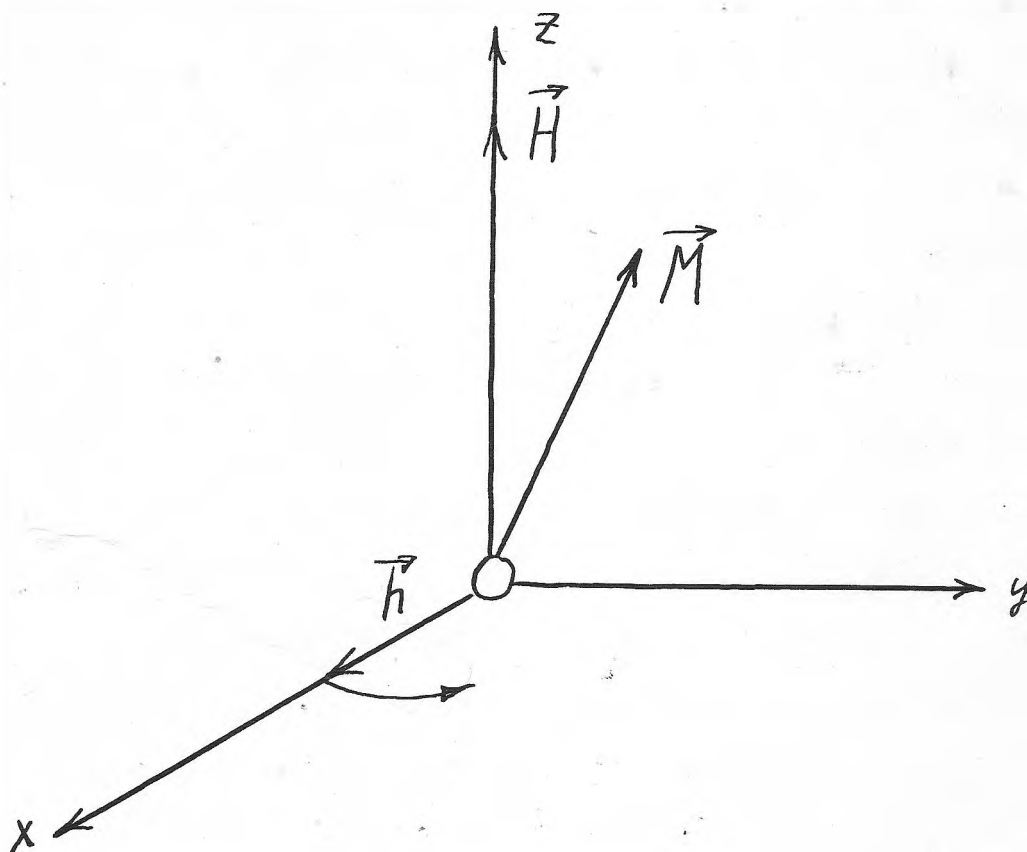


Рис.I.

Тогда энергия единицы объема образца в поле $\vec{H}$ будет равна:

$$U = -\vec{M} \cdot \vec{H} \quad (1.1)$$

где $\vec{M}$ - намагниченность.

Соответственно сила

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} U = \vec{\nabla} (\vec{M} \cdot \vec{H}) \quad (1.2)$$

где $\vec{M} = \vec{M}(\vec{H}(\vec{r}), \vec{h}(\vec{r}), \{\vec{L}_i(\vec{r})\}) = \vec{M}(\vec{r})$
 $\{\vec{L}_i(\vec{r})\}$ - ряд других параметров, от которых может зависеть $\vec{M}$ при учете НФМР.

Для нахождения резонансной зависимости $\vec{M}$ от параметров решим модифицированное уравнение Блоха:

Рассмотрим модель изотропного бесконечного ферромагнетика, тогда [11]

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}] - \omega_z (\vec{M} - \chi_0 \vec{H}_{\text{eff}}) \quad (1.3)$$

где

$$\begin{aligned} H_{\text{eff}} &= \{h \cos \omega t + H_x, h \sin \omega t + H_y, H_z\} \\ \chi_0 &= M_0 / H - \text{статическая магнитная восприимчивость;} \\ \omega_z &= \gamma \Delta H - \text{частота релаксации;} \\ -\gamma &= \gamma_e - \text{гиромагнитное отношение для электрона.} \end{aligned}$$

Переход во вращающуюся систему координат с частотой $\vec{\omega}$ приводит уравнение (1.3) к виду

$$\frac{\partial \vec{M}_e}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}_e \times (\vec{\omega} + \gamma \vec{H}_e)] - \omega_z (\vec{M}_e - \chi_0 \vec{H}_e) \quad (1.4)$$

Будем считать, что $H_z \gg H_x, H_y$ и пренебрегая вкладом поперечных компонент, получим в стационарном случае:

$$M_{xv} = \frac{\chi_0 h (\omega_z^2 + j^2 h^2 - \Delta \omega j H_z)}{\omega_z^2 + j^2 h^2 + \Delta \omega^2};$$

$$M_{yv} = - \frac{\omega_z \chi_0 h (\Delta \omega + j H_z)}{\omega_z^2 + j^2 h^2 + \Delta \omega^2};$$

$$M_{zv} = \frac{\chi_0 (\omega_z^2 H_0 - \Delta \omega j h^2 + \Delta \omega^2 H_z)}{\omega_z^2 + j^2 h^2 + \Delta \omega^2};$$

где

$$\Delta \omega = (\omega - j H_z)$$

Будем рассматривать решение в областях, где выполняются условия

$$\Delta \omega > \frac{h^2}{H_z^2} j H_z$$

$$\Delta \omega > \frac{\omega_z^2}{j H_z}$$

$$\Delta \omega < \frac{\omega_z^2}{j^2 h^2} j H_z$$

Заменяем $\chi_0 H \Rightarrow M_0$ — намагниченность насыщения

Тогда:

$$M_{xv} = - \frac{\Delta \omega \cdot j h}{\omega_z^2 + j^2 h^2 + \Delta \omega^2} M_0;$$

$$M_{yv} = - \frac{\omega_z j h}{\omega_z^2 + j^2 h^2 + \Delta \omega^2} M_0;$$

$$M_{zv} = \left(1 - \frac{j^2 h^2}{\omega_z^2 + j^2 h^2 + \Delta \omega^2} \right) M_0$$
(I.5)

Выражение для силы (I.2) примет в общем случае вид:

$$\vec{F} = \vec{F}_H + \vec{F}_M$$
(I.6)

где $\vec{F}_H = \vec{\Gamma}_H \cdot \vec{M}$

— сила, связанная с изменением поля в пространстве

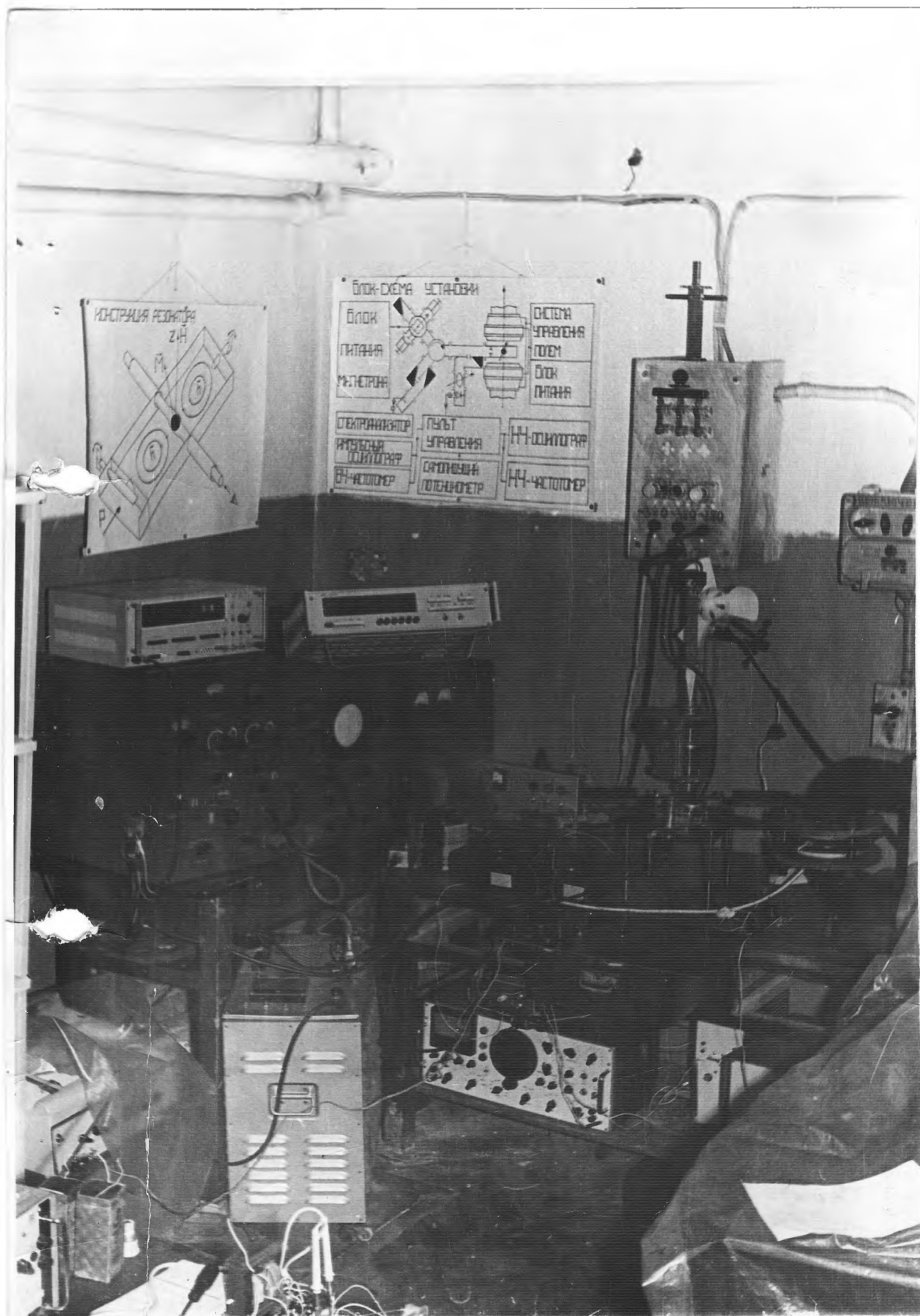
$$\vec{F}_M = \vec{\Gamma}_M \cdot \vec{H}$$

— сила, связанная с изменением магнитного момента;

$$(\vec{\Gamma}_H)_{ik} = \frac{\partial H_k}{\partial x_i}$$

— тензоры градиентов поля и магнитного момента:

$$(\vec{\Gamma}_M)_{ik} = \frac{\partial M_k}{\partial x_i}$$



§ 2. Причины приводящие к возникновению магниторезонансной силы. в экспериментах

а) Неоднородность подмагничивающего поля

Полированные сферы монокристаллов, применяемые для экспериментальных исследований, по своим магнитным свойствам аналогичны бесконечной изотропной среде, с точки зрения граничных условий [11]. Поэтому можем непосредственно оценивать величину МРС для таких образцов с условием, что изменение поля H в пределах образца много меньше ширины линии ФМР. Тогда, используя выражение (1.5) для решения уравнения (1.2) в поле

$$H_{eff} = \left\{ h \cos \omega t - \frac{ax}{2}; h \sin \omega t - \frac{ay}{2}; H_0 + az \right\}$$

где $a > 0$ и учтено условие $\text{div } \vec{H} = 0$, получим:

$$F_z = a M_0 \left(\frac{2 H_0 h^2}{\Delta H_{eff}^3} \right) \cdot \frac{az / \Delta H_{eff}}{[1 + (az / \Delta H_{eff})^2]^2} \quad (1.7)$$

где $\omega = \gamma H_0$, $\Delta H_{eff} = \sqrt{\Delta H^2 + h^2}$ - эффективная полуширина линии ФМР, так как $F_{x,y} / F_z \approx h / H_0 \Rightarrow F_{x,y} \approx 0$

Сравним величину МРС с силой тяжести $F_T = -\rho g$ тогда

$$f = \left| \frac{F_z}{F_T} \right|; f_{max} = f / \frac{az}{\Delta H_{eff}} = \frac{1}{13} = 0,648 \frac{a M_0 (H_0 h^2)}{\rho g (\Delta H_{eff}^3)} \quad (1.8)$$

где ρ - удельная плотность;

g - ускорение свободного падения.

Введем обозначения:

$F_H = a M_0$ - сила, связанная с изменением поля в пространстве;

$K = \frac{H_0 h^2}{\Delta H_{eff}^3} \cdot 0,648$ - коэффициент усиления F_H .

Количественные оценки для образца монокристалла дают значение:

$$f_{\max} = \frac{0,648 \cdot \frac{1750 \text{ г}}{4\pi} \cdot 1^2/\text{см} \cdot 3300 \cdot (0,45)^2}{5,17^2/\text{см}^3 \cdot 980 \text{ см/сек} \cdot (0,45)^3} \approx 1480$$

соответственно $K \approx 4000$.

То-есть, за счет магнитного резонанса можно увеличить силу обычного магнитного притяжения в **4000** раз. Даже при неоднородности внешнего поля $a \ll \frac{\Delta H}{d}$ влияние МРС на НФМР на незакрепленных и закрепленных образцах существенно. Например, при неоднородности H

$$a = 10^{-3} \frac{\Delta H}{d}, \quad f_{\max} = 2,68.$$

Расстояние между *max* и *min* значением $\frac{F_z}{F_T}$ составляет в единицах по полю (см.рис.2)

$$H_{\text{МРС}} = \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\Delta H^2 + h^2}$$

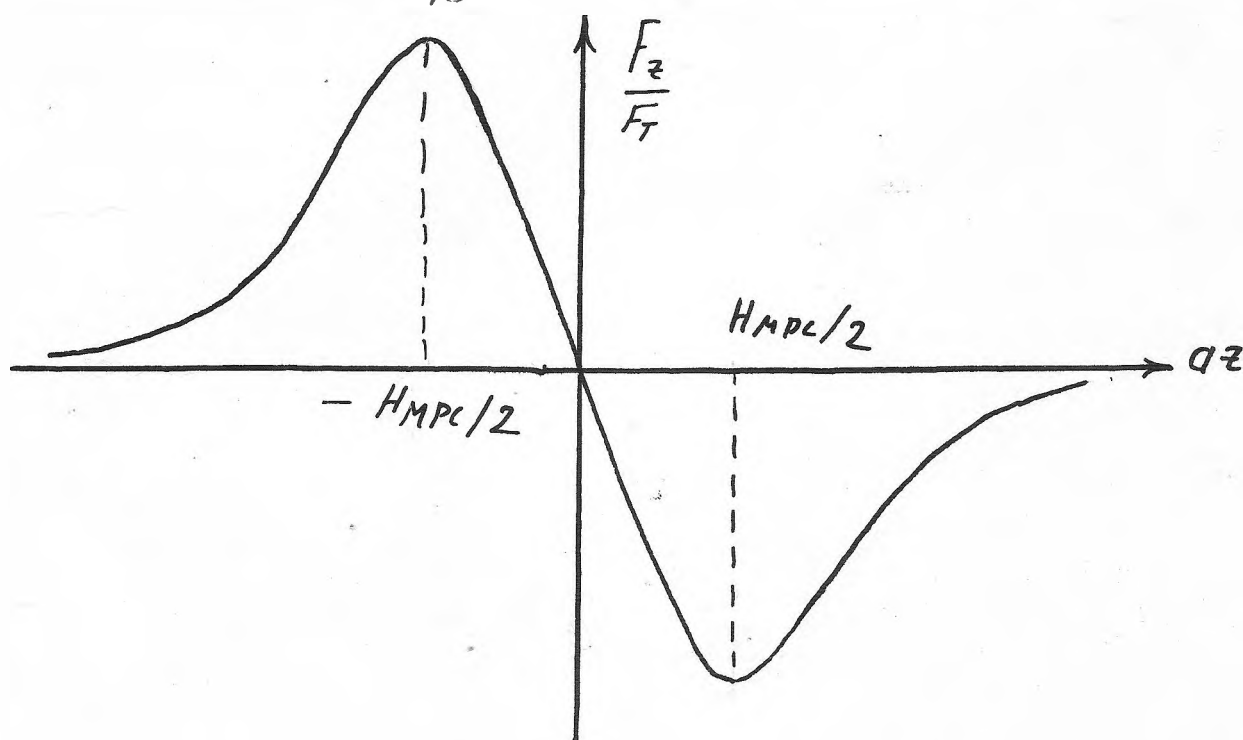


Рис.2. График зависимости МРС от поля.

В проводимых экспериментальных работах неоднородность внешнего поля H может быть обусловлена влиянием конечных размеров полюсных наконечников магнита. Величина неоднородности возрастает по мере удаления от центра полюсных наконечников [12]. Так, для зазора между полюсами 20,40 мм неоднородность поля может достигать 0,5; 1,5 э/см. в центральной области, что существенно повлияет на наблюдение НФМР для незакрепленных образцов.

б) Неоднородность СВЧ поля.

При исследовании НФМР в резонаторе или в короткозамкнутом волноводе (Рис.3) возникают стоячие волны, что приводит к зависимости $\vec{H}(\vec{r})$. Например, для резонатора H_{101} распределение поля можно записать в виде:

$$\left. \begin{aligned} E_z &= E_{z0} \sin \frac{\pi}{a} y \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda \theta} x \\ H_y &= H_{y0} \sin \frac{\pi}{a} y \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda \theta} x \\ H_x &= -i H_{x0} \cos \frac{\pi}{a} y \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda \theta} x \end{aligned} \right\} \begin{aligned} E_y &= E_x = 0 \\ H_z &= 0 \\ H_{x0} &= 2h \end{aligned}$$

Для образца, расположенного в точке $(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}, \frac{\lambda \theta}{2} + \Delta x)$ имеем (1.6)

$$(\vec{F})_{iH} + (\vec{F})_{iH} = \frac{\partial M^j}{\partial H_k} \frac{\partial H_k}{\partial x_i} H_j + M^j \frac{\partial H_j}{\partial x_i}$$

где Δx - неточность выставления образца в центре резонатора

Тогда, проводя вычисления аналогичные (а), получаем:

$$f_h = \left| \frac{F_{xh}}{F_T} \right| = \frac{4\pi M_0 H_0}{\lambda \theta \rho g} \frac{\omega_z^2 \delta^2 h^2}{(\delta^2 h^2 \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda \theta} \Delta x + \omega_z^2)^2} \left| \sin \frac{2\pi}{\lambda \theta} \Delta x \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda \theta} \Delta x \right|$$

Для $\Delta x = 10^{-1}$ см; $\lambda \theta = 4$ см; $\delta h = \omega_z = 0,56$ мгц;
 $4\pi M_0 = 1750$ э; $\rho = 5,17$ г/см³; $g = 980$ см/сек²

$$f_h = 12.$$

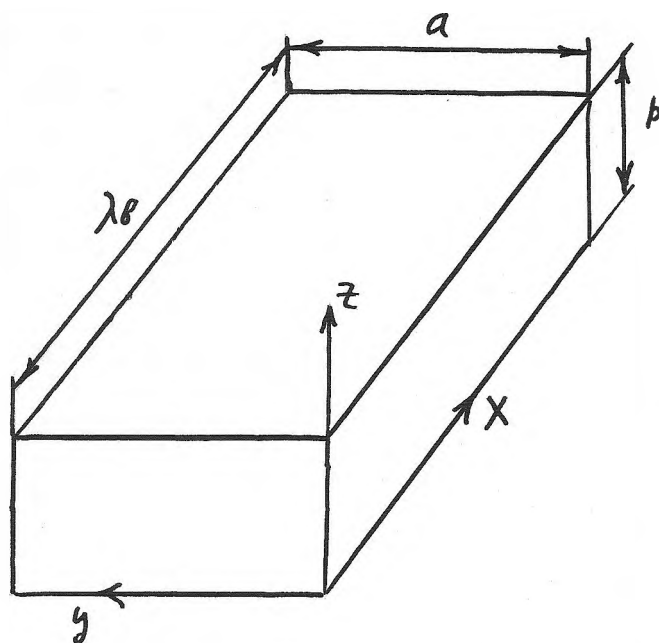


Рис.3. Резонатор H_{101}

в) Влияние фиктивных магнитных отображений

Рассмотрим влияние полюсных наконечников на однородность поля H_z когда в зазор между ними помещен образец сферы монокристалла (рис.4). Это влияние приближенно учитывается путем введения фиктивных магнитных моментов (метод зеркальных отображений). Такое приближение справедливо при $\mu \rightarrow \infty$ (здесь μ - магнитная проницаемость материала, из которого изготовлены полюсные наконечники). Это приближение в сильных полях не выполняется из-за заметного насыщения полюсных наконечников. В нашем случае полюсные наконечники достаточно далеки от насыщения. Мы учтем только первые, фиктивные отображения, вклад других будет мал ($\sim 1/z^4$). Учитывая граничные условия

$$B_{1n} = B_{2n} \Big|_{z=b} ; \quad B_{1n} = B_{3n} \Big|_{z=-b}$$

В первом приближении имеем

$$d = \frac{1}{4} \left(\frac{d}{2} \right)^3 \left[\frac{1}{(b-z)^4} - \frac{1}{(b+z)^4} \right] 4\pi M_0$$

для $\frac{z}{b} \ll 1$

$$\alpha \approx 2 \cdot 10^{-5} 4\pi M_0 \left(\frac{d}{2}\right)^3 z$$

где d - диаметр образца.

Для зазора $2b = 40; 20$ мм, $z = 1$ мм; $d = 1$ мм

$$4\pi M_0 = 1750 \text{ гс.}$$

получим

$$\alpha \approx 1,37; 43,8 \cdot 10^{-4} \text{ э/мм}$$

Соответственно $(1.8) f_{\max} \approx 0,2; 6,4.$

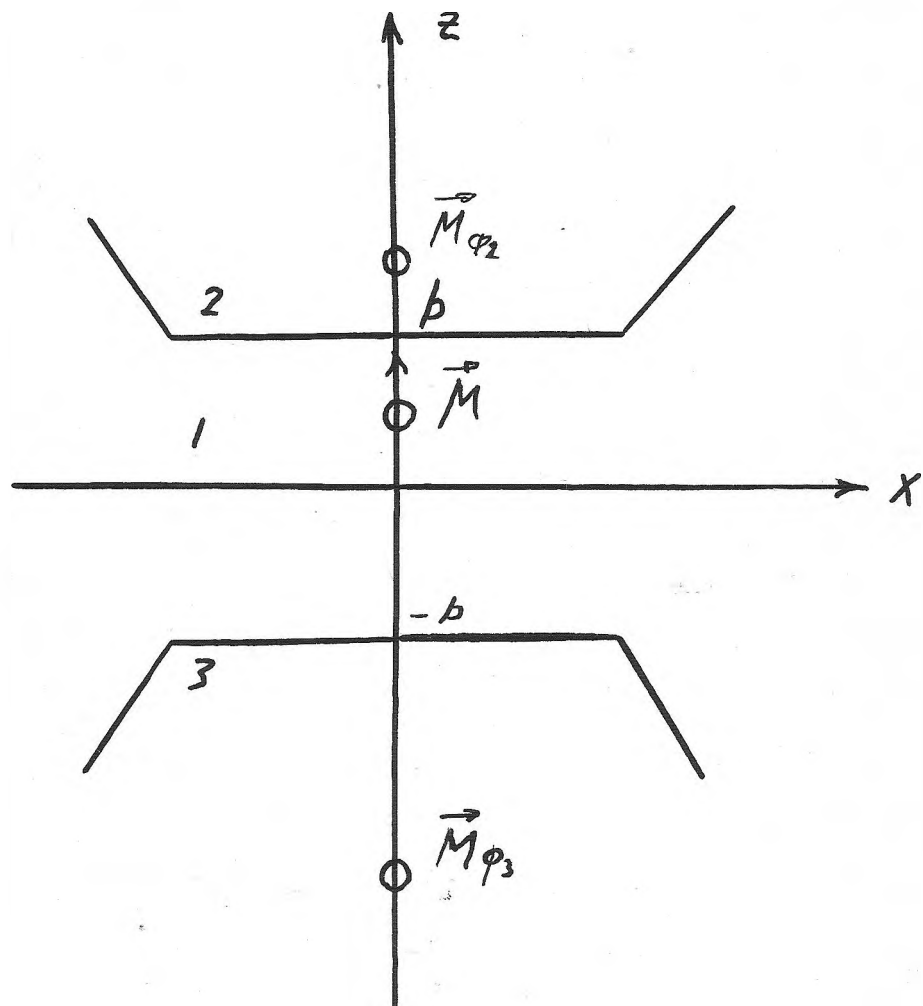


Рис.4. Влияние полюсных наконечников на однородность H .

§ 3. Учет влияния кристаллографической анизотропии на свойства ЯФМР

Затягивание по полю области возбуждения МАР [1] или что то же самое, но более подробно изученное, явление гистерезиса возбуждения МАР по полю [2] можно объяснить на основании влияния кристаллографической анизотропии (КА) и МРС.

Независимо от физической природы КА, можно для каждого типа кристаллической решетки, записать выражение для энергии магнитной КА в виде степенных рядов по составляющим намагниченности [11]. Для монокристаллов $\gamma_2\text{Fe}_2\text{O}_3$, кубической сингонии, выражение для энергии анизотропии обычно записываются в виде:

$$V_a = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots$$

где $\alpha_{1,2,3}$ - косинусы углов, образуемые вектором $\vec{M}$ с осями 4-го порядка. Константы $K_{1,2}$ имеющие размерность плотности энергии называются константами анизотропии. Учет V_a в уравнении Блоха приводит к зависимости частоты ФМР от ориентации поля $\vec{H}$ относительно кристаллографических осей (табл. I) [11].

Таблица I

Частоты ферромагнитного резонанса в сфере из кубического кристалла.

Направление $\vec{H}$	θ	ω/γ
$\langle 100 \rangle$	0	$H + 2H_A1$
$\langle 111 \rangle$	54.74°	$H - \frac{4}{3}H_A1 - \frac{2}{3}H_A2$
$\langle 110 \rangle$	90°	$\sqrt{(H - 2H_A1)(H + H_A1) + \frac{1}{2}H_A2}$

где $H_{A1} = \frac{K_1}{M_0}$; $H_{A2} = \frac{K_2}{M_0}$ - поля анизотропии

$\langle \rangle$ - кристаллографические оси

θ - угол между $\vec{H}$ и $\langle 100 \rangle$

Для монокристаллов $\frac{1}{3} F_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} |H_{A1}| \gg |H_{A2}|$, ω_a имеет *min* для $\vec{H} \parallel \langle 111 \rangle$ -оси легкого намагничивания. Предположим, что мы закрепили образец ориентированный по оси $\langle 111 \rangle \parallel \vec{H}$, тогда для фиксированной частоты ω

$$H_{res} = \frac{\omega}{\gamma} - \frac{4}{3} |H_{A1}|$$

В [11] считалось, что $M_z \approx M_0$, тогда $H_{A1} = \frac{K_1}{M_0}$. Для НФМР это не выполняется, и мы сделаем допущение:

$$H_{A1} = \frac{K_1}{M_0} \frac{M_0}{M_0} \Rightarrow \frac{K_1}{M_0} \frac{M_z}{M_0}$$

Тогда получаем:

$$H_{res} = \frac{\omega}{\gamma} - \frac{4}{3} |H_{A1}| \frac{M_z}{M_0} \quad (1.9)$$

но из формулы (1.5) следует:

$$\frac{\Delta M_z}{M_0} \Big|_{\Delta \omega = 0} = \frac{M_0 - M_z}{M_0} = \frac{h^2}{h^2 + \Delta H^2} \quad (1.10)$$

Следовательно, при подходе к резонансу со стороны *т.ч.* меньших полей из формул (1.9) и (1.10) следует затягивание резонансной кривой, при подходе со стороны больших полей происходит срыв (см.рис.5).

При ориентации образца по оси трудного намагничивания $\langle 100 \rangle$

$$H_{res} = \frac{\omega}{\gamma} + 2 |H_{A1}| \frac{M_z}{M_0}$$

т.е. картина будет обратной.

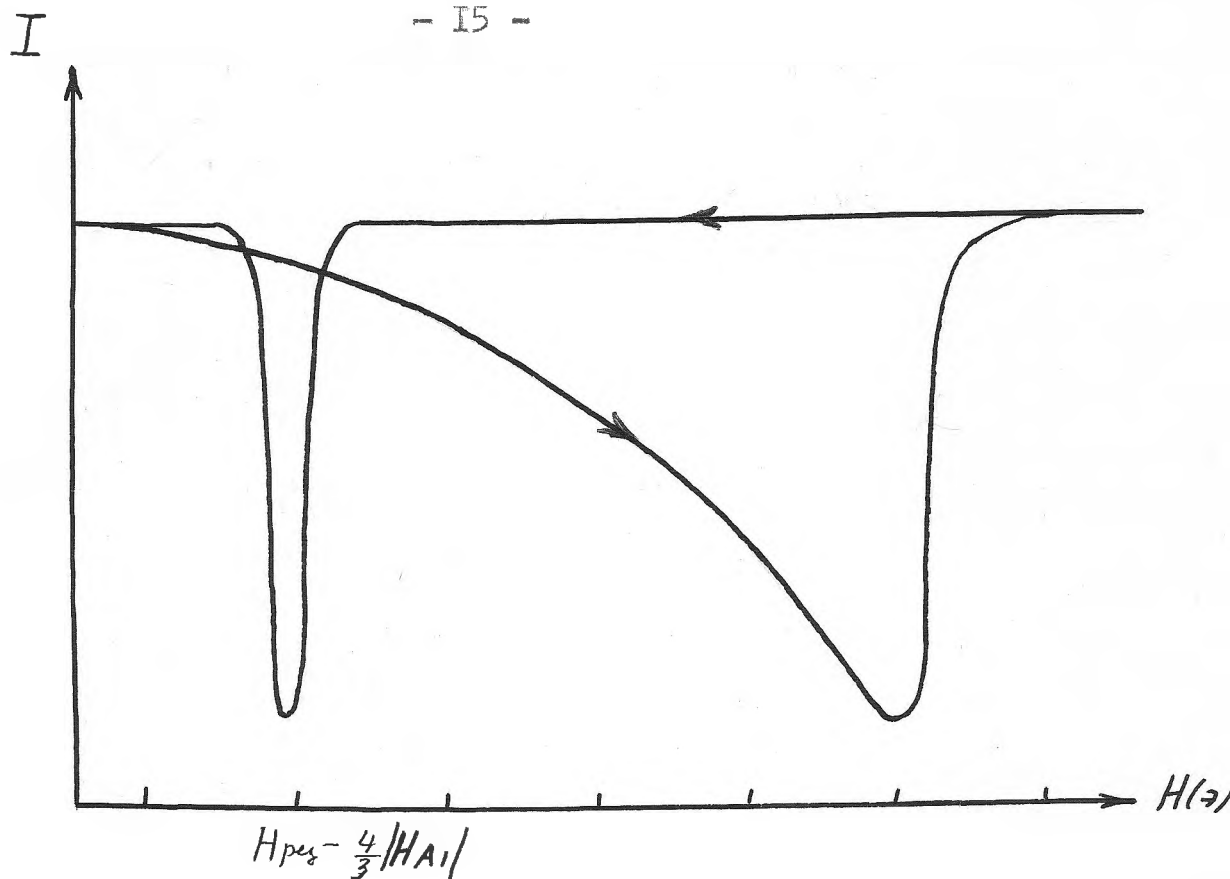


Рис.5. Гистерезис кривой поглощения, обусловленный влиянием кристаллографической анизотропией
 I — интенсивность отраженной волны.

Для незакрепленного образца, помещенного в пробирку, воздействие МРС и КА может привести к повороту сферического образца на месте, либо к качению по полусфере дни пробирки. Образец "постарается выйти" из условий магнитного резонанса, так как энергия его резко увеличивается при ФМР. В том и другом случае это произойдет за счет поворота образца. Это приведет к увеличению резонансного поля для любого поворота, т.к. для монокристалла величина резонансного поля минимальна для $\vec{H}$ параллельного оси легкого намагничивания. Следовательно, при наблюдении НФМР происходит затягивание резонанса в сторону увеличения поля и срыв для обратного направления. На основании сказанного, величин максимального затягивания по полю при повороте образца $\vec{H} \parallel$ от легкого намагничивания к $\vec{H} \parallel$ трудной будет

$$\frac{4}{3} |H_{A1}| + 2 |H_{A1}| \approx 133 \text{ э для } |H_{A1}| = 40 \text{ э.}$$

§ 4. Учет нагрева образца

При резонансе колебания магнитной системы неизбежно связаны с диссипацией энергии, то есть передачи ее другим системам, в конечном счете кристаллической решетке. Наличие диссипации приводит к тому, что вынужденные колебания имеют конечную амплитуду при резонансе и конечную ширину резонансной кривой. Диссипация энергии приводит к разогреву образца, что влечет за собой изменение магнитных характеристик вещества (см.рис.6,7).

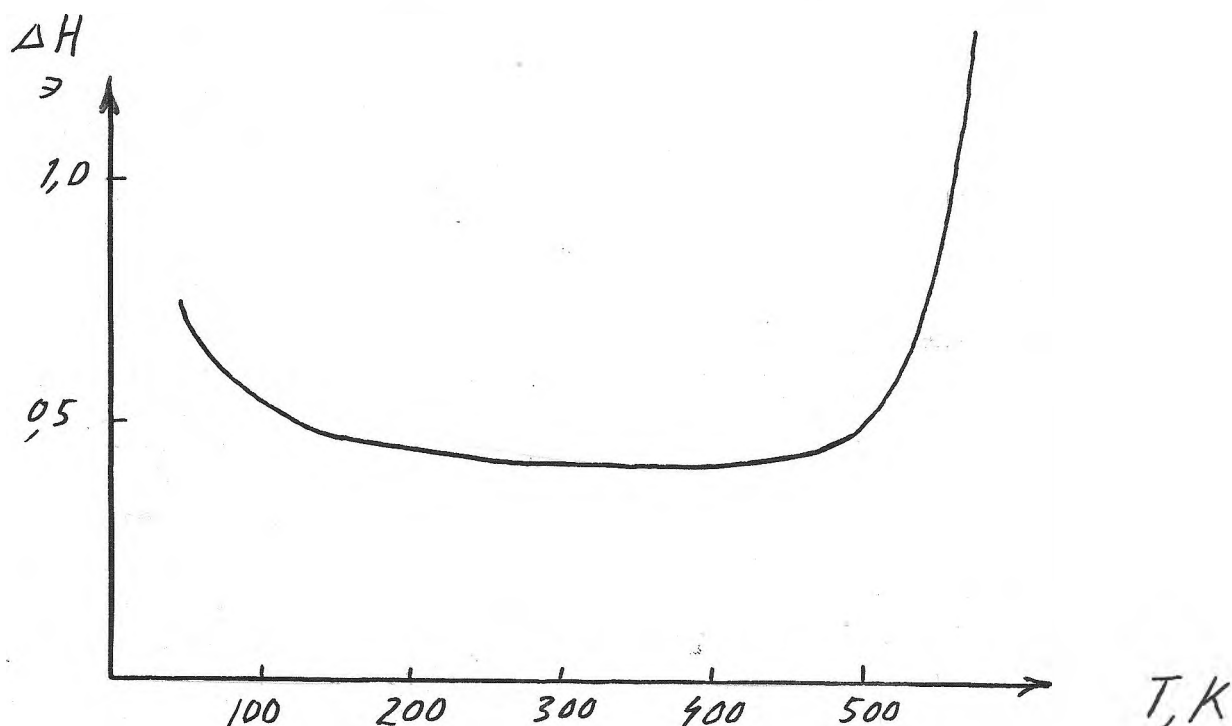


Рис.6. Зависимость ширины линий ФМР сферического образца монокристалла $Y_3Fe_5O_{12}$ от температуры [13].

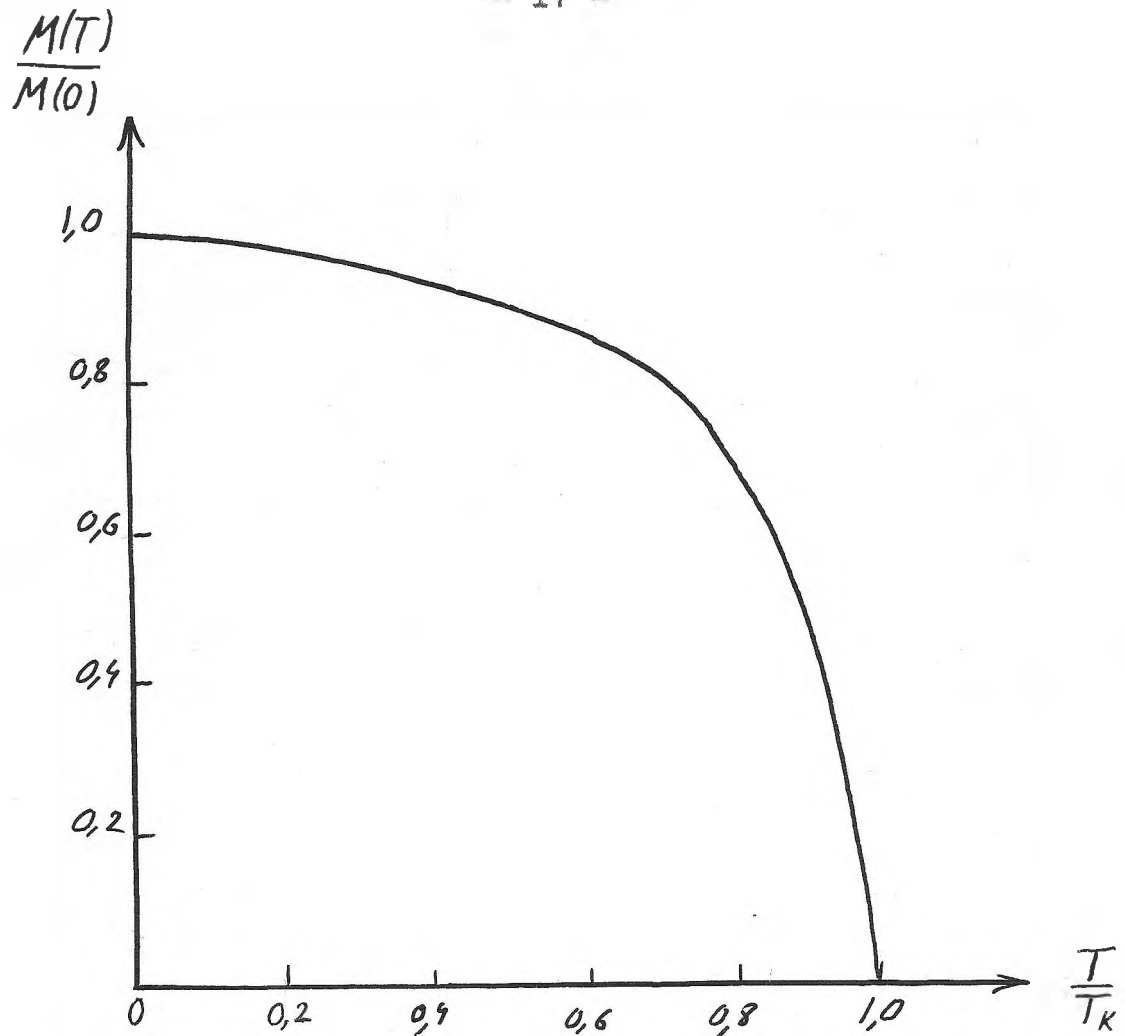


Рис.7. Температурная зависимость намагниченности железа [14].

Найдем зависимость температуры от радиуса образца и времени нагрева для сферического образца монокристалла, имеющего тепловой контакт через поверхность с воздухом. Для этого нужно решить уравнение теплопроводности.

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\chi} \frac{\partial T}{\partial t} = -A/K_T$$

18
[ар 35]

где T - температура,
 χ - коэффициент температуропроводности
 A - источник тепла. ()

Будем полагать $H = const$, тогда достижение равновесного состояния будем описывать приближенно функцией [15]

$$T = T(z, t) = T_0(z) (1 - e^{-t/\tau}) \quad (13^a) \quad (I.11)$$

$$\tau = \frac{a^2 \rho c}{K_T}$$

где a - радиус сферы;

ρ - плотность;

c - теплоемкость;

K_T - коэффициент теплопроводности

Для монокристалла $Y_3 Fe_5 O_{12}$ с $a = 0,5 \cdot 10^{-1}$ см

$\rho = 5,17$ г/см³, $K_T = 3 \cdot 10^{-2} \frac{\text{дж}}{\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}}$, $c = 0,65 \frac{\text{дж}}{\text{г} \cdot \text{град}}$

$$\tau = 0,8 \text{ сек, для } T_0 = 125^\circ \text{C}$$

В настоящей работе время развертки менялось ($1 \div 300$ сек.) по полю I30 э; следовательно, время нагрева, при ширине линии $2\Delta H = 0,2$ э будет порядка $t_{\text{нагр}} = 0,0015 \div 0,46$ сек. Поэтому для оценок будем считать, что окружающая среда - воздух не успевает нагреться и находится при температуре T комнатной. Тогда для шара из твердого материала $0 \leq z < a$, в котором в единицу времени на единицу объема выделяется постоянное количество тепла A_0 , решение для $T_0(z)$ имеет вид [15].

$$T_0(z) = \frac{A_0 a^2}{6 K_T} \left[1 - \left(\frac{z}{a} \right)^2 \right] + T_{\text{комн.}} \quad (229)$$

Для определения A_0 воспользуемся теоремой Умова-Пойтинга [11] для среднего значения мощности потерь:

$$\bar{P} = -\frac{\omega}{2} \text{Im}(\vec{h} \cdot \vec{m}) \quad (I.12)$$

В нашем случае с учетом резонанса:

$$\begin{aligned} \vec{m} &\Rightarrow m_{xe} + i m_{ye} \mid h_{ye} = 0 \\ \vec{h} &\Rightarrow h_{xe} + i h_{ye} \mid h_{xe} = h \end{aligned}$$

то (I.5)

$$A_0 \approx \frac{1}{4} (4\pi M_0) \frac{\Delta H}{1 + \frac{\Delta H^2}{h^2}} \cdot f$$

соответственно

$$T_0(z) = \frac{1}{24} \frac{4\pi M_0 f}{K_T} \cdot \frac{\Delta H \cdot a^2}{1 + \Delta H^2 / h^2} \left(1 - \frac{z^2}{a^2}\right) + T_K$$

Для монокристаллов

$$\text{V}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12} \text{ с } d = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}, K_T = 3 \cdot 10^2 \frac{\text{Ом}}{\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{г/сг}}$$

$$\Delta H = 0,2 \text{ Г}, f = 9,4 \text{ Гц}; 4\pi M_0 = 1750 \text{ Гс}, T_K = 20^\circ \text{C}$$

для $h = 0,1 \Delta H$, $T_0 \approx \{57(1 - z^2/a^2) + 20\}^\circ \text{C}$

$h = 0,5 \Delta H$, $T_0 \approx \{1140(1 - z^2/a^2) + 20\}^\circ \text{C}$

Тогда для оценки в общем случае имеем формулу:

$$T(z, t) = \left\{ \frac{1}{24} \frac{4\pi M_0 f}{K_T} \cdot \frac{\Delta H \cdot a^2}{1 + \frac{\Delta H^2}{h^2}} \left(1 - \frac{z^2}{a^2}\right) + T_K \right\} \left(1 - e^{-\frac{t K_T}{a^2 \rho c}}\right) \quad (\text{I.13})$$

Следовательно, форма резонансной кривой будет сильно зависеть от времени развертки и мощности СВЧ, вследствие зависимости M_0 от T и соответственно H_{A1} от T .

ГЛАВА 2. РАСЧЕТ, ИЗГОТОВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА РАБОТЫ НА НЕЙ

При изготовлении установки мы руководствовались концепцией магниторезонансной силы при НФМР и нашими возможностями по выбору имеющейся измерительной аппаратуры на кафедре. В результате этих причин константирование факта и оценка нижнего порога величины МРС проводились по наблюдению разрыва двух магнитных диполей при прохождении линии НФМР, а выяснение роли МРС проводилось путем сопоставления наблюдений пространственных перемещений образцов в пробирки и одновременного возникновения искажений формы линии НФМР.

В остальном же для облегчения сравнимости результатов измерений данной работы с работами [1,2] и их совместной интерпретации на основе концепции МРС, измерения по НФМР и МАР проводились в аналогичных режимах.

§ I. Блок-схема установки

В блок-схеме установки (см.рис.8) можно выделить системы:

- 1) Управления полем .
- 2) СВЧ .
- 3) Наблюдения и записи линий поглощения .
- 4) Наблюдения МАР .

I. Система управления полем.

Система управления полем служила для получения динамического диапазона по полю, необходимого для исследований. Величина этого диапазона с учетом явления гистерезиса по КА составляла

$$H_{\min} \div H_{\max}$$

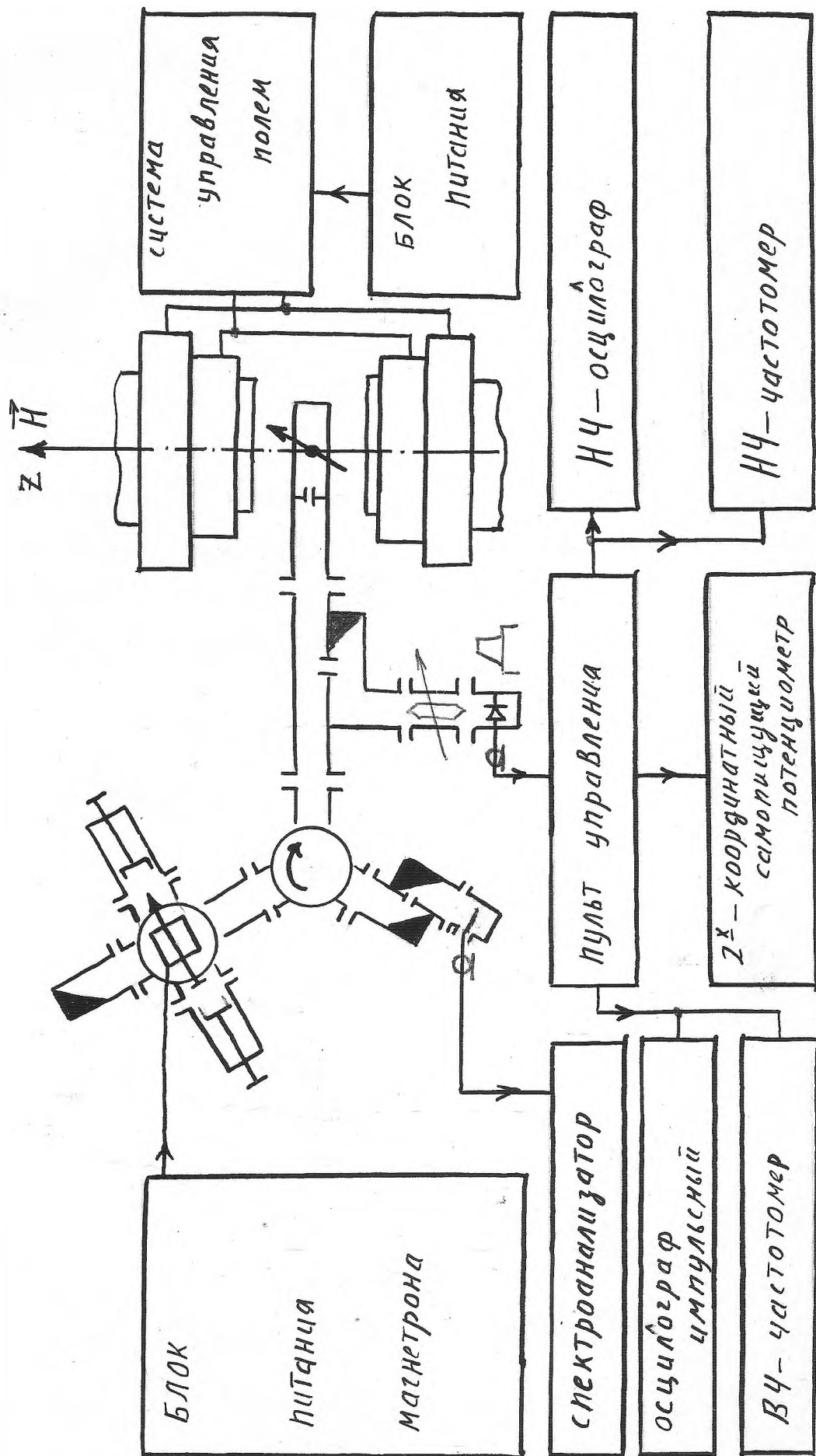


Рис.8. Блок-схема экспериментальной установки.

где

$$H_{\min} = \pm (\gamma/2\pi) - \frac{4}{3} |H_{A1}| \quad (2.1)$$

$$H_{\max} = \pm (\gamma/2\pi) + 2 |H_{A1}| \quad (2.2)$$

Для применяемого магнетронного генератора СВЧ и образцов $Y_3 Fe_5 O_{12}$ $f = 9422$ Мгц, $H_{A1} = -40$ э, получим
 $H_{\min} = 3312$ э
 $H_{\max} = 3445$ э.

Величина же поля, получившаяся в зазоре постоянного магнита в результате подгонки и шлифовки полюсных наконечников составляла

$$H_{0\lambda} = 3278 \text{ э}$$

$$a \approx 2,7 \text{ э/см}$$

где a - горизонтальный градиент в центральной области между полюсными наконечниками.

Величина развертки, рассчитанных и изготовленных катушек Гельмгольца составляла $H_1 = \pm (0 \div 138) \text{ э}$
 $K_1 = 276 \text{ э/а}$

где K_1 - коэффициент катушек с калибровкой по току.

Для смещения точки $O = (\gamma H_p - \omega)$ служили сдвиговые катушки с характеристиками

$$H_2 = \pm (0 \div 25) \text{ э}$$

$$K_2 = 50 \text{ э/1000 э}$$

Прохождение динамического диапазона обеспечивалось автоматически, с подачей пилообразного напряжения на систему управления полем от осциллографа С I-54, с временем развертки от

0 ÷ 300 сек, и вручную. Величина поля, измерялась "миллиамперметрами с классом точности I, время развертки - по частотомеру 43-35A.

Принципиальная схема разработанной системы изображена на рис.9. Сопротивления R_1, R_2 и R_3, R_4 служат для регулировки диапазона развертки в ручном и автоматическом режимах. D_1, C и D_2 для защиты транзисторов и катушек Гельмгольца, соответственно. Использование переключателя Π , позволило упростить процесс измерения с разверткой по полю и против поля. В качестве источников стабилизированного напряжения применялись "Александриты" со стабильностью $\frac{\Delta U_{вых}}{U_{вых}} = 10^{-4}$, которые, в свою очередь, запитывались от прецизионного стабилизатора напряжения переменного тока - П-7ИМ с

$$K_c = \frac{\Delta U_{вых} / U_{вых}}{\Delta U_{вх} / U_{вх}} = 10^{-2}$$

Калибровка подмагничивающих катушек проводилась по ФМР, поэтому погрешность измерения по полю катушек в основном определялась погрешностью приборов. Поле H_{0m} определялось из формулы (2.1) по известной $\mathcal{L}, H_{01}$, что справедливо для незакрепленных образцов.

2. Система СВЧ

В качестве источника СВЧ применялся магнетрон с $\mathcal{L} = 9.422$ Мгц. Мощность СВЧ поля, подаваемая в резонатор с типом волны H_{101} (см.рис.10), менялась с помощью поляризационного аттенюатора, градуировочные графики которого представлены в таблице 2.

Таблица 2.

Градуировочные графики.

φ°	0	1	2	3	4	5	6	7	9	12	15	18	22
$(P/P_{max})_{дс}$	0	~0	4,5	7,45	9,90	11,4	12,8	13,4	15,3	16,7	17,7	18,5	19,4
$P_{m\bar{m}}$	0	1	6	12	20	29	38	45	68	94	121	146	172

Продолжение Таблицы 2.

Градуировочные графики поляризационного аттенюатора

φ°	27	34	43	47	52	57	62	67	72	77	82	87	92
$(P/P_{\text{кал}})_{90^\circ}$	20,2	20,8	21,4	21,6	22,0	22,2	22,5	22,9	23,1	23,6	23,8	24,4	24,9
$P_{\text{мвт}}$	212	247	284	299	321	342	367	390	421	472	495	561	627

φ°	97	102	107	112	117	122	127	132	137	142	147	152	155,5
$(P/P_{\text{кал}})_{90^\circ}$	25,6	26,1	26,8	27,5	28,2	29,5	29,8	30,5	31,1	31,4	31,4	30,8	31,5
$P_{\text{мвт}}$	740	838	975	1150	1430	1840	1950	2230	2660	2870	2870	2480	2910

Для предотвращения эффекта затягивания частоты магнетрона отраженной волной использовался ферритовый циркулятор.

Для питания анода и накала магнетрона применялись стабилизированные источники питания. Для стабилизации тока магнетрона была собрана схема (см. рис. II), где в качестве опорных напряжений - 600, 400, 300, $\sim 12,6$; ~ 220 в применялись источники

$$\text{ЧИП-1 с } K_c = \begin{cases} 5 \cdot 10^{-2} & \text{для 600, 400 в} \\ 1 & \text{для } \sim 12,6 \text{ в} \end{cases}$$

$$\text{ORION-EMG с } K_c = 5 \cdot 10^{-2} \quad \text{для 300 в}$$

$$\text{П-7I M} \quad \text{для } \sim 220 \text{ в}$$

Напряжение от 0 ÷ 400 в служило для плавной регулировки тока магнетрона. Отраженный сигнал от резонатора через направленный ответвитель и аттенюатор подавался в детекторную секцию. Переменный аттенюатор предохранял детектор от перегрузки при больших уровнях мощности сигнала. Настройка резонатора производилась по $\min$ коэффициента отражения при помощи изменения вели-

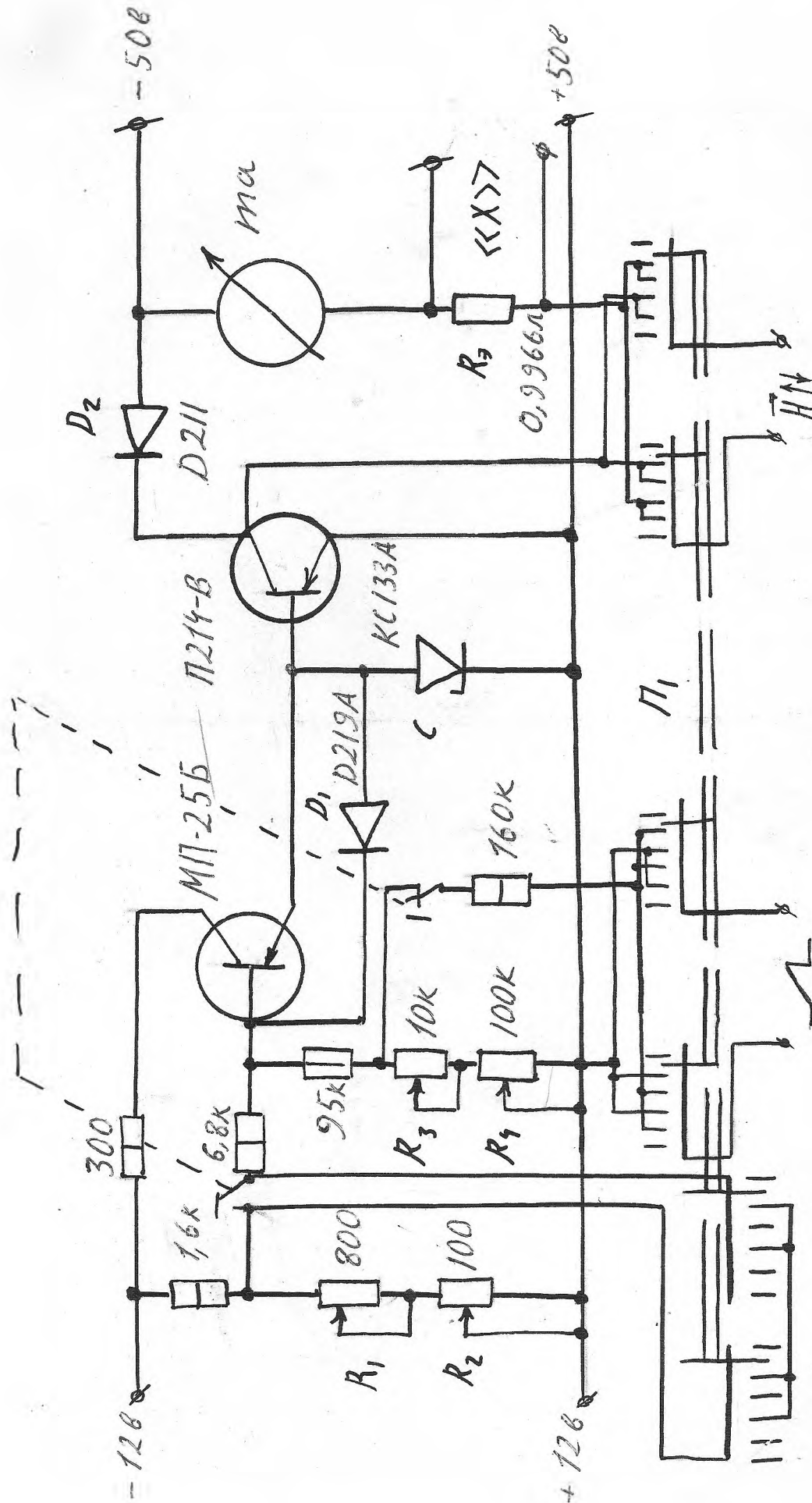


Рис.9. Схема блока управления по полю.

чины связи лопаточкой-1 (рис.10) и изменения λ_p резонатора винтом-2. *Запредельные* волноводы-3 служили для смены образцов и визуального наблюдения за поведением образцов. Измеренная добротность резонатора составляла $Q_0 \approx 1000$.

3. Система наблюдения и записи линии поглощения

При временах развертки $\tau \geq 1$ сек линия поглощения НФМР записывалась на двухкоординатном самопишущем потенциометре ПДС-021М с классом точности I (для времени прохождения кареткой всей длины шкалы не более: по оси $\ll x \gg$ - 1,4 сек, по оси $\ll y \gg$ - 1 сек). На вход оси $\ll x \gg$ подавалась величина развертки по полю в единицах тока с R_2 эталонного (рис.9). На вход оси $\ll y \gg$ подавался сигнал пропорциональный интенсивности отраженной волны непосредственно с детектора Д (рис.9). Наблюдения по ПДС-021М дублировались на низкочастотном осциллографе СИ-4 с диапазоном от 0,1 ÷ 100000 гц. При временах развертки $\tau < 1$ сек линия поглощения НФМР наблюдалась по осциллографу СИ-4.

4. Система наблюдения МАР

Наблюдение МАР проводилось по спектру отраженной волны на анализаторе спектра частот 3-х сантиметрового диапазона волн ИВ- (с характеристиками: $\lambda = 3,1 - 3,4$ - диапазон волн прибора, $\Delta f = 0,06$ Мгц - разрешающая способность на частоте), и по наблюдению акустических колебаний на импульсном осциллографе СИ-54 (с характеристиками: $0,003 \div 10.000.000$ гц, диапазон частот).

Частота акустических колебаний измерялась по цифровому частотометру 43-35 А, диапазон измеряемых частот которого

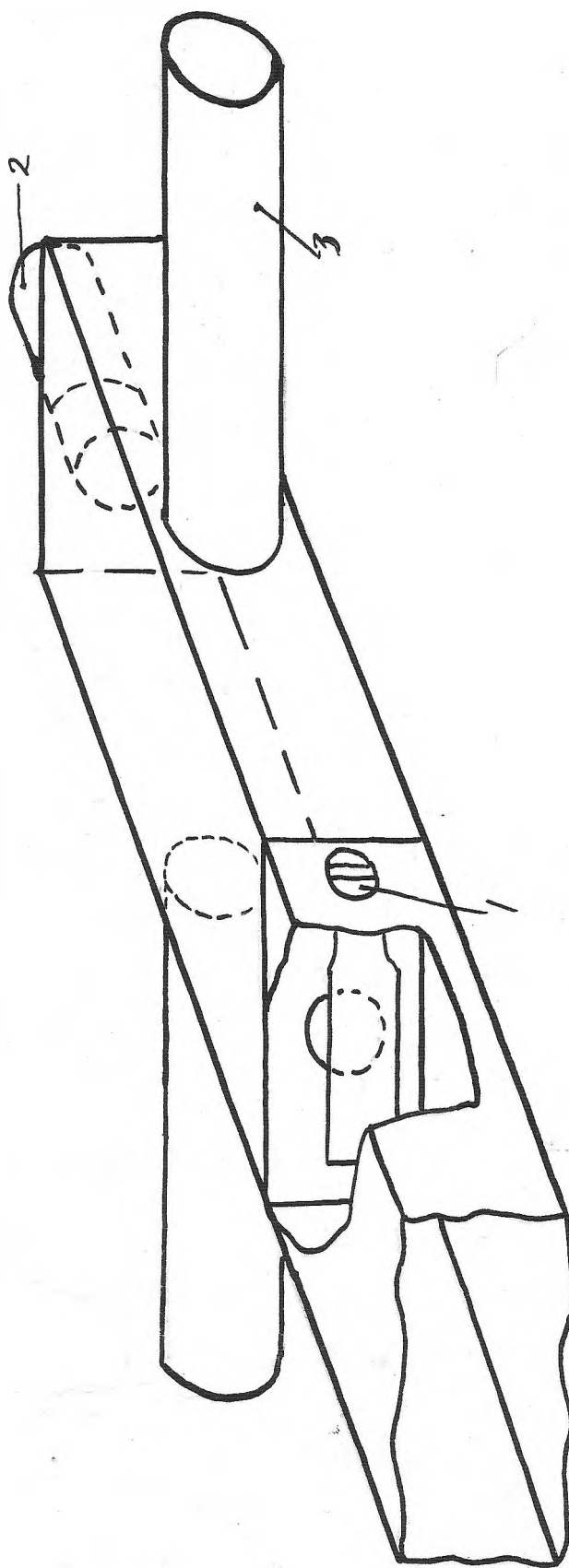


Рис. 10. Конструкция резонатора.

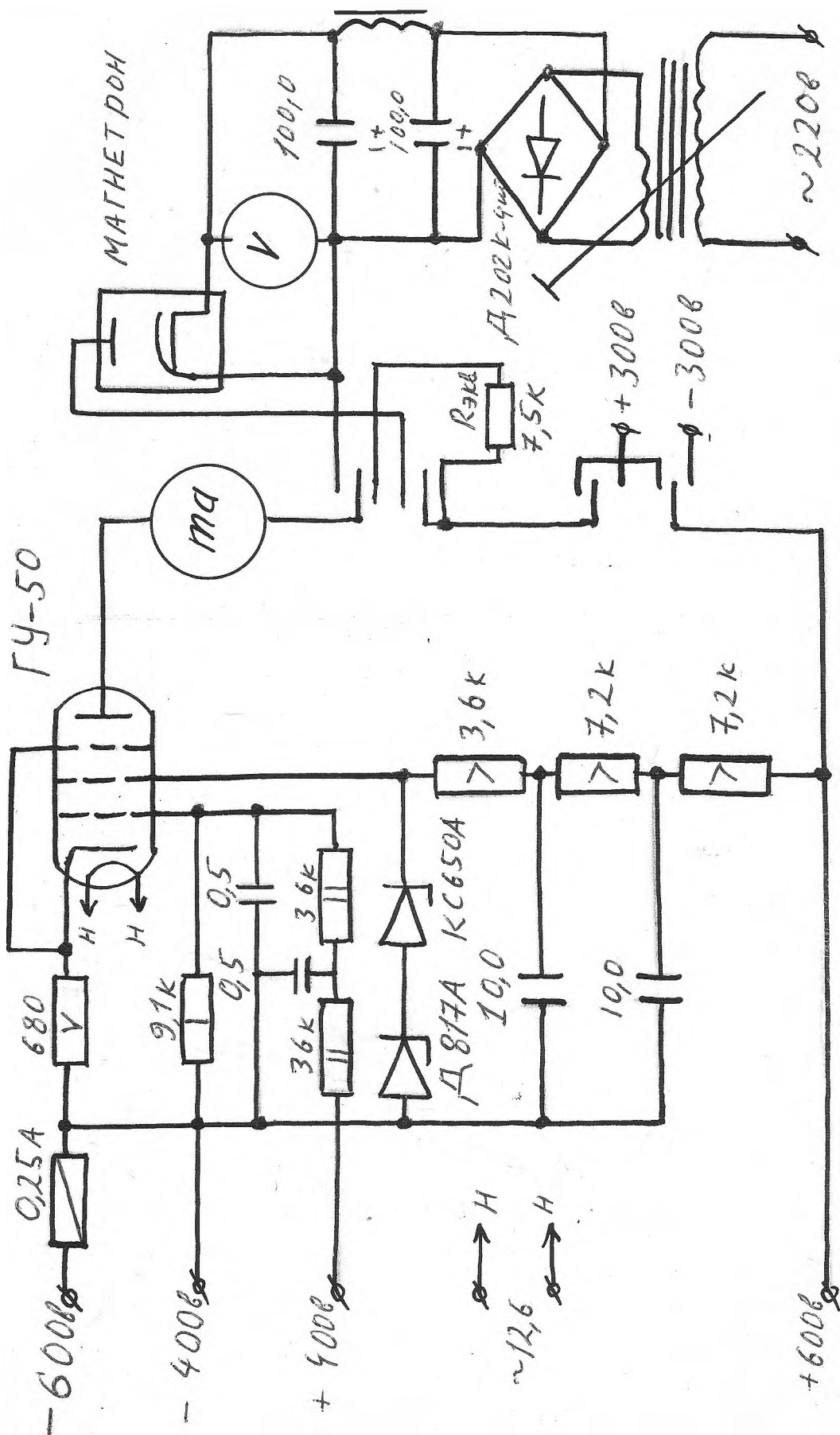


Рис. II. Схема питания магнетрона.

10 ÷ 55000000 гц, точность измерения частоты $\delta_f = \frac{\Delta f}{f} = 0,8 \cdot 10^{-7}$. Частота НЧ пульсации МАР измерялась по цифровому частотометру Ф599, диапазон измеряемых частот которого 0,1 - 1500000 гц, точность измерения частоты $\delta_f = \pm 1 \cdot 10^{-6}$. Появление МАР сопоставлялись с изменением формы резонансной кривой, записанной на ПДС-021М.

§ 2. Образцы используемые в эксперименте и методика работы с ними

Для опытов использовались образцы монокристаллов $Y_3Fe_5O_{12}$ в виде отполированных сфер, аттестованных в Ленинграде, характеристики которых приведены ниже

Таблица 3.

Параметры образцов.

№ образца	d_1	d_2	d_3	d_4	d_5
диаметр $d(\text{мм})$	1,34	0,97	0,775	0,635	0,410
ширина линии $2\Delta H(\text{э})$	0,23	0,49	0,55	0,55	0,56

1. Поле анизотропии H_{A1} : 40 э
2. Намагниченность насыщения (± 30) при 20°C $4\pi M_0$: +1750г
3. Температура Кюри (± 3) : 283°
4. Плотность ($\pm 1\%$) ρ : 5,17 г/см³
5. Удельное электросопротивление ($\pm 10\%$) ρ ом.см $2 \cdot 10^{13}$
6. Класс обработки I4, отклонения от сферичности 0,5.

При измерениях образцы помещались в центр резонатора, где отсутствовал нагрев образцов, обусловленный электрическими компонентами СВЧ поля, вследствие равенства их нулю.

Наблюдение линии НФМР проводилось на образцах помещенных свободно в пробирку и на образцах закрепленных в щели деревянной планки (рис.12)

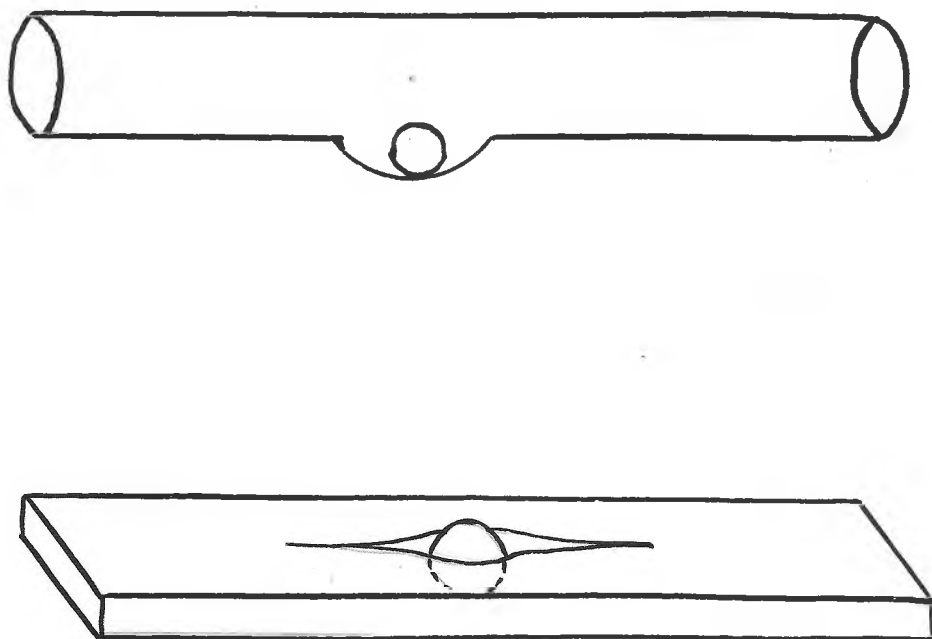


Рис.12 Крепление образцов

ГЛАВА 3. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА.

§ I. Измерение нижнего порога величины магниторезонансной силы по разрыву двух диполей.

Найдем силу притяжения между двумя сферическими образцами монокристалла $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, помещенных в поле $\vec{H}$. В первом приближении будем считать, что у нас имеются два точечных магнитных диполя с моментами $\vec{M}_{1,2}$

$$\vec{M}_{1,2} = \frac{4\pi}{3} z_{1,2}^3 \vec{M}_0$$

где $\vec{M}_0$ - намагниченность насыщения $\vec{M}_0 \uparrow \uparrow \vec{H}$
 $z_{1,2}$ - радиус монокристалла с $\vec{M}_{1,2}$,

находящихся на расстоянии $z_1 + z_2$. Тогда величина силы необходимая для разрыва двух диполей должна быть, по крайней мере, больше силы дипольного притяжения. Вычисления силы дипольного притяжения относительно к силе тяжести двух образцов приводят к формуле:

$$\left| \frac{F_{\text{дип}}}{F_T} \right| = \frac{(4\pi M_0)^2 (z_1 z_2)^3}{(z_1 + z_2)^4 (z_1^3 + z_2^3) \cdot 2\pi \rho g}$$

$$F_T = -\frac{4\pi}{3} (z_1^3 + z_2^3) \rho g$$

В эксперименте при СВЧ мощности порядка 500 мвт два магнитных диполя с $z_{1,2} = 0,775; 0,441$ мм при резонансе разрывало и разносило в разные стороны. Из этого наблюдения следует, что величина MPC , по крайней мере

$$\left| \frac{F_{MPC}}{F_T} \right| > \left| \frac{F_{\text{дип}}}{F_T} \right| = \frac{(1750)^2 ()^3}{()^4 () \cdot 2\pi \cdot 5,14 \cdot 980} = 32$$

в 32 раза больше силы тяжести двух диполей.

§ 2. Механизм возбуждения магнитоакустических колебаний

Вкратце остановимся на механизме возбуждения МАР [10, 13]. В ферромагнитном кристалле, как и в других твердых телах, могут существовать упругие колебания и волны. Благодаря эффекту магнитострикции возникают колебания решетки. В монокристаллах же, ферритов, спиновые волны (магноны) связаны спин-решеточным взаимодействием с колебаниями кристаллической решетки (фононами). В результате чего происходит возбуждение МАР. Для описания магнитоакустических колебаний в уравнение движения намагниченности добавляют член, учитывающий силу $\vec{F}$ действующую на единицу объема кристалла, обусловленную магнитострикцией.

Мы же сразу полагаем, что сила $\vec{F}$ - это магниторезонансная сила. Объясним с этой позиции НЧ-пульсации МАР, возникающие в результате пространственных колебаний образцов по полусфере дна пробирки (Рис.13).

Образец под воздействием МРС начинает катиться по дну пробирки, при этом меняется величина H_{res} за счет изменения ориентации осей кристаллографической анизотропии по отношению к внешнему полю. В результате образец периодически получает толчки при попадании в условия НФМР.

Тогда в первом приближении, ввиду малости размеров образцов $2z \ll 2R$, где R - радиус дна пробирки можно получить модель маятника с длиной „нити“ - $(R - z)$. Частота собственных колебаний такого маятника для $R = 4$ мм, $z = 0,388$ мм будет:

$$f_{отср} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{R-z}} \approx 8 \text{ гц} \quad (3.1)$$

Небольшое расхождение между $f_{отср} = 8$ гц и $f_{отср} = 9 \div 20$ гц можно объяснить тем, что при вычислении $f_{отср}$ не рассматривался вклад вынуждающей силы - МРС.

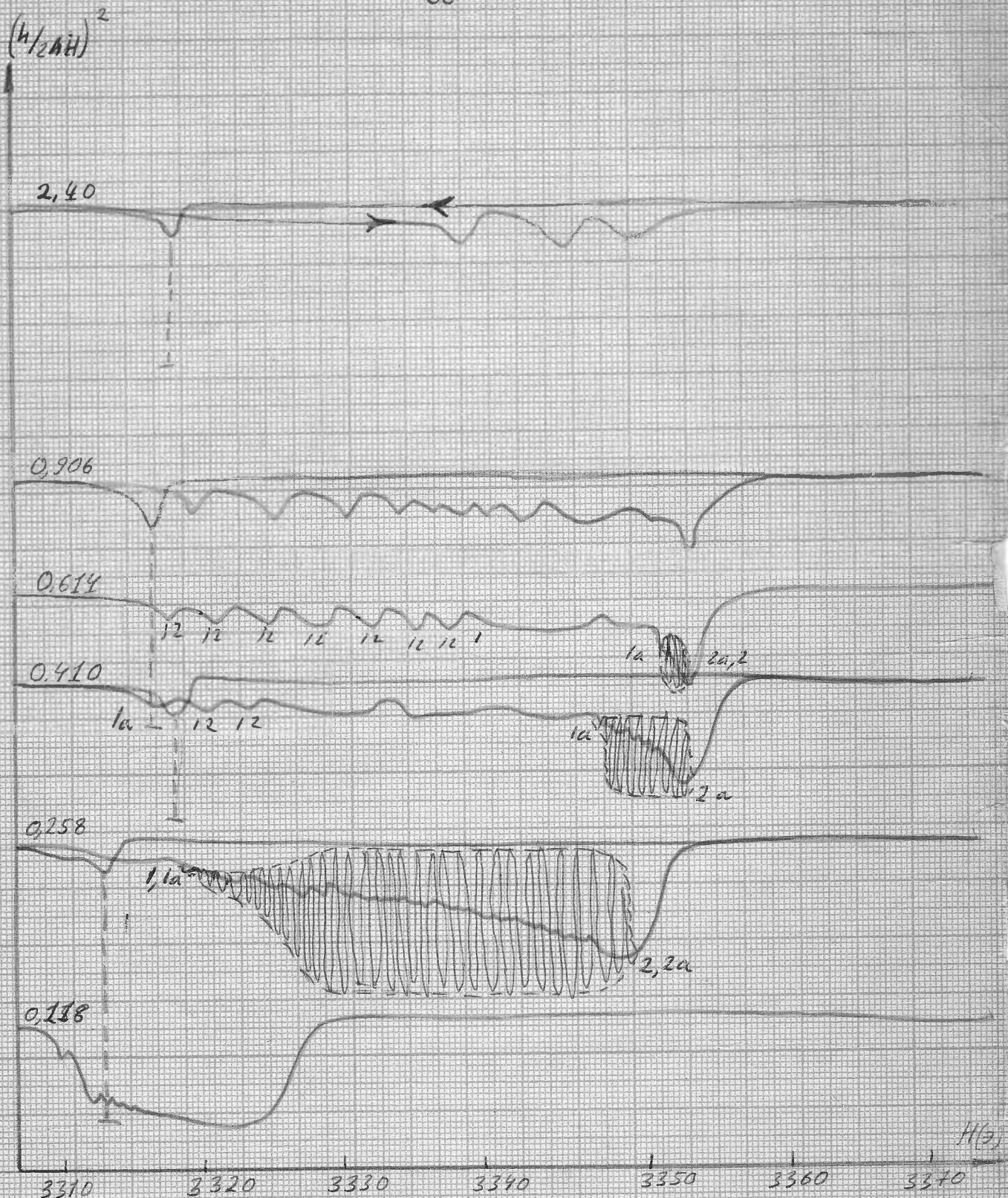
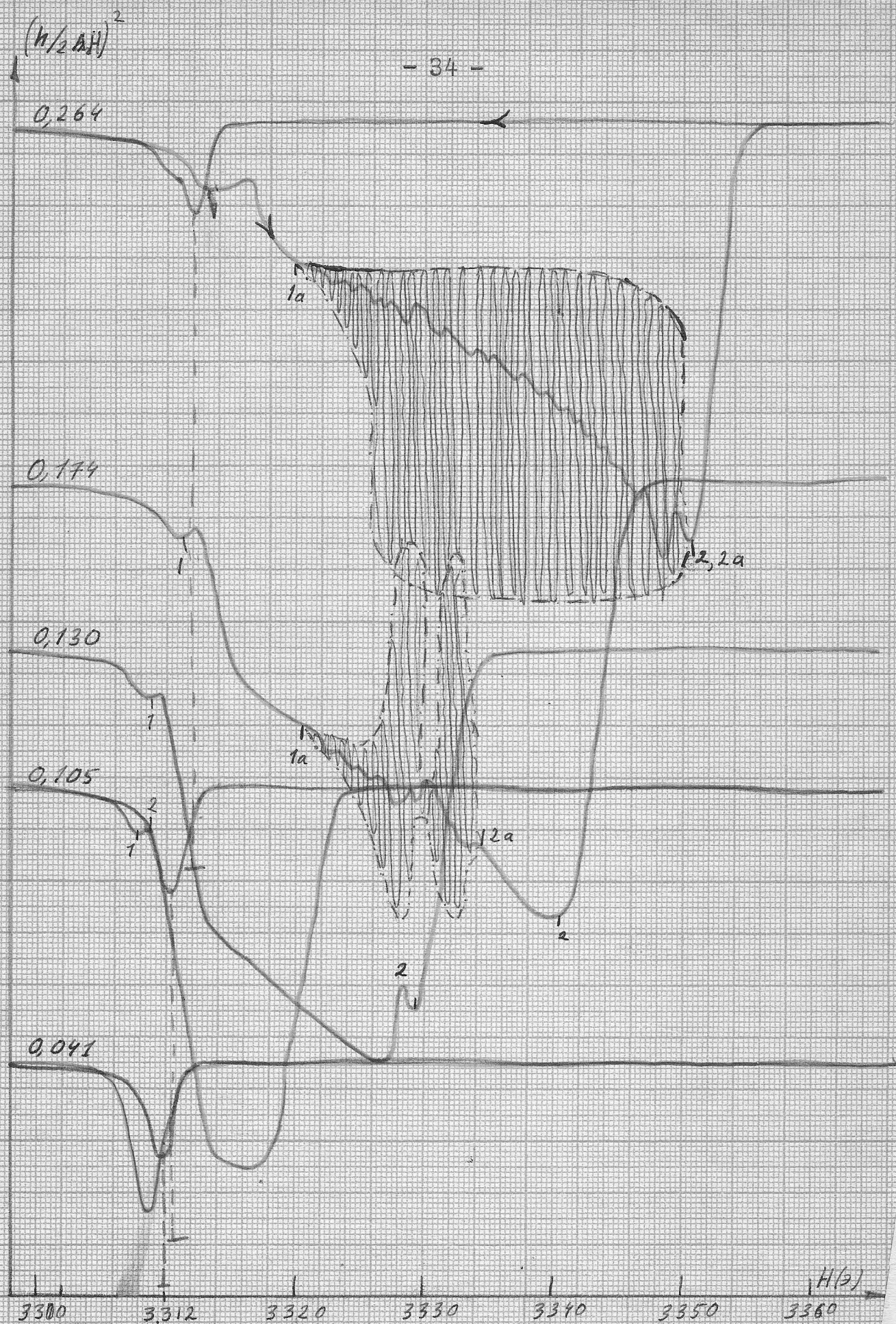


Рис. 13. Графики формы линии поглощения, при различных нормированных мощностях накачки, $\tau_{\text{раб}} = 10$ сек., $d_3 = 0,775$ мм - незакреплен $2\Delta H = 0,55$ э; 1-2 - область возбуждения МАР $f_a = 6,640$ МГц, 1a-2a - область НЧ-пульсаций МАР $f_{\text{нч}} = 9 \div 20$ Гц $\rightarrow$ направление развертки.



Продолжение рис. 13.

В результате НЧ-пространственные колебания приводят к периодическому срыву возбуждения МАР - НЧ - пульсациям МАР, замеченные также в работе [2].

На основании изложенного можно предложить модель возбуждения МАР - возникновение МРС и неустойчивостей некоторых параметров НФМР (к примеру $f_{свч}, h^2, H$ и т.д.) приводит к возбуждению "периодической" упругой силы, которая за счет магнитоупругого взаимодействия, в свою очередь, приводит к возбуждению магнитоакустических колебаний.

§ 3. Гистерезис НФМР

В работе [2] гистерезис возбуждения МАР объясняется возникновением $\delta H_{эфф} < 0$ приводящее к

$$\omega_{рез} = \gamma(H_0 - \delta H_{эфф})$$

где $\delta H_{эфф}$ - считают обусловленно магнитострикцией.

Мы объясним результаты данной работы (рис. I3 ÷ I4), подтверждающие результаты работ [1, 2], на основе предложенного механизма возбуждения МАР (§ 2, гл.3) и влияния кристаллографической анизотропии (§ 3, гл.1).

В результате влияния кристаллографической анизотропии линия поглощения НФМР на незакрепленном образце будет иметь вид (рис. I5 см. § 3 гл.1) .

Но магниторезонансная сила фактически - это производная от линии поглощения (I6) , тогда на основании рис. I5 ее можно аппроксимировать в виде рис. I6.

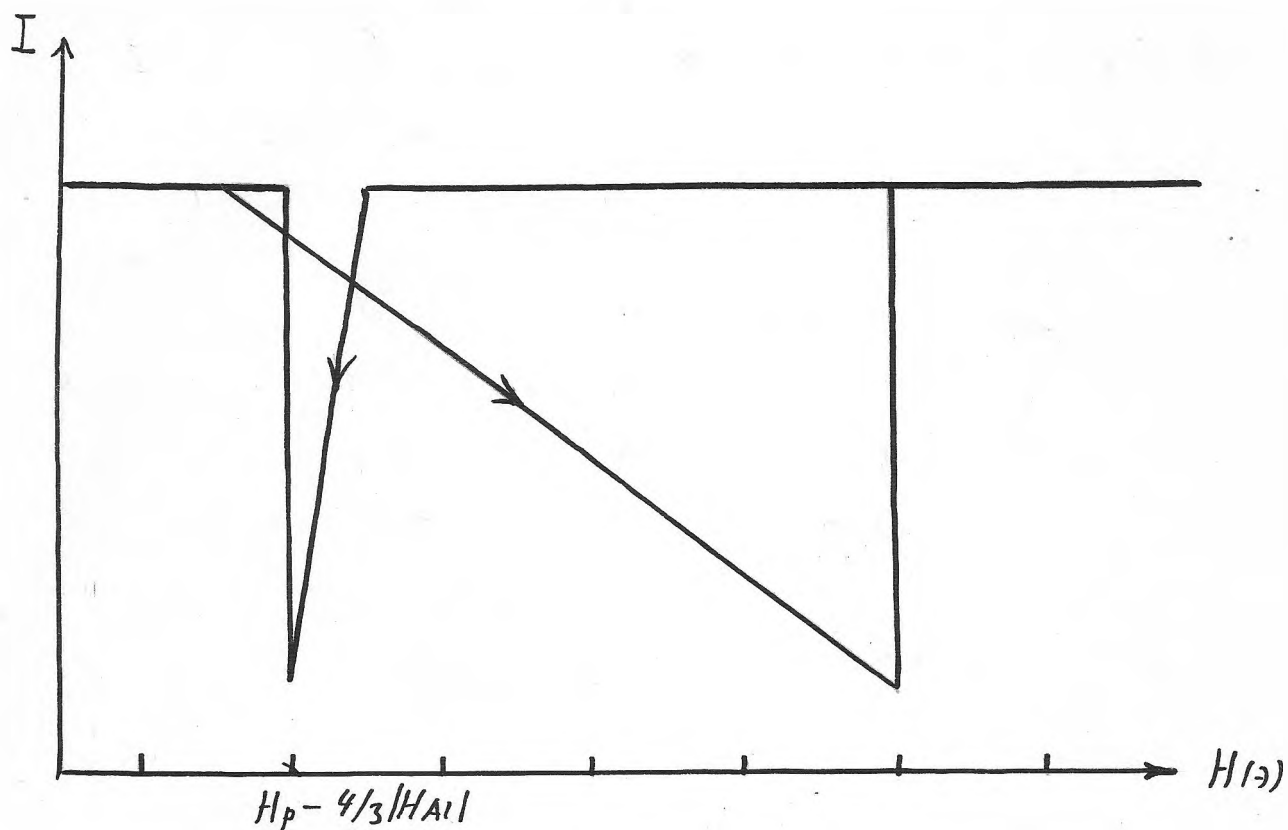


Рис. I5. Линия поглощения НФМР на незакрепленном образце.

→ - направление развертки

I - интенсивность отраженной волны

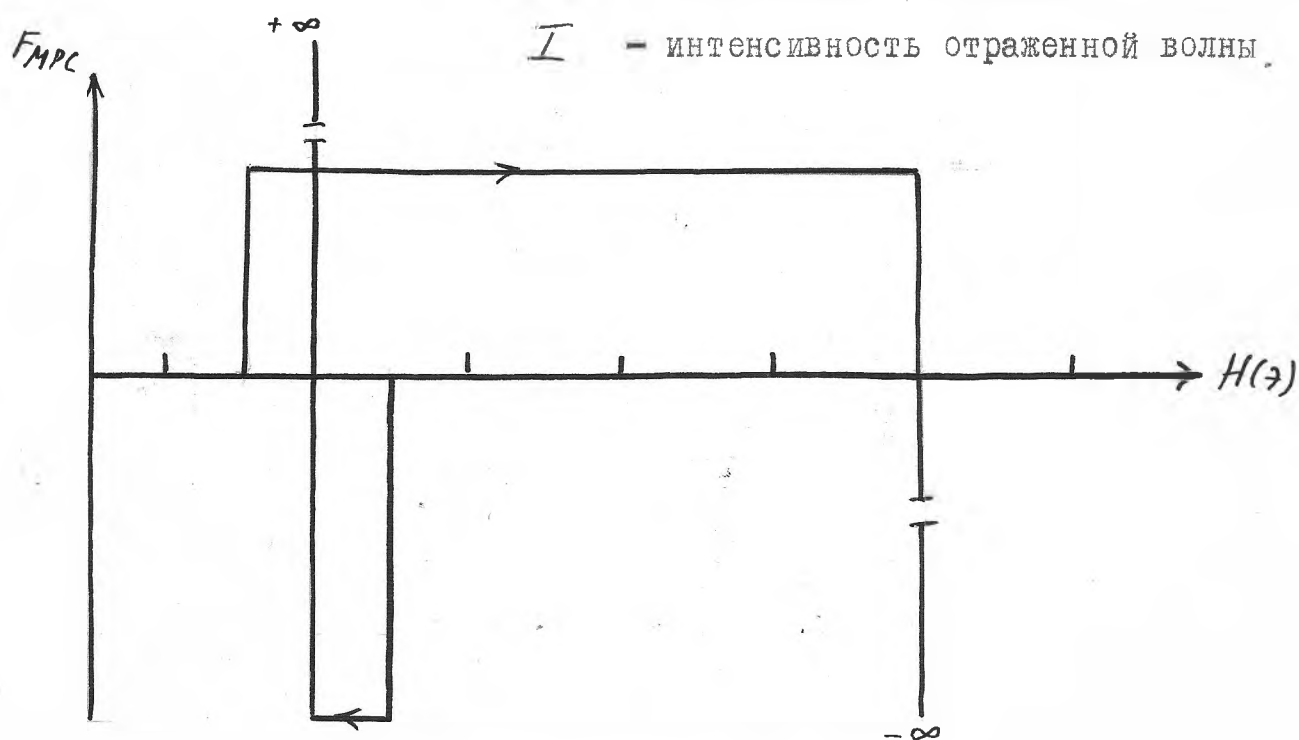


Рис. I6. Гистерезис MPC

→ направление развертки

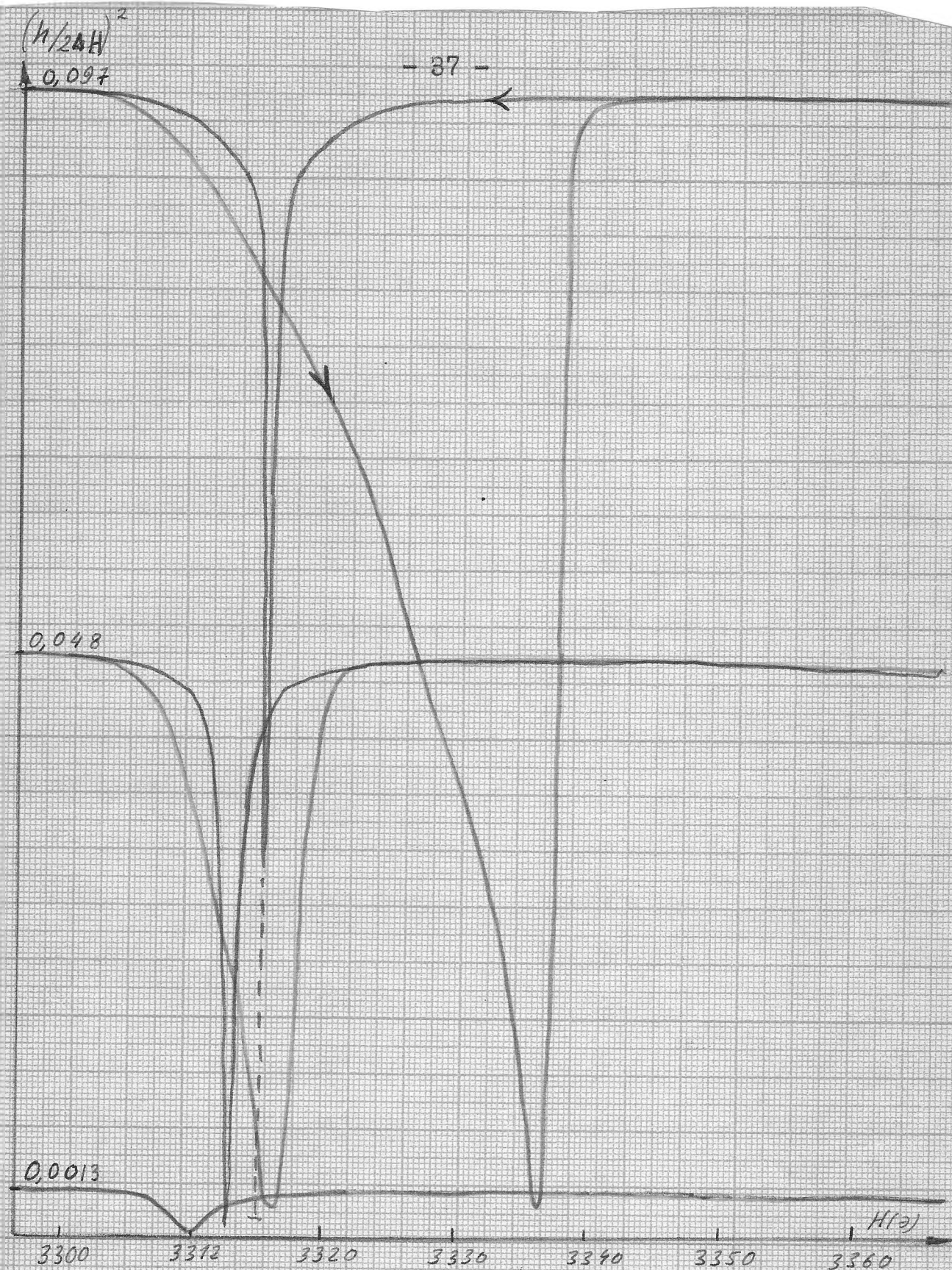
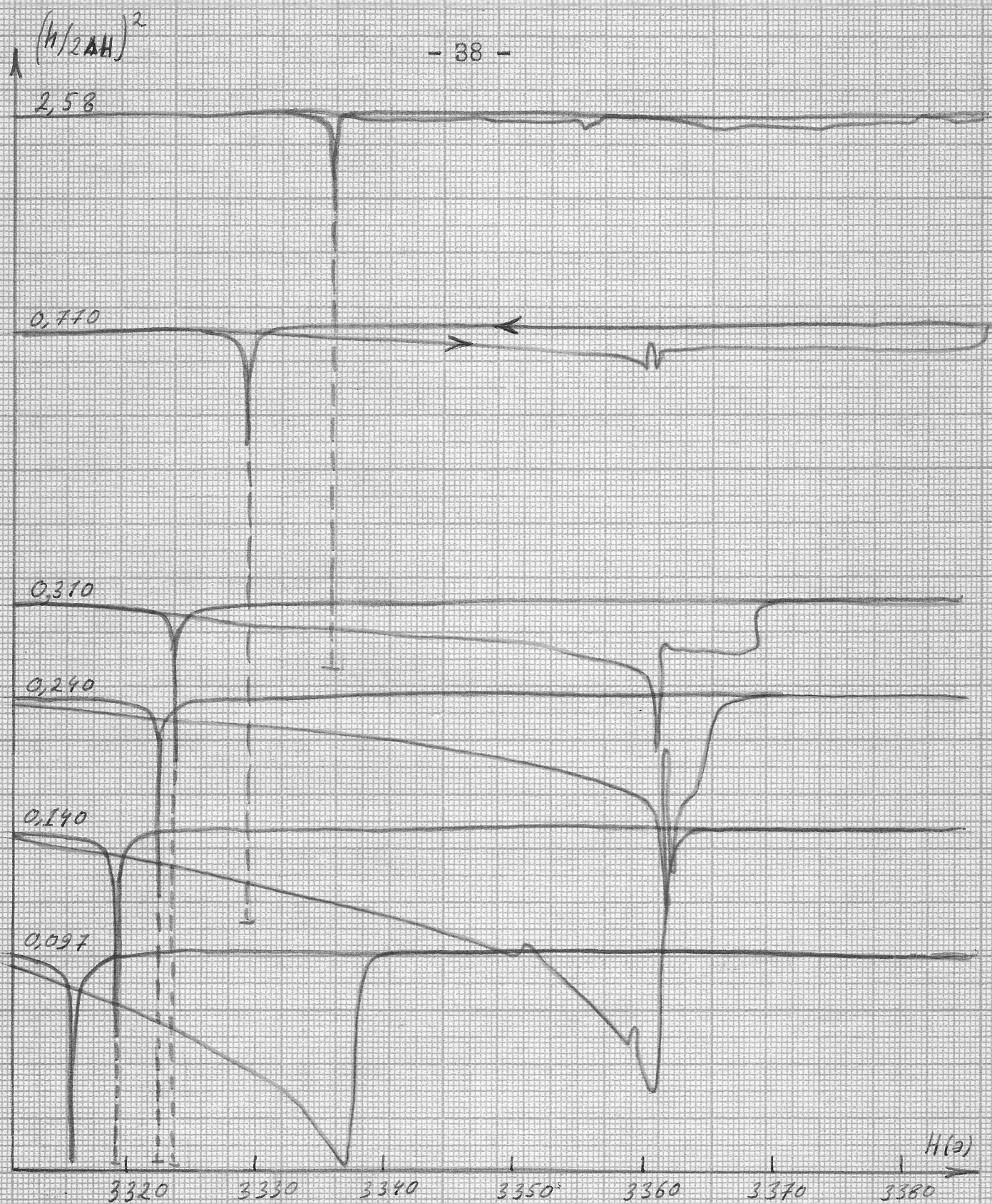
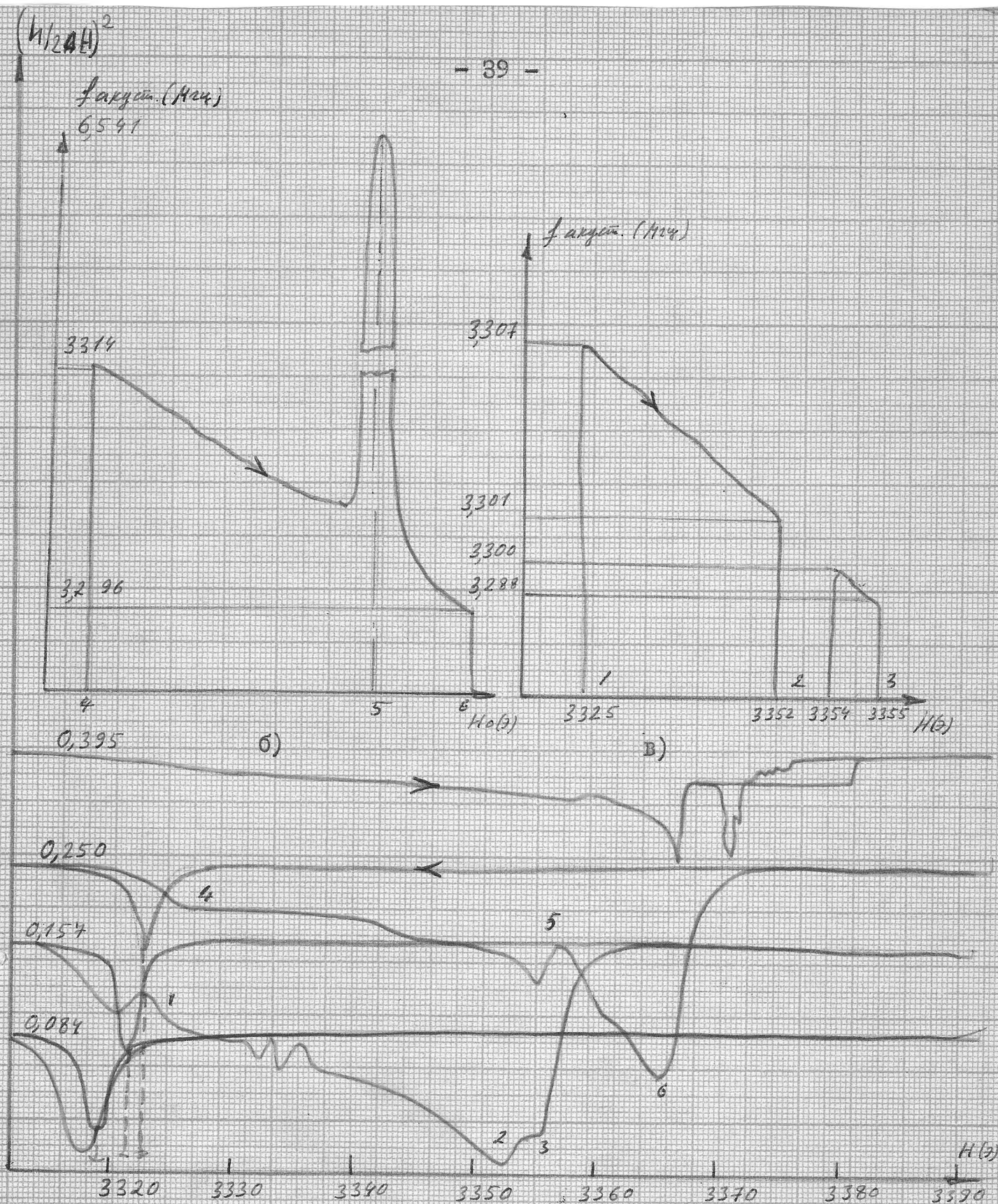


Рис. 14. Графики формы линии поглощения, при различных нормированных мощностях накачки, $\tau_{раз} = 190$ сек, $\lambda_{\lambda_3} = 0,775 \mu\text{м}$ — незакреплен, $2\Delta H = 0,55$ э
 — направление развертки.



Продолжение рис. I4.



Продолжение рис.14.

б, в - график зависимости $f_{кучет.}$ от подмагничивающего поля для областей (4-5-6) (1-2-3).

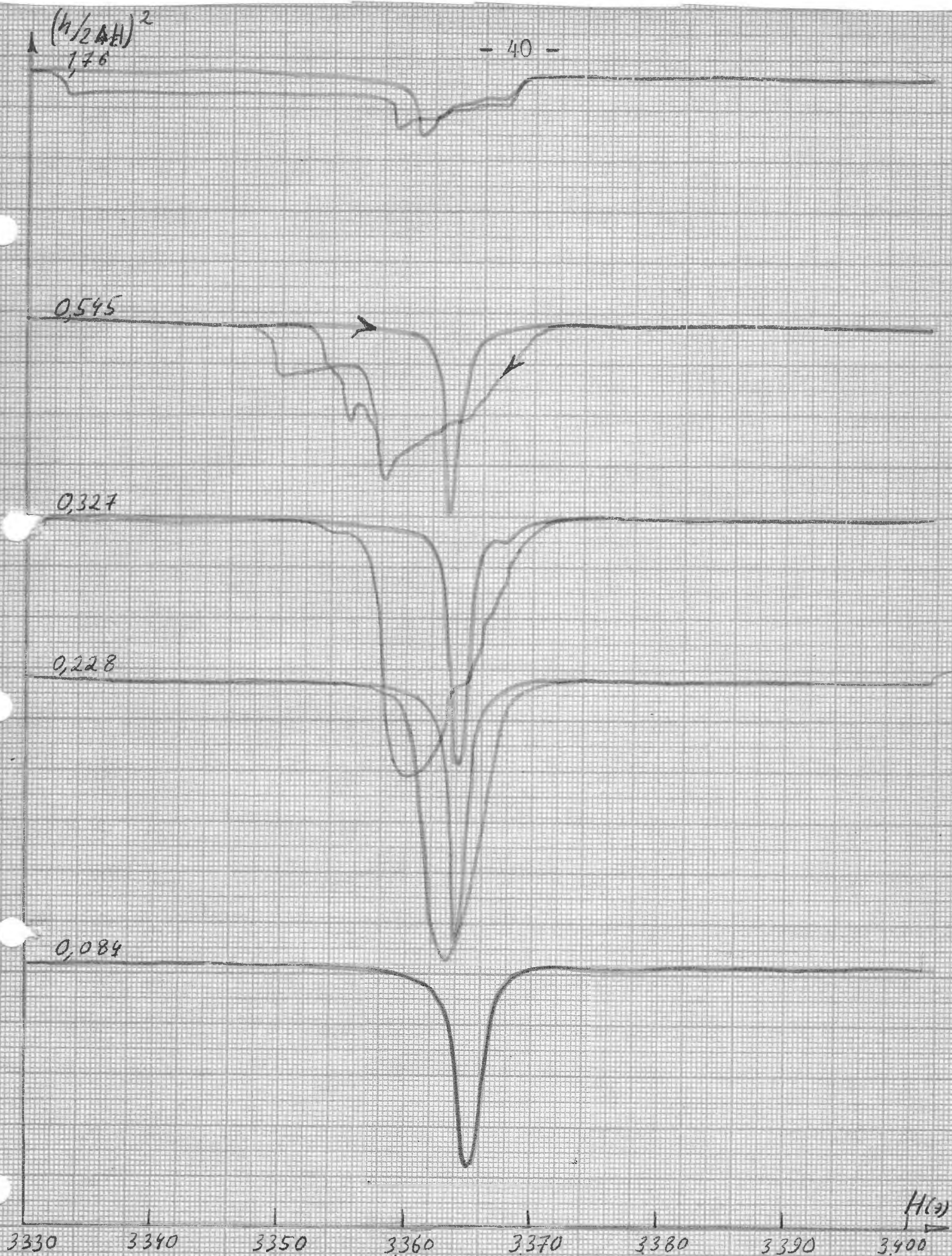


Рис.17. Графики зависимости формы линии поглощения, при различных нормированных мощностях накачки.

$\tau_{\text{разб}} = 38$ сек, $d_3 = 0,775$ мм — закреплен, $2\Delta H = 0,55$,
 — направление развертки.

Тогда взяв в основу модель возбуждения МАР, предложенную в § 2 гл.3, мы видим, что при прохождении линии НФМР в сторону увеличения поля область возбуждения МАР по величине будет больше чем область в сторону уменьшения поля. Для закрепленных образцов возбуждения МАР не происходило. (Рис.17).

§ 4. Зависимость формы линии поглощения от времени развертки по полю

Зависимость формы линии поглощения от времени развертки по полю $\tau_{разв} = 1 \div 300$ сек при временах релаксации $\tau_z \approx 10^{-6}$ сек, можно объяснить воздействием МРС и нагревом образца (рис.18, 19).

Для времени прохождения линии НФМР ($t_{нагр} = 0,0015 \div 0,46$ сек см. § 4, гл.1).

$$t_{нагр} \ll \tau_T, \tau_M.$$

где $\tau_T \approx 0,3$ сек - время выхода на стационарный режим температуры (1.11),

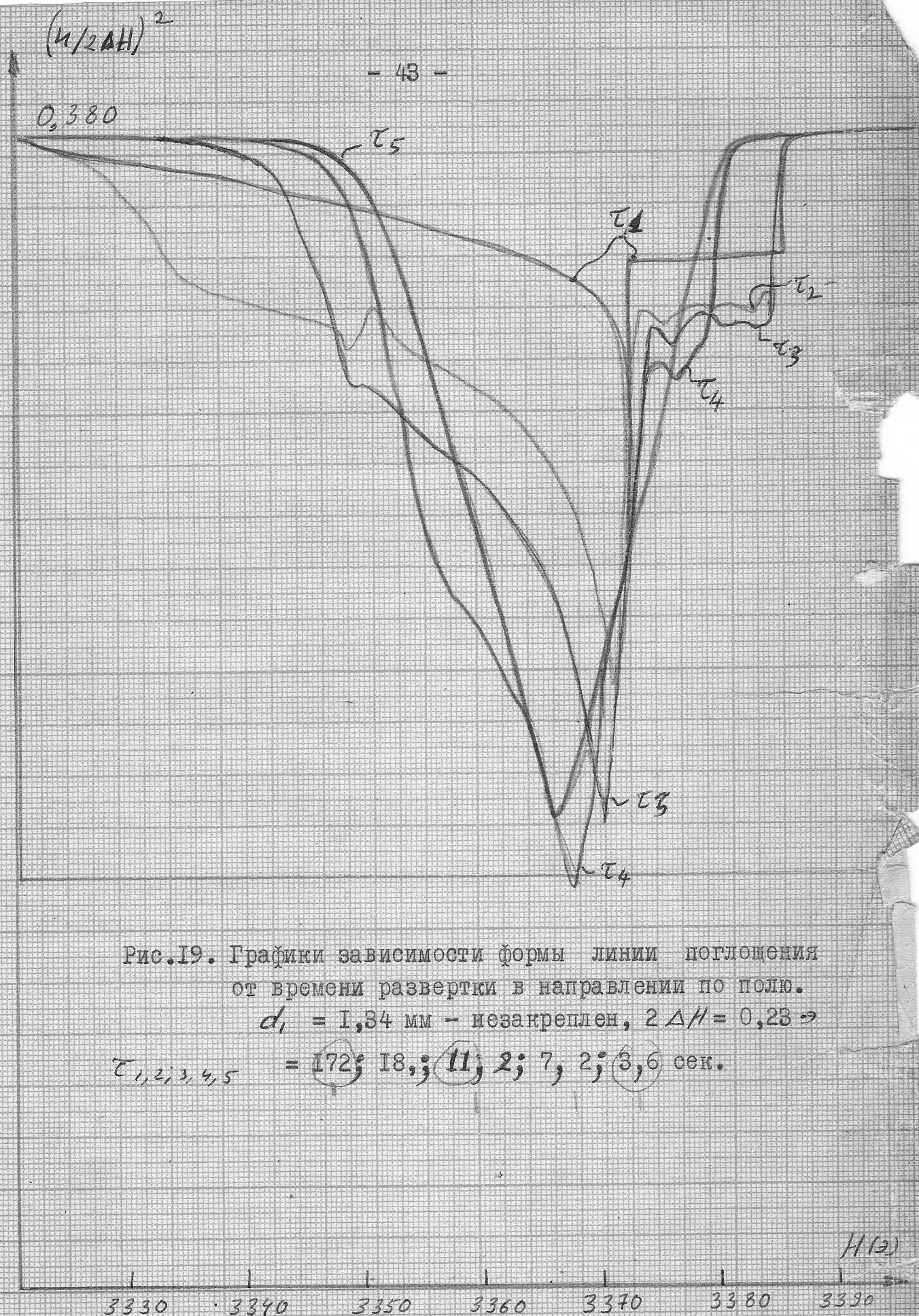
$$\tau_M = \sqrt{\frac{R \cdot \tau}{g}} \approx 0,02 \text{ сек} - \text{время механической инертности образца (3.1),}$$

Форма линии НФМР будет приближаться к лоренцевой, что подтверждают данные эксперимента (рис.18,19).

При времени прохождения линии НФМР

$$t_{нагр} \approx \tau_M, \tau_T.$$

Форма линии НФМР будет искажена за счет пространственных перемещений образцов и их нагрева.



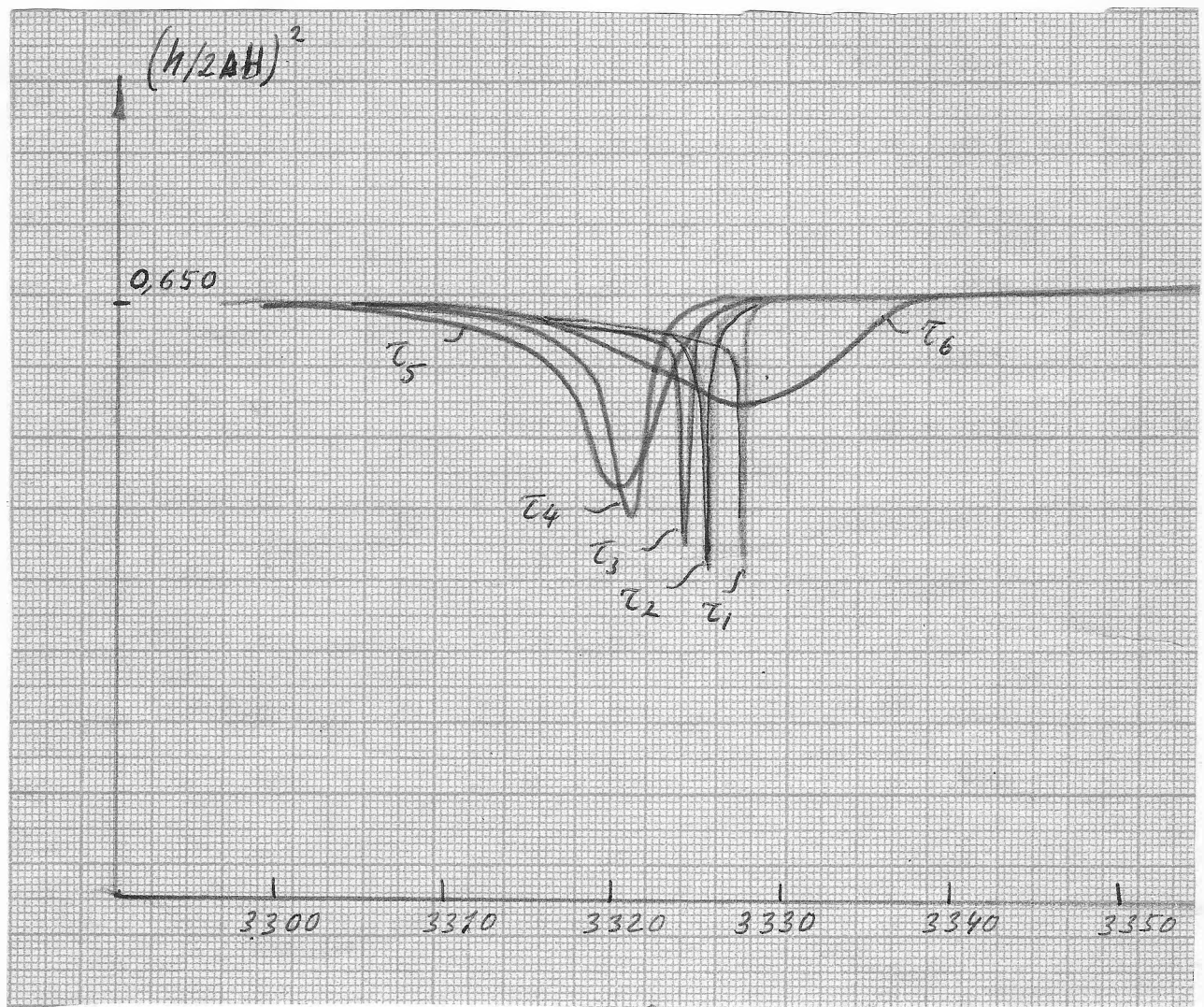


Рис.18. Графики зависимости формы линии поглощения от времени развертки в направлении против поля $d_3 = 0,775$ мм незакреплен $2\Delta H = 0,55$ э, $\tau_{1,2,3,4,5,6} = 300; 120; 60; 12; 3; 1, 2$ сек.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе учтено влияние неоднородностей по полю; $\vec{H}(\vec{r})/\vec{H}(\vec{r})$ -ведущих к возникновению магниторезонансной силы. Получена формула для выражения МРС.

Экспериментально подтвержден факт наличия большой величины МРС и исследовано ее влияние на свойства нелинейного ферромагнитного резонанса.

1. Выяснена физическая причина НЧ — пульсаций магнитоакустических колебаний.
2. Предложен механизм возбуждения магнитоакустического резонанса.
3. На основании влияния МРС и кристаллографической анизотропии объяснен гистерезис возбуждения МАР по полю.
4. На основании проведенных оценок времен нагрева и механической инертности образцов предложено объяснение для зависимости формы линии от времени развертки по полю, при больших мощностях накачки.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] E. G. Spencer and R.C. Le Craw, *Phys. Rev. Lett.*, 1, № 7, 241 (1958); E. G. Spenceen and R.C. Le Craw, *Journ. Appl. Phys., Suppl. to* V. 30, № 4, 1495 (1959 г.)
перевод в [9] ст.286-295.
- [2] В.Д.Бурков, А.В. Вашковский и В.Н.Кильдышев, ФТТ 10, № 2, 605 (1968 г.); В.А.Бурков, А.В.Вашковский и В.Н.Кильдышев, ФТТ, 10, № 12, 3735 (1968 г.).
- [3] А.В. Вашковский, В.И.Зубков, Р.Г.Кочарян. ЖЭТФ, 66, № 1, 274 (1974).
- [4] В.Л.Гранкин, Г.А.Мелков, С.М.Рябченко. ЖЭТФ, 67, № 6, 2227 (1974 г.).
- [5] Schrl H., *Journ. Phys. Chem. Sol.*, 1, 209 (1957.)
перевод в [9] , стр. 163-205.
- [6] А.С.Бакай, В.Г. Барьяхтар ЖЭТФ, 58, № 4, 1342 (1970 г.)
- [7] Миронов С.А., Щербаков А.С., Обрубов О.П. ФТТ, 17, № 4, 1104 (1104 (1975 г.)
- [8] В.В.Зауткин, В.Е. Захаров, В.С.Львов, С.Л.Мушер, С.С.Старобинц. ЖЭТФ, 62, № 5, 1782 (1972 г.).
- [9] Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах, Сб. переводов, Ред. А.Г.Гуревич, И.Л. 1961 г.
- [10] Я.А. Моносов "Нелинейный ферромагнитный резонанс" ,Наука,1971.
- [11] А.Г.Гуревич "Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках". Наука, 1973 г.
- [12] А. Леше, "Ядерная индукция", И.Л. 1963 г.
- [13] Ю.М.Яковлев, С.Ш.Генделев "Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М., "Сов.радио", 1975 г.

[14] Б.Лакс, К.Баттон "Сверхвысокочастотные ферриты и ферримаг-
нетики" , И. "Мир" 1965 г.

[15] Г.Карслоу, Д.Егер. "Теплопроводность твердых тел", 1964 г.
"Наука"