

Уральский политехнический институт
им. Е. М. Кирова.



"МИС-РТ"-2018 Сборник №66-1 <http://ikar.udm.ru/mis-rt.htm>



кафедра теоретической
физики.

КУРГОВОЙ ПРОЕКТ

на тему:

„ФМР на незакрепленных
образцах.“

Руководитель:

Филатов А.И.

Исполнитель:

Широносков В.Т.

ст-т гр. Фт-514

г. Свердловск.

1975 г.

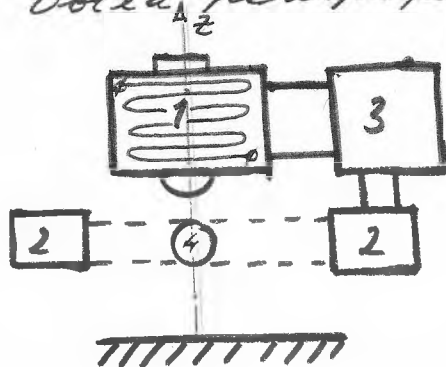
1. Введение. 1
2. Теоретическая часть:
 - I. Решение уравнения Блоха для ферро-магнетика. 3
 - II. Пространственные области устойчивого положения:
 - а) реализация при помощи градиентных катушек; 10
 - б) реализация при помощи системы магнитных диполей; 13
 - в) возможности измерения градиентов при помощи магнитных диполей. 1
 - г) влияние зеркальных изображений на устойчивость. 10
3. Экспериментальная часть:
 - I. Расчёт магнитной системы;
 - а) постоянный магнит; 20
 - б) подмагничивающие катушки; 2
 - в) дуга катушки; 2
 - II. С.В.Ч. система:
 - а) резонатор. 23
4. Наблюдения эксперимента.
 - а) магнитоэстатические моды; 21
 - б) магнитоакустические колебания; 21
 - в) пространственно-временные переключения магнитного диполя; 3
 - г) проявление колебаний с сдвигом частоты зависящему от подмагничивающего. 3
5. Заключение. 3
6. Литература. 3

1. Введение.

Идея магнитной подвески на магнитном резонансе принципиально отличается от ранее разработанных подвесок. "Вероятнее" всего магнитная подвеска была впервые реализована русским инженером в 1843 году, который потратил на это 10 лет своей жизни, которому удалось подвесить фигуру ангела над своим пороком.

В основе магнитной подвески лежит принцип компенсации силы притяжения со стороны Земли, силой притяжения со стороны магнита, т.е. конкурентность гравитационных и магнитных сил.

В разработанных ранее подвесках система была неавтоматичной, в смысле неустойчивой,



- 1 - магнит,
- 2 - система регистрации положения образца,
- 3 - система обратной связи,
- 4 - образец.

Существовала точка

в которой, $F_m = F_g$; но так как $F_g = \text{const}$, а $F_m = c \cdot z^{-1}$, где z - расстояние от магнита, то ясно, что как только образец будет ближе к магниту, то он притянется к нему, как только дальше где $F_m < F_g$ он шлепнется на землю; поэтому необходима система обратной связи.

Вероятнее всего исходя из теоремы Биринго электромагнитная статистическая система не может быть устойчивой.

Такая магнитная подвеска имеет широкое применение:

для более точного определения различных физических соотношений.

В США, Японии разрабатывается высокоскоростной, надульный траекторный на магнитной подвеске, уже имеются действующие модели.

В данном случае подвеска на магнитном резонансе может быть использована: для механического исследования магнитного резонанса, для эффектов связанных с вращением сфер, т.к. частота СВЧ поле $\sim 10^{10} \text{ гц}$

то теоретически скорость движения точки на поверхности для сферы с $r = 0,5 \text{ м}$ будет

$$\begin{cases} v = \omega \cdot r = 2\pi \cdot 10^{10} \cdot 5 \cdot 10^{-2} \approx 3,14 \cdot 10^9 \text{ м/сек} \\ c = 3 \cdot 10^{10} \text{ м/сек} \end{cases}$$

но вероятно всего в результате центробежных сил сфера не выдержит механически таких нагрузок, либо и вращение установившаяся $\ll \omega_{свч}$ будет.

I. Решение уравнения Блоха для ферромагнетика.

Для ферромагнетика можно считать $T_1 = T_2$ (времена поперечной и продольной релаксации) [1]; то в общем виде уравнение движения для вектора намагниченности будет:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \vec{R} \quad (3.1)$$

где имеем эффективное поле

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial U}{\partial \vec{r}} + \sum_{p=1}^3 \frac{\partial}{\partial \chi_p} \left[\frac{\partial U}{\partial \left(\frac{\partial \vec{r}}{\partial \chi_p} \right)} \right];$$

то уравнение Ландау — Лифшица, где U — плотность энергии, $\vec{R}$ — диссипативный ток;

В общем случае при решении уравнения следовало бы учитывать кучу взаимодействий:

1. неоднородную обменную энергию,
 2. обменную энергию,
 3. энергию размагничивающих факторов,
 4. упругую энергию,
 5. магнитостатическую энергию,
 6. энергию анизотропии,
- и т.д.

Будем решать в "прикладном и приближенном" без учета

- а) анизотропии,
- б) формы образца;

Будем геометрически путём учитывать дискориацию:

то имеем уравнение Блоха для ферромагнетика [1]

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}] - \omega_2 (\vec{M} - \chi_0 \vec{H}) \\ \chi_0 = M/H; \gamma \neq 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

в общем случае $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}$; $\vec{H}_0 = H_0 \cdot \vec{K}$;
 $\vec{h} \perp \vec{H}_0$; $\vec{h} = h_x \cos \omega t + h_y \sin \omega t \Rightarrow$

$$\vec{h} = \vec{h} \cdot e^{-i\omega t}; \quad \vec{h}_0 = [h_x, i h_y, 0]$$

1) перетодим во вращающую систему координат

$$\begin{aligned} \text{то } \frac{\partial \vec{M}_{\text{лаб}}}{\partial t} &= \frac{\partial \vec{M}_{\text{вр}}}{\partial t} + [\vec{M} \times \vec{\omega}] \\ \boxed{\frac{\partial \vec{M}_{\text{вр}}}{\partial t} &= [\vec{M} \times (\vec{\omega} - \gamma \vec{H})] - \omega_2 (\vec{M} - \chi_0 \vec{H})} \quad (4.2) \end{aligned}$$

$$\vec{h} = h \vec{e}; \quad \vec{H}_0 = H_0 \vec{K}$$

решение получается в виде (в стационарном случае)

$$\begin{cases} M_x = \frac{\chi_0 h (\omega_2^2 + \gamma^2 h^2 - \Delta \omega \gamma H_0)}{\omega_2^2 + \gamma^2 h^2 + (\Delta \omega)^2} \\ M_y = - \frac{\omega_2 \chi_0 \gamma h (\Delta \omega + \gamma H_0)}{\omega_2^2 + \gamma^2 h^2 + (\Delta \omega)^2} \\ M_z = \frac{\chi_0 (\omega_2^2 H_0 - \Delta \omega \gamma h \cdot h + (\Delta \omega)^2 H_0)}{\omega_2^2 + \gamma^2 h^2 + (\Delta \omega)^2} \end{cases} \quad (4.3)$$

далее рассматриваем в приближении ферромагнетик в состоянии насыщения т.е. когда $H_0 > H_{\text{разл.}} + H_{\text{ан}}$;

$$H_0 = 3 \cdot 10^3; \quad H_{\text{разл.}} = \frac{4\pi}{3} M_0 = 583 \text{ эр.} \quad H_{\text{ан}} = 40 \rightarrow$$

тогда $M^2 = \text{const}$ и $\chi_0 H_0 = M$

$$\text{далее } \Delta \omega \gg \left(\frac{h}{H_0}\right) \gamma h; \quad \Delta \omega \gg \frac{\omega_2^2}{\gamma H_0};$$

то имеем:

$$\begin{cases} M_x = \frac{\Delta\omega \cdot \gamma \hbar}{(\Delta\omega)^2 + \gamma^2 \hbar^2 + \omega_z^2} M_0; \\ M_y = -\frac{\omega_z \gamma \hbar}{(\Delta\omega)^2 + (\gamma \hbar)^2 + \omega_z^2} M_0; \\ M_z = \frac{\omega_z^2 + (\Delta\omega)^2}{(\Delta\omega)^2 + (\gamma \hbar)^2 + \omega_z^2} M_0; \end{cases}$$

По энергии $\vec{M}$ в поле $\vec{H}$ будет:

$$V = -\vec{M} \vec{H}; \text{ если } \vec{H} = f(\vec{z}) \text{ то}$$

$V = V(\vec{z})$; и на магнитный диполь будет действовать сила

$$\vec{F} = -\frac{\partial V}{\partial \vec{z}};$$

$$\vec{F} = \vec{F}_M + \vec{F}_H = \frac{\partial \vec{M} \cdot \vec{H}}{\partial \vec{z}} + \vec{M} \frac{\partial H}{\partial \vec{z}};$$

$\vec{F}_M$ — имеет резонансный характер (магнитного резонанса),

$\vec{F}_H$ — обусловлена матрицкой квант. и может быть

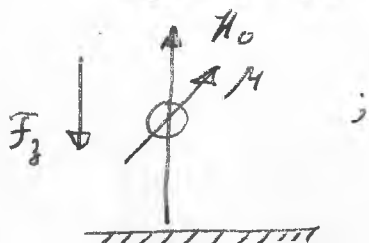
$$F_H \ll F_M; \text{ если } \gamma \hbar \omega_z \approx \omega_z;$$

$$\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{M} \cdot \vec{H}) + \vec{\nabla}(\vec{M} \cdot \vec{H})$$

$$M_z = \left[1 - \frac{(\gamma \hbar T)^2}{1 + (T \Delta\omega)^2} \right] M_0; T = \frac{1}{(\gamma \hbar)^2 + \omega_z^2};$$

Предположим, что $H: \begin{cases} H_z = H_0 - a z; a > 0; \\ H_x = \text{const} \end{cases}$

углом или критические земли $F_z = -\frac{\partial V_z}{\partial z} = -\rho g$
 $V_z = \rho z g;$



можно получить:

$$F_z = F_g + F_A + F_H = -\rho g + \frac{dH_z}{dz} \left[M_z - \frac{2(H_0 + H_z) \cdot M_0}{[1 + (\Delta\omega - \gamma H_z) T]^2} \right]$$

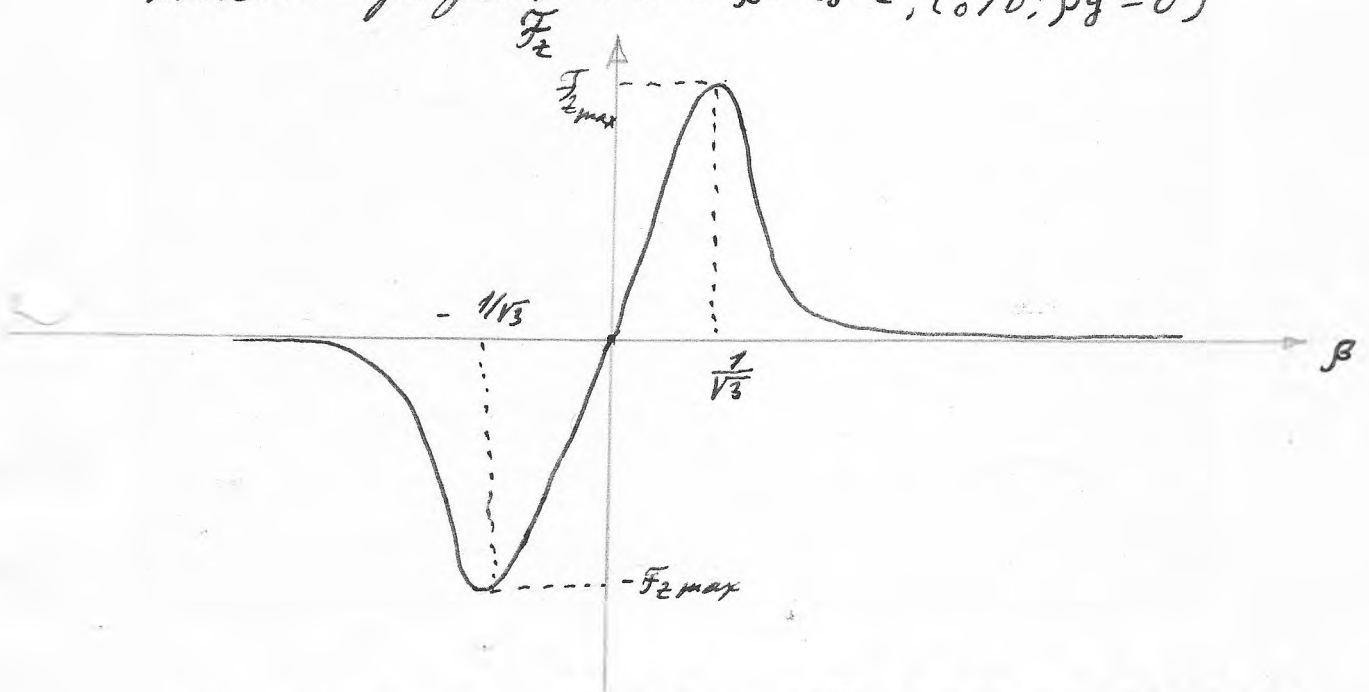
$$\cdot \frac{\Delta^2 \gamma T (\Delta\omega - \gamma H_z) T}{[1 + (\Delta\omega - \gamma H_z) T]^2} \dots$$

$$F_z \approx -\rho g \left[1 - \frac{2M_0 \Delta^2 \beta_0}{\gamma T \rho g} \cdot \frac{d\beta}{dz} \cdot \frac{\beta}{(1 + \beta^2)^2} \right] \quad (6.1)$$

$$\text{где: } \begin{cases} \beta = -T(\gamma H_z - \omega); \\ \beta_0 = T\gamma H_0; \\ \Delta = T\gamma h; \end{cases}$$

$$\text{т.е. } F_z = -\rho g \left[1 + \frac{\Delta \cdot M_0 \Delta^2 \beta_0}{\gamma T \rho g} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{(1 + \beta^2)} \right) \right] \quad (6.2)$$

имеется график; (для $\beta = c_0 \cdot z$; $c_0 > 0$; $\rho g = 0$)



т.е. имеется производная составляющая от сигнала положения;

Физически ясно, что когда магнитный канал находящийся в однородном магнитном поле входит в область где выполняется условие резонанса, то его энергия там резко увеличивается, то исходя из принципа минимума энергии, он стремится выскочить оттуда, т.е. нужно создать магнитную гашу где на отрезках гашу H_z и $(H_z - H_0) \approx 0$

то пространственная область будет устойчивой.

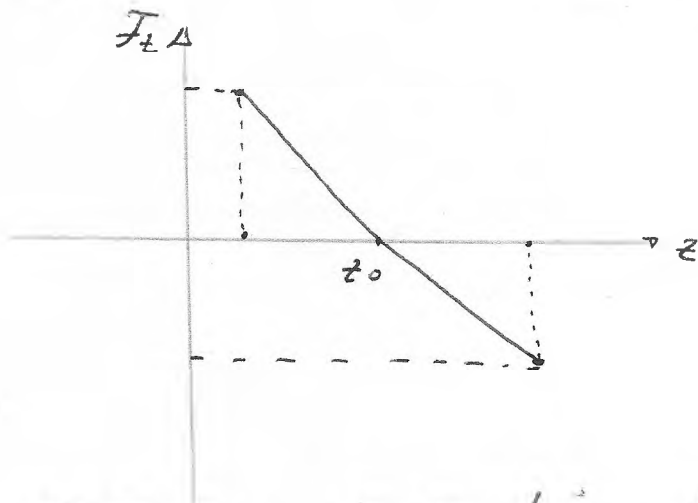


Примем все для случая $H_z = H_0 - az$; а то $H_x = H_y = 0$; возмущение области $\Delta \omega \approx \gamma T$;

$$\text{то } F_z \approx -\rho g \left[1 - \alpha_{10} \frac{1}{(z_0 + z)^3} \right] \quad (7.1)$$

$$\alpha_{10} = \frac{2 H_0 H_0 \cdot h^2}{\rho g \cdot a^2}; \quad z_0 = \frac{\Delta \omega}{a \gamma} = \frac{\omega - \gamma H_0}{a \gamma};$$

$$F_z = 0; \quad \text{то } z_0 = \sqrt[3]{\alpha_{10}};$$



Потребуют чтобы $\left| \frac{F_{\Delta z} \pm e}{\rho g} \right| \approx 0,5$, то можно

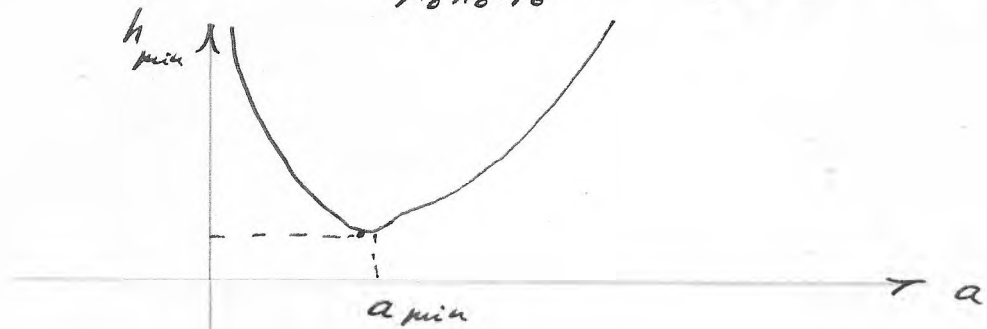
получить отсюда:

$$\left\{ \frac{\rho g}{H_0 H_0} \left(e + \frac{3}{\gamma a} \right)^3 \leq \frac{h^2}{a^2} \leq \frac{\rho g \cdot e^3}{H_0 H_0} \cdot 28,5 \right. \quad (7.2)$$

для $\frac{\Delta \omega}{\gamma} \approx 1,9 \sqrt[3]{a}$

тогда:

$$h_{min}^2 = a^2 \frac{\rho g}{\mu_0 \mu_0 \cdot 16} \left(e + \frac{3}{4} \gamma a \right)^3 \quad (8.1)$$



то $a_{min} = \frac{3}{2e\gamma T} \quad (8.2)$

$$h_{min}^2 = \frac{\rho g}{\mu_0 \mu_0} \frac{e}{\gamma^2 T^2} \cdot 3,8$$

(8.3)

где $\mu_0 \approx 3 \cdot 10^3$; $4\pi \mu_0 \approx 1,75 \cdot 10^{-6}$; $e = 0,5 \text{ см}$; $h_2 = 0,5$
 $h_{min} \approx 0,0715 \text{ эр.}$

при этом же 8.3 предположим $h_{с.с.ч.} < h_2$;
 2e - размер облака устойчивости;

$$\frac{F_{max}}{\rho g} \Big|_{B=1/\sqrt{3}} \approx 189 \cdot \frac{h^2}{H^2 h^3} \cdot a$$

$$\frac{F_{max}}{\rho g} \Big|_{B=1/\sqrt{3}} = \frac{2 \mu_0 \mu_0}{\rho g} \cdot a \frac{h^2}{h_2^3}$$

(8.4)

где $h = 0,12 \text{ км}$; $a \approx 1$; $\frac{F_{max}}{\rho g} \approx 1,89 \cdot a$

это в предельном случае на минимуме дна
 (т.е. $a < \frac{h_2}{d}$; т.е. когда градиент
 мал, и все равно условия разрыва не нарушаются)

где h_2 - ширина линии;
 d - диаметр шарика;
 a - градиент;

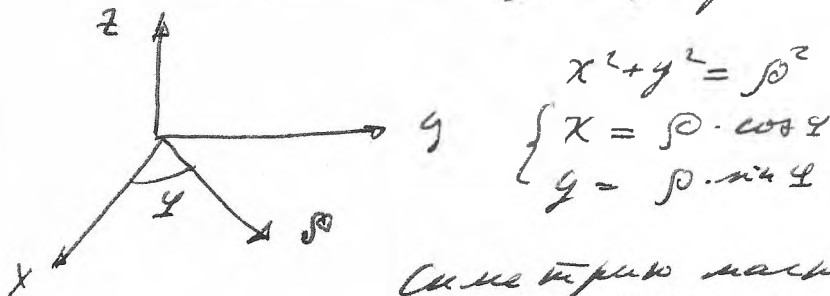
Используя численные значения и формулы
 (8.2); (8.3); получим для

$$\begin{cases} l = 5 \text{ см} \\ h_2 = 0,5 \text{ эр} \\ f = 2,8 \frac{\text{мм}}{\text{эр}} \end{cases} \begin{cases} a \approx 1,5 \text{ эр/см} \\ h_{\text{min}} \approx 0,0725 \text{ эр} \end{cases}$$

Для расчёта устойчивости в горизонтальной
 плоскости углей, т.е.

$$U = f(\vec{r}) = f(x, y, z)$$

т.к. $H_z = f(x, y, z)$, применим во вращающейся



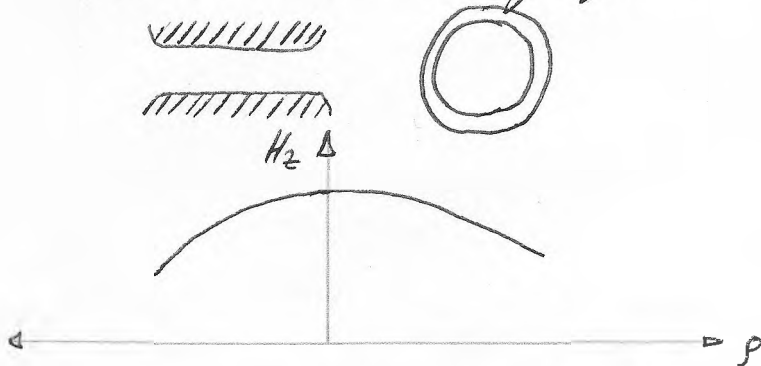
(симметрию магнитной системы
 относительно поворота φ);

$$\hat{R}_\varphi U \equiv U$$

Мы применили во вращении только
 H_z - компоненту т.к. по отношению к
 постоянным полям в лабораторной системе
 координат $\langle H_x \rangle = \langle H_y \rangle = 0$; но ясно
 что нужно учесть как раз устойчивость
 по H_x и H_y во вращающейся системе
 координат по отношению к СВЧ полю.
 Формально можно учитывать устойчивость
 вводя $H_z = H_0 - a z - b r$

Аксиальная симметрия пучка для обеспечения устойчивости в одной плоскости.

Как показывает опыт, имеется следующее распределение полей для кольцевых накачек в дюрне



т.е. существует $H_{z_{н.н.}} \approx -v_{н.н.} r^2$; $v_{н.н.} > 0$

$$H_z = H_0 + H_{z_{н.н.}} = H_0 - v_{н.н.} r^2$$

Кроме того если использовать катушки включенные встречно для создания градиента будет существовать и градиент в горизонтальной плоскости, который можно в первом приближении учесть как $H_{rk} \approx v_k r^2$ где v_k зависит от включения катушек по отношению к основному полю

Интуитивно можно предполагать нулевой вид магнитного поля.

Сила действующая в горизонтальной плоскости рассчитывается аналогично как и в вертикальном направлении (в линейном приближении).

Примечание тем учетом устойчивости по поперечному полю учесть устойчивость по продольному полю.

$$U_{св.ч.} = -h_x \cdot M_x = - \frac{\gamma h_x^2 \Delta \omega}{(\Delta \omega)^2 + \gamma^2 h_x^2 + \omega_z^2} \cdot M_0;$$

Т.к. образцу будет расклевываться в магнитном поле то $h_x \uparrow$ с $\rho \uparrow$ как $\cos \rho \cdot \frac{2\pi}{E_{(z)}}$
 $E_{(z)}$ - характеристический параметр резонатора
 отсюда следует (т.к. $\gamma h < \omega_z$);

$$U_{св.ч.} \approx - \frac{\gamma h_x^2 \Delta \omega}{(\Delta \omega)^2 + \omega_z^2} \cdot M_0$$

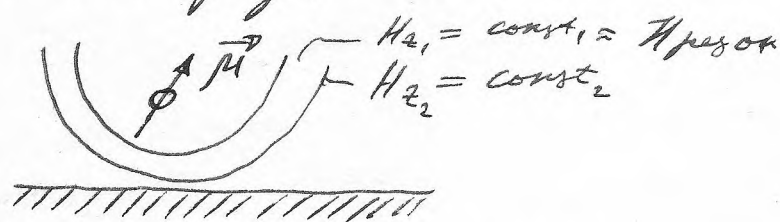
если $\Delta \omega < 0$; то $U_{св.ч.} \downarrow$ с $\rho \uparrow$ т.е.
 не устойчивое положение.

если $\Delta \omega > 0$ то $U_{св.ч.} \uparrow$ с $\rho \uparrow$ т.е.
 устойчивое положение.

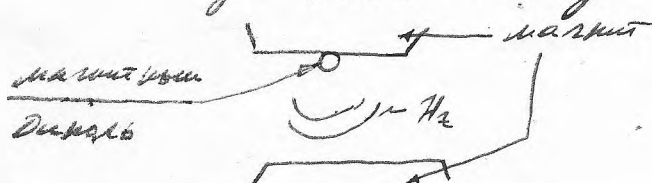
т.е. по р.ч. колю излучало бы работать в области
 с $\Delta \omega > 0$; $\omega > \gamma H_0$

Возвратимся к постоянным полям их
 влияние на устойчивость, в горизонтальной
 плоскости больше, т.к. $\vec{O} \approx -M_z H_z$ если
 $H_z \approx H_x$ то $H_z/H_x \approx 10^3 \div 10^5$.

Необходима магнитная потенциально-резонанс-
 ная яма, а именно конструктивно это
 можно представить

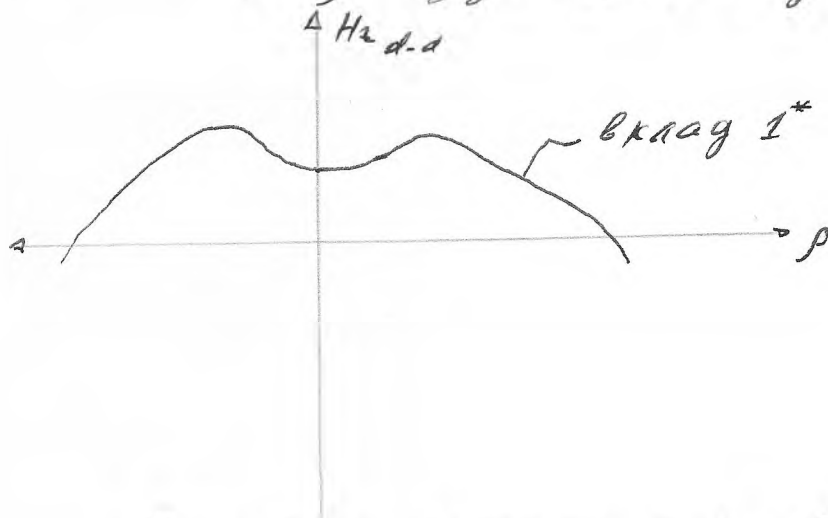


Такое распределение имеется приблизительно
 у магнитного дивертора

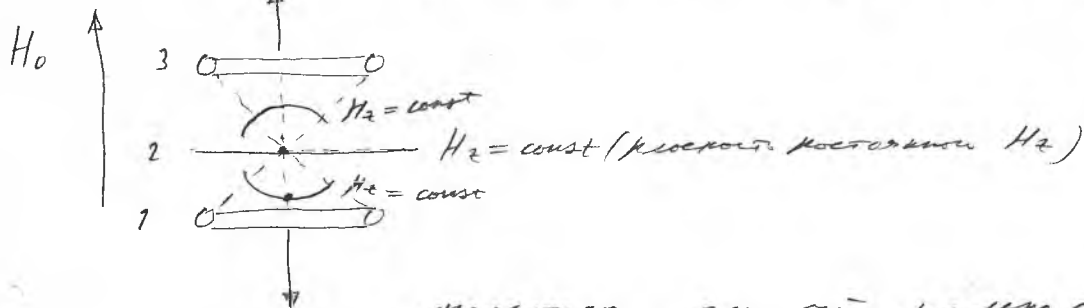


При этом нужно не забывать о форме распределения H_z для колесных качающихся, физически ясно это распределение используется в качестве создаваемого градиента, находящегося между колесными качающимися (с учетом его зеркального отображения)

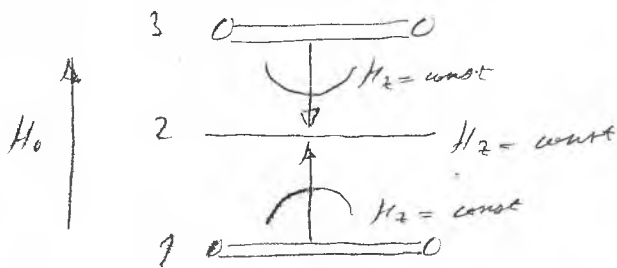
H_z от ρ будет иметь вид (с учетом 1^*)



Расположим системы с град катушками;



физически ясно, что между областями - градиента (1-2) будет удерживающая

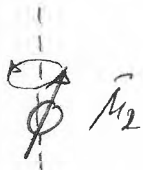


физически ясно, что удерживающая область это (2-3)

II б.

Реализация устойчивости при
помехе системы магнитных дipoлей.

Можно рассмотреть интересную систему,
возможная устойчивость, из двух магнитных
дipoлей:



Между взаимодействующими дipoлями
существует дип-дип взаимодействие

$$V_{дип-дип} = -\vec{M}_1 \vec{H}_2$$

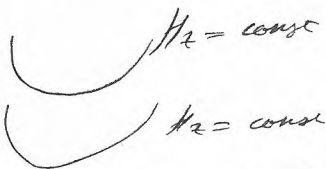


$$\vec{H}_2 = \frac{3 \vec{H}_{12} (\vec{H}_{12} \cdot \vec{M}_2) - \vec{M}_2}{r_{12}^3}; \quad \vec{H}_{12} = \frac{\vec{r}_{12}}{r_{12}^3}$$

Диполи притягиваются друг к другу но
тут возникает в силу сила репульсивная, когда
 $\mu_{реп.} = \mu_{дип.} \cdot H_2$, рассматривая раке, которая
может действовать на коротких расстояниях с м H_2 - поле
 H_2 - широкая линия в дipoле сфера распределение
магнитных линий следующие:



сферическая шарик
остается катится по этим линиям
вокруг дipoля M_2 , если



$$\frac{|\vec{M}_2|}{|\vec{M}_1|} \gg 1; \text{ и наоборот если}$$

$$\frac{|\vec{M}_1|}{|\vec{M}_2|} \gg 1; \text{ т.е. возникает устойчивая}$$

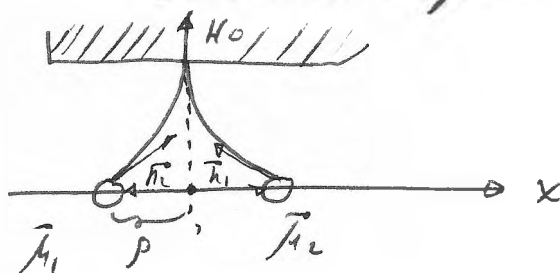
"квадратная орбита" увеличивая.

Процесс магнитного момента может быть обусловлен
присоединением механического момента т.к. между ними
существует тесная связь.

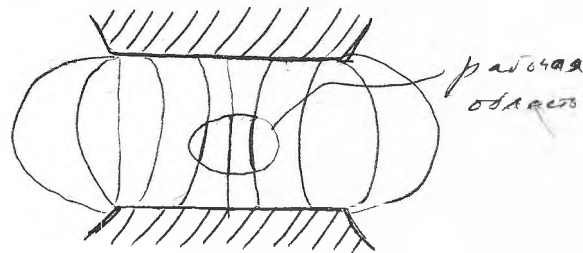
II в; Возможность измерения градиента магнитного поля

Экспериментально было замечено, что два магнитных диода помещенных в стеклянной камере разнесенных горизонтально между параллельными электродами, расталкиваются до некоторого расстояния между ними, а потом при уменьшении его притягиваются.

Объяснение простое



H



на больших расстояниях преобладает притяжение обусловленное градом распределения силовых линий между полюсами электродов, а потом при малых расстояниях вступают в действие дип-дип силы притяжения.

Сказывается влияние коммутации магнитных направлений противоположно друг другу, возникают отталкивающие силы, при дальнейшем сближении коммутация направляется противоположно друг другу увеличивается по величине т.к.

Линии магнитного поля сжимаются;

Приближенная теория

$$V = V_{12} + V_{21} + V_{1H} + V_{2H}$$

$$\vec{H}_{1(2)} = \frac{3\vec{H}_{1(2)}(\vec{H}_{1(2)} \cdot \vec{r}_{1(2)}) - \vec{H}_{1(2)}}{r_{1(2)}^3}; H_0 \vec{K} + a \cdot \vec{r} \cdot \vec{r} = \vec{H}; a < 0$$

$$|\vec{r}| = r;$$

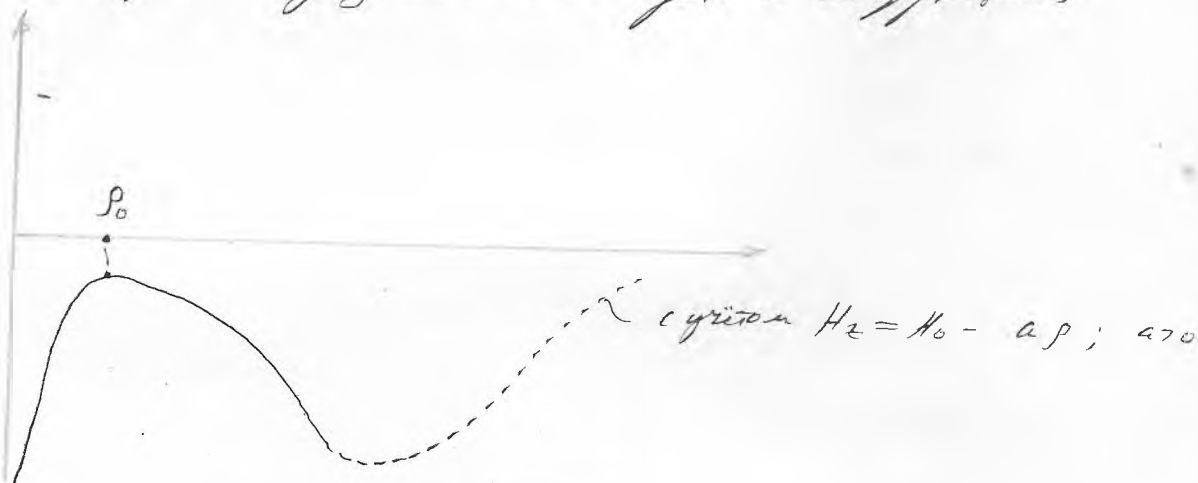
тогда

$$V = -\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{r^3} \left[\mu^2 \left(\sqrt{1 - \left(\frac{r^2}{H_0} \right)^2} \right)^2 \right] - \mu H_0 \sqrt{1 - \left(\frac{r^2}{H_0} \right)^2} - 2 \frac{\mu (r^2)^2}{H_0};$$

далее используем $\rho a' / H_0 \ll 1$; приближенно
по второму приближению можно получить;

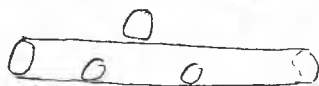
$$U \approx - \frac{\mu^2}{\sqrt{2} \rho^3} + \frac{\mu^2}{\sqrt{2}} \cdot \frac{a'^2}{H_0^2 \rho} - 2 \mu H_0 - \frac{\mu a' \rho^2}{H_0} + M a \rho$$

получим вид зависимости U от ρ следующий;



$$\rho_0 \approx \sqrt[5]{\frac{H_0 \cdot \mu}{a'^2 \cdot 2 \sqrt{2}}}$$

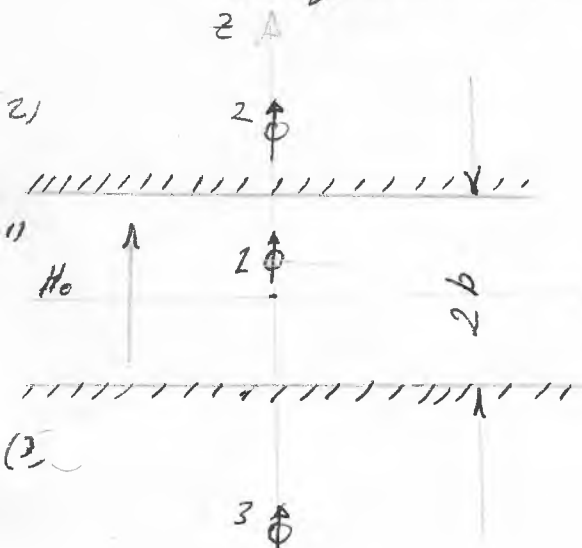
Т.е. вид зависимости ρ_0 от a' тем больше ρ_0
зависимость от a' проверялась графическим
высечением градиента при рассмотрении
магнитного диктора



по $2 \rho_0$ и ρ_0 и
должно быть дано;

II.2.

Влияние зеркальных изображений на устойчивость.



Имеем следующую задачу. Магнитный диполь (1) находится между параллельными наклоненными магнита, расстояние между которыми $2b$, в поле однородного магнитного поля H_0 , его энергия в нем $V = -\vec{M} \cdot \vec{H}$ на первый взгляд не зависит от (z) т.е. $V \neq V(z)$ но как показывает опыт, шарик притягивается либо к одной плоскости, либо к другой в зависимости от расстояния до них, точка по середине, является точкой неустойчивого равновесия.

Всё объясняется возмущением которое вносит шарик создавая магнитные изображения "для сохранения" граничных условий $V_{(1)} = V_{(2)}|_{z=b} ; V_{(1)} = V_{(2)}|_{z=-b}$. Магнитные изображения в свою очередь создают отражения на противоположных сторонах и т.д.

Мы учтём только первое отражение т.е. введём другие диполь магн. ($\sim \frac{1}{z^3}$) Поле создаваемое магнитным диполем

$$\vec{H} = \frac{3\vec{M}(\vec{H} \cdot \vec{M}) - \vec{M}}{z^3} ; \quad \vec{H} = \frac{\vec{z}}{z^3} ;$$

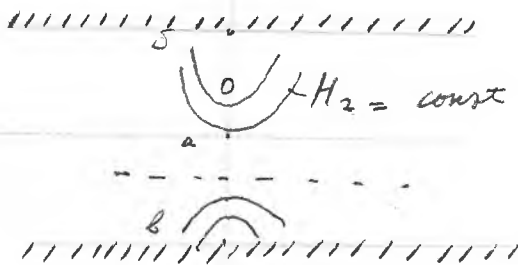
в точке наблюдения $\vec{z}$;

Тогда выражение для энергии дикона
1 в поле H_0, H_z, H_x будет:

$$\begin{cases} U = U_{H_0} + U_{H_z} + U_{H_x} \\ U = -M_z H_0 - \frac{2M_z^2 \cdot V}{z_{1,2}^3} - \frac{2M_z^2 V}{z_{1,3}^3} \end{cases}$$

U - энергия на единицу объема
 V - объем дикона

$$\begin{cases} U = -M_z \left[H_0 + \frac{V}{L} \left(\frac{1}{(b-z)^3} + \frac{1}{(b+z)^3} \right) M_z \right] \\ \Delta\omega = \omega - \gamma H_0 - \gamma \frac{V}{4} \left(\frac{1}{(b-z)^3} + \frac{1}{(b+z)^3} \right) M_z \quad (17.1) \\ M_z = M_0 \left[1 - \frac{L^2}{1 + (T\Delta\omega)^2} \right] \\ L = \gamma h T \\ T^2 = \frac{1}{(\gamma h)^2 + \omega_z^2} \\ \Delta z \\ 0 \end{cases}$$



видео конденсации поля
в области а-б создаст
возможность удерживать
намагниченность (магнитную яму)
и наоборот магнитный
поток в области а-в;
это было бы возможно
если бы у нас были
проводниковые диконы, но

Вместе с перемещением дикона 1, перемещаются
его зеркальные изображения т.е. дикон
системы плоскостей с $H_z = \text{const}$.

$$с H_z = H_0 + \frac{V}{L} \left(\frac{1}{(b-z)^3} + \frac{1}{(b+z)^3} \right) M_z;$$

Когда можно будет пренебречь магнитным
отображением, естественно, когда проводимость
или неоднородность $< h \cdot e_r$;

в рабочей области, где висит шарик, l_p —
размера рабочей области;
Оценим эту величину.

$$\frac{\Delta H_{d-d}}{\Delta z} = \frac{3V}{4} \left[\frac{1}{(b-z)^4} + \frac{1}{(b+z)^4} \right] M_z \leq \frac{h_z}{l_p} \quad (18.1)$$

где $b = 10 \text{ мм}$; $4\pi A_0 \approx 1750 \text{ рад/с}$;
 $\rho = 5,17 \text{ г/см}^3$; $z = 5 \text{ мм}$
или;

$$\frac{\Delta H_{d-d}}{\Delta z} \approx \frac{z^3 (4\pi A_0)}{4} \cdot \frac{1}{(0,5)^4} < \frac{h_z}{l_p}$$

то $z < 0,53 \text{ мм}$

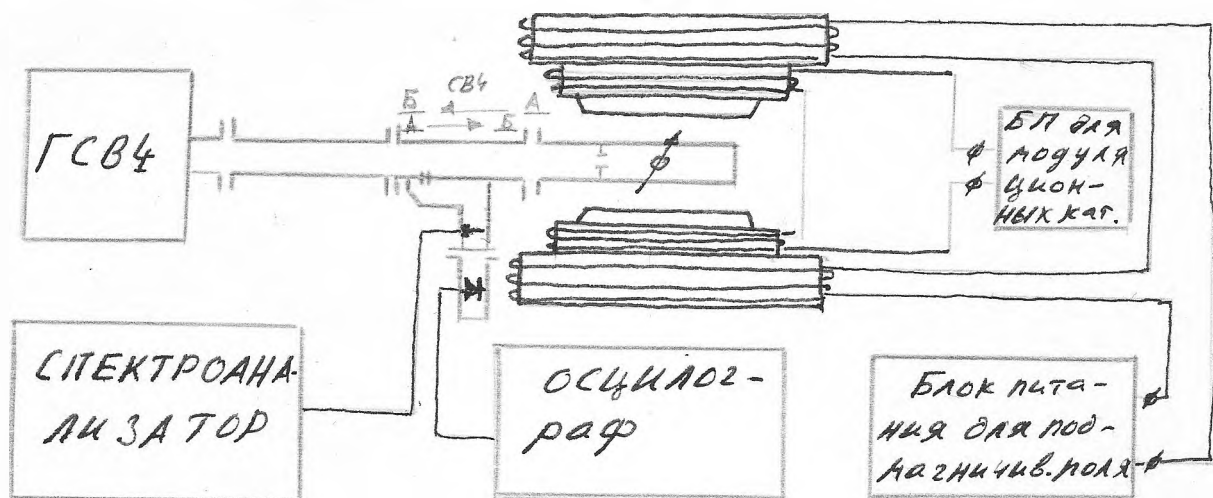
где $\frac{\Delta H_{d-d}}{\Delta z} < 0,1 \cdot h_z / l_p$;

$z < 0,244 \text{ мм}$

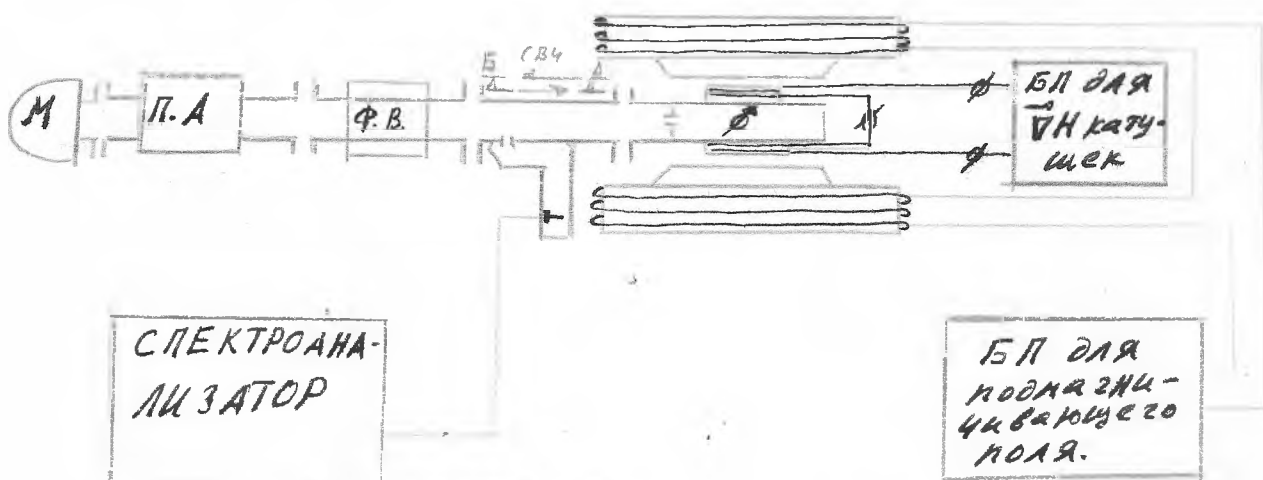
3. Экспериментальная часть.

Экспериментальная часть состояла из двух этапов:

- 1) Наблюдение ФМР, измерение ширины линий ФМР в монокристаллах сферической формы.
- 2) Работа на больших уровнях мощности. Соответствующая измененная блок-схема.



ГСВ4 - мощностью на 15 МВт, с частотной модуляцией с $\Delta f = 6 \text{ МГц}$;



где: М - магнетрон ($P \approx 8 \text{ Вт}$)

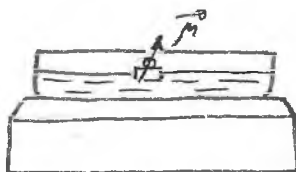
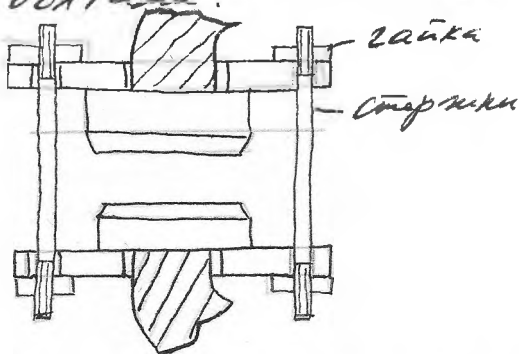
П.А. - поларизационный усилитель

Ф.В. - ферритовый варактор (изолатор)

а) Постоянный магнит;

Схема постоянного магнита состоит из подковообразного магнита с магнитоводом, полных какореток с системой регулировки для установки параллельности полных какореток для уменьшения горизонтального града по НЗ; регулируемая платформа на которой устанавливается постоянный магнит, которая служит для горизонтального выравнивания плоскости полных какореток, чтобы сила притяжения земли была направлена перпендикулярно по отношению к плоскости полных какореток.

Регулировка параллельности производилась болтами:



В качестве индикатора параллельности служит магнитный диск установленный на проволочной на воду, горизонтальность по отношению к земле проверялась по параллельности уровня воды и плоскости полных какореток.

Факт регистрации параллельности полных какореток фиксировался по установленному магнитному диску в центре, т.к. хорошо известно, что при параллельном расположении плоскостей поле будет максимально в центре, туда и втянется магнитный диск.

Полускожные катушечки шлифовались приблизительно до 8 класса точности, т.к. при этой шероховатости поверхности, которые можно рассматривать как магнитные диски дадут малый вклад в неоднородность поля.

Необходимое поле постоянного магнита находилось из заголовка используемого магнетрона

$$H_0 = \frac{U}{\gamma} \approx \frac{9.420}{2,8} \approx 3.360 \text{ эрстед};$$

На самом деле поле магнетрона $H_0 \approx 3.320$ эрст.
(измеренное при помощи ИМН-3)

б) Расчёт подмагничивающих катушек производился на основании учёта H_0 и поля аксиотронной ириевой дегероградации $H_{ак} \approx 40$ эрст.; т.к.

$$H_y = f(H_0, H_{ак});$$

т.е. тогда было выражение
 $H_0 \pm H_{ак};$

Катушки были рассчитаны на $H_k = \pm 60$ эрст.

на самом деле получилось

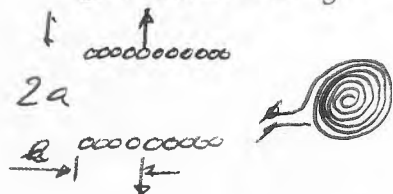
$$H_k = \pm 120 \text{ эрст при } I = \pm 0,5 \text{ а};$$

это объясняется тем что расчёт катушек велся без учёта закорки их телом т.е. без учёта "магнитного отбрасывания" которое удваивает H_k в 2 раза;

в) Градиентные катушки.

На град катушки было сделано условие малости их конструктивных размеров и условия большого град, два конструктивных требования, но вертикали их размер ≈ 2 мм каждой,

Противоречие было разрешено при помощи
спиральных катушек; вместо кольца
Тельмюльце включается в цепь:



Формула для H_z имеет вид

$$\begin{cases} H_z = 0,31 \frac{\mu I}{e} \left(\frac{z}{e} \right) \left[1 - \left(\frac{z}{e} \right)^4 \cdot 0,67 \right] \\ 2a = 2,46e \text{ (для измерения член } \left(\frac{z}{e} \right)^4 \text{ в } [I]) \end{cases}$$

расчеты { $a = 16,16 \cdot I \left(\frac{\text{см}}{\text{амп}} \right)$ где I в амперах
эксперимент { $a = 17,8 \cdot I \left(\frac{\text{см}}{\text{амп}} \right)$

Расчет был произведен с учетом магнитного
отображения,

для $e \approx 9,8 \text{ мм}$;

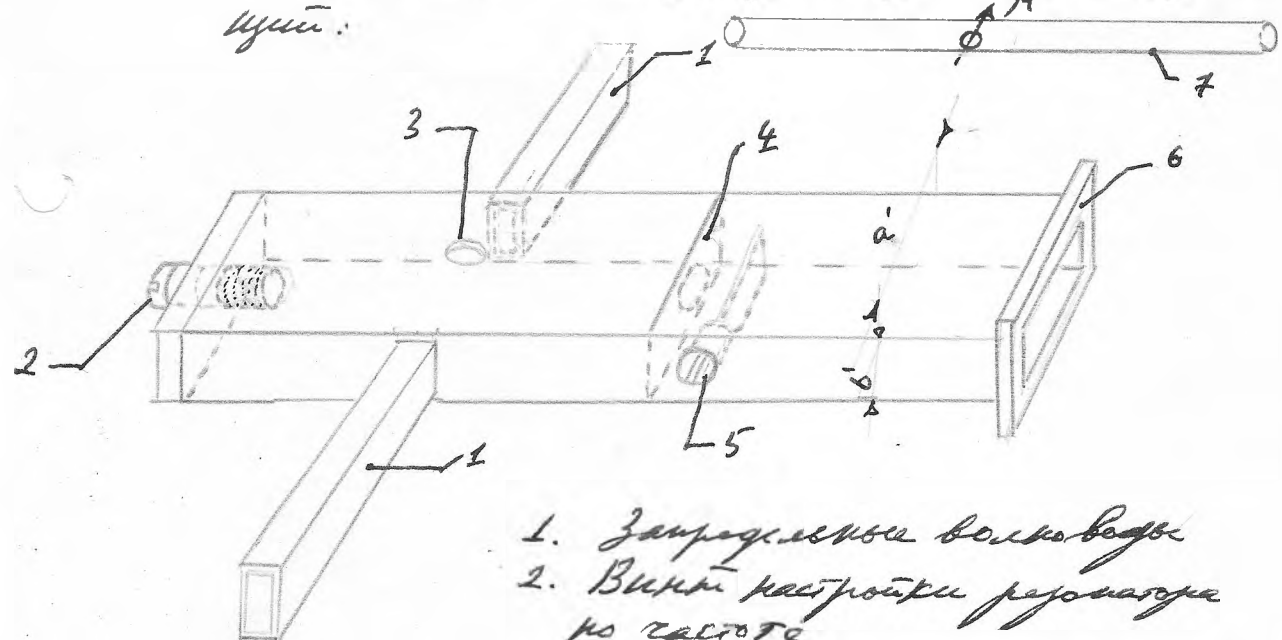
измерение a производилось через измерение
 H_z для спиральных катушек вклученных
согласно ко дикрораматной резонансу.

II. С.В.4 система

а) Расчет и проектирование резонатора.

1. Конструкция резонатора для волны H_{02} :

Окончательный вид резонатора после шлифования:



1. Заградительное волноводы
2. Винт настройки резонатора по частоте
3. Отверстие для вставки отража в канале
4. Квадрат с отверстием связи
5. Винт регулировки связи.
6. Фланец.

a', b' размеры резонатора по внешнему периметру
 a, b — по внутреннему; $(22,9 \times 10)$

7. Стальной карьер с отражат.

Условие резонанса в резонаторе это

$$l = p \cdot \lambda_{\phi} / 2 \quad \text{где } p = 1, 2, 3, \dots$$

в данной схеме выбираем $p = 2$, для того, чтобы посередине резонатора была нулевая электромагнитная волна

а именно магнитной компоновки, а электрической поле, тогда можно по электрической компоновке будет сведения к нулю, т.к. удельное сопротивление ферромагнетика - $\chi_3 \text{ Fe}_5 \text{ O}_{12}$; большое $\rho = 2 \cdot 10^{13} \text{ ом см}$

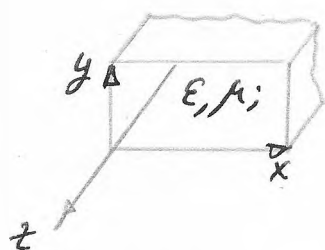
Для того чтобы мог распространяться только одна тип волны необходимо наложить условие

$$\lambda \gg a \gg \lambda_c; \quad \lambda_c \gg b \gg 0;$$

λ - длина волны;

Тогда для компонент поле имеют выражения

$$\begin{cases} H_x = 2 \delta \cdot \frac{\beta \pi}{k \mu_0 a} \sinh\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cdot \cos \beta z; \\ H_z = -2j \delta \cdot \frac{\pi^2}{k \mu_0 a^2} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cdot \sinh \beta z; \\ H_y = 0; \end{cases}$$



$$\begin{cases} \beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}; \quad \lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon \mu - (\lambda/\lambda_{cp})^2}} \\ \lambda_{cp} = 2a; \text{ для } H_{10} \end{cases}$$

δ - некоторый коэффициент, который нам известен;

Не будем приводить здесь формулы и затеваем конкретную формулу для

$$H_{x0} = 2 \delta \beta \pi;$$

$$H_{x0} = 2 \sqrt{\frac{\delta_{ст} \cdot \delta}{(2b + \rho \lambda_g^2) a + \left(\frac{\lambda_g}{2a}\right)^2 \left(\frac{a}{2} + b\right) \rho \lambda_g}} \cdot \sqrt{P}$$

$$\text{где } \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \delta_{ст}}}; \quad \delta_{ст} = 5,8 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{ом м}} \text{ для меди}$$

δ - глубина проникновения электромагн. волн

$$\boxed{H_{\text{к.о.}} = 2,5 \cdot \sqrt{P}} \text{ эргов эрг } P \text{ в (вт); } (25.1)$$

т.к. рабочая $h_{\text{с.в.ч.}} = \frac{1}{2} H_{\text{к.о.}}$ т.к. волна линейно-модулированная, $H_{\text{к.о.}} = h_{\text{с.в.ч.}} = 1,25 \sqrt{P}$

В преобразовании вариаций поле внутри резонатора:

$$Q_0 = \frac{2}{5} \frac{V}{S'}; \quad V - \text{объем резонатора} \\ S' - \text{площадь};$$

$$\boxed{Q_0 = 9.160}$$

Для волны H_0 в волновод имеем

$$H_{\text{к.о.}} = 2 \sqrt{\frac{\lambda}{2 \cdot a \cdot b \cdot \mu_0 \cdot c}} \cdot \sqrt{P}$$

$$\boxed{H_{\text{к.о.}} = 3,6 \cdot 10^{-2} \sqrt{P}} \text{ эргов } P \text{ в (вт)}$$

$$\frac{H_{\text{к.о.р.}}}{H_{\text{к.о.е.}}} = \sqrt{Q_p} \Rightarrow Q_p = 4.800$$

в эквиваленте получилось $Q = 1.000$

$$H_{\text{к.о.р.}} = h_{\text{к.о.р.}} = h_{\text{с.в.ч.}} \cdot \sqrt{\frac{Q_{\text{р.эка.}}}{Q_{\text{р.таб.}}}}$$

$$\boxed{h_{\text{к.о.р.}} = 0,57 \cdot \sqrt{P}} \text{ эргов } P \text{ в (вт)} \quad (25.2)$$

С учетом К.С.В. - коэффициент стоячих волн через который выражается коэффициент отражения как

$$\Gamma = \frac{K.C.B. - 1}{K.C.B. + 1} \quad P = (1 - \Gamma) P_{\Gamma};$$

$$\text{то } h_{\text{к.о.р.}} = 0,57 \sqrt{P_{\Gamma} \left(\frac{K.C.B. - 1}{K.C.B. + 1} \right)}; \quad (2)$$

P_{Γ} - мощность генератора С.В.Ч.

Расчёт заданного волновода:
 определён размер широкой стенки волновода
 из условия $a' < \lambda_{кр}$; в данном случае
 в качестве заданного волновода
 брали 8 мм волновод;

Требуем ослабления 90 дБ, для того
 чтобы предохранить сетчатку глаза от
 воздействия мощного электромагнитного
 излучения, излучение в 1 Вт ослабляется
 до 10^{-3} Вт;

$$L = 8,68 a' e' \text{ дБ};$$

$$\text{где } a' = \frac{2\pi}{\lambda_{кр}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{кр}}{\lambda}\right)^2}; \quad \lambda_{кр} = 2a'$$

$$e' = \frac{L}{8,68 a'}; \quad \boxed{e' \geq 3 \text{ см}}$$

4. Наблюдения эксперимента.

а) Магнитостатические моды.

Так как наблюдения магнитостатических мод не предполагалось ставить целью в данной работе, остающаяся линия в крайце на рис.

При наблюдениях ФМР на малых уровнях мощности ($P < 10 \text{ мВт}$) по блок-схеме 1) (см. рис. 1) при частотной модуляции сигнала СВЧ ($\Delta f = 5 \div 6 \text{ мГц}$) и при этом одновременно прохождении колеб. H_0 при $f_0 = \text{const}$; $f = f_0 + \Delta f t$ (пилообразная развертка) помимо основной линии поглощения ФМР наблюдался ряд других линий поглощений одна из них по амплитуде была больше других.

Теория магнитостатических колебаний и волн рассмотрена в [1] для сферы (см. 3543, как следует из этого источника, собственные частоты магнитостатических колебаний от размеров образца не зависят;

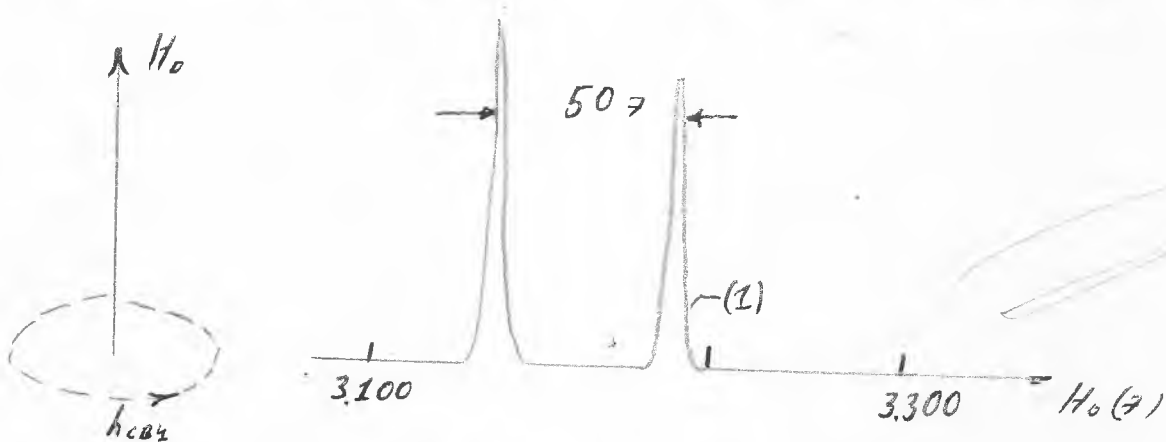


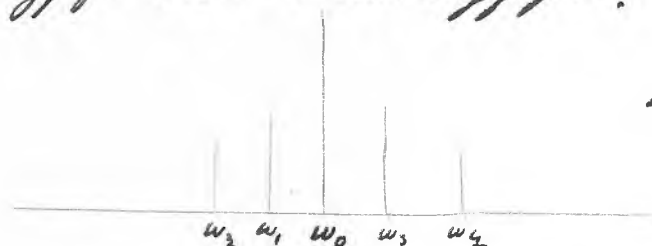
Рис:

Кривые резонансного поглощения при расположении закреплённой ферритовой сферы (итрий-железный гранат-монокристалл) 9 Гц.; (1) — линия однокордной прецессии [1]

В эксперименте на незакрепленном образце наблюдались ряд ходов, расстояние между двумя самыми большими было порядка - 607.

5) Магнитоакустические мозы.

Уже при наблюдениях проданных по блок-схеме 1) наблюдались интересные вещи при Г.В.Ч. ≈ 5 мВт, наряду с отраженной волной из резонатора стали появляться волны другой частоты, амплитуда была меньше амплитуды отраженной волны, и располагались они относительно отраженной волны, при частотной развертке спектра отражения, на равных интервалах друг относительно друга.



$$\Delta \omega = |\omega_i - \omega_{i+1}| = \text{const}$$

Всё это наблюдалось при резонансе. Вначале была попытка объяснить это как эффект затухания частоты ~~контраста~~ (вблизи отраженной мощности), т.к. при наблюдении этого эффекта, амплитуда генератора Г.В.Ч. была почти полностью выведена (развязка $\sim 1 \div 3$ дБ) возмущение их начиналось при некоторой пороговой мощности $P \approx P_{\text{пор}}$. Но позже и при установке магнетрона с измерителем эти колебания не исчезли. Контрольные проверки спектра идущей волны до измерителя показали отсутствие данных гармоник, т.е. эффект затухания исключался. При дальнейшем увеличении мощности, при работе на магнетроне, число гармоник увеличивалось, появлялись периферийные гармоника, т.е. которые уже не удовлетворяли $\Delta f = n \cdot \text{const}$, $n = 1, 2, \dots$; $\text{const} \approx 5 \text{ КГц}$

При уровнях мощности р 7, 100 мвт
наблюдается периодически срыва акустических
колебаний, возникновение и исчезновение акустичес-
ких мод с определенным периодом, оказалось
что $T = f(H_0)$; $T_{max} \approx 1 \text{ сек}$; и $T \approx 2 \cdot H_0$

В первом приближении, точно зависимость не изучалась.

Так же было показано, что при резонанс-
ном резонансе при изменении H_0 , одни
гармоники исчезали, другие появлялись, а инти-
тудное соотношение между ними так же
зависело от H_0 ;

При изменении диаметра сферической монокри-
сталла наблюдалась зависимость

$$\Delta f \sim 1/d;$$

что указывает на волновой характер
магнитоакустических колебаний.

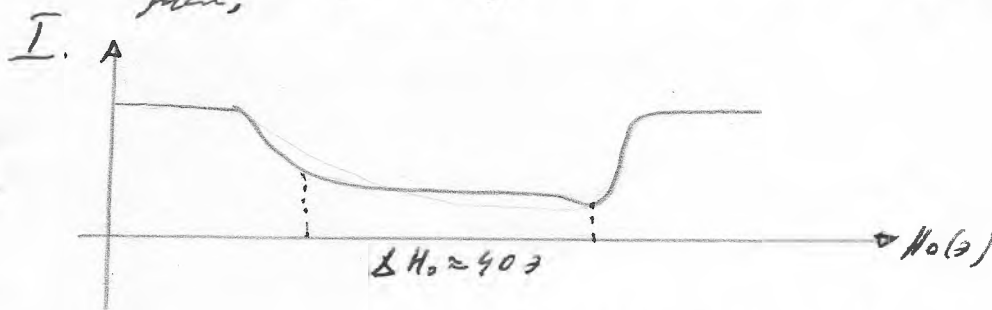
Как отмечено в статье (22) и в [33]
механизм возбуждения акустических
колебаний является магнитоэлектрическим,
которая создает связь магнитной сферической
системы с механическими типами
колебаний.

В дальнейшем в связи с обнару-
жением одного эффекта мы более подробно
остановились на механизме магнитоакустических
колебаний.

в) Пространственно-временные перемещения магнитного диполя.

Были замечены следующие явления:

- 1) Для $P \approx 700 \text{ мВт}$, при $\omega = \text{const}$, шарик свободен, помещен над отверстием в канале, резонансное значение коле H_0 , начало убывать при подходе к резонансу с одной стороны, до которого значение H_0 где происходила обрывной скачок линии резонанса;



I - амплитуда отраженной волны;

Затемнение $H_0 \approx 403$;

Вероятная интерпретация: происходит прохождение шарика, $H_{\text{нач}} \approx 423$.

- 2) При $P \approx 1,6 \text{ Вт}$, шарик скачком переходит из одного места в канале, в другое (выпрыгивает из ямки в стенку канала, при прохождении резонанса).
- 3) При $P \approx 2 \text{ Вт}$, шарик начинает трясется в ямке, подпрыгивает раскачивается. При помещении шарика в канал без ямки наблюдались непрерывные колебания шарика, с большой частотой, фактически он превращался из точки в сплошную гирю дикки. В канале с ямкой наблюдались подпрыгивания шарика, было несколько раз, что он висел, на время $\approx 1 \text{ сек}$; потом раскачивался и падал вниз. Был проведен контрольный эксперимент.

Не являются ли переменно-марка следствием магнитостатических колебаний, для этого была изготовлена добротность марика, в каннелер было помещено два диола, а не один, они естественно слились. При прохождении через резонанс магнитные диолы разрывались и разлетались в разные стороны, т.е. явным образом присутствующая сила в момент резонанса большая.

Далее проводился следующий опыт, расстояние между диол-диолом и монокристаллом устанавливалось таким, что диол-монокристалл прижимал к вершине каннелера



В момент прохождения резонанса шарик срывался и падал вниз и там прыгал, когда поле удалялось. Но шарик подпрыгивал и вновь прижимался к вершине. При некотором значении H_0

в кристалле возникли линии "0,5", наблюдался "ветхий диалог", диолы падали сверху-вниз и обратно в продолжении 730 мкс.

Далее для демонстрации корригирующих колебаний был применен вертикальный каннелер с налитой водой в нем:



В момент прохождения резонанса когда $\tilde{H}_1 = 0$: диолы монокристалла оставались внизу;

когда $\tilde{H}_1 \neq 0$: в момент резонанса диолы $\tilde{H}$ срывались с места и прыгали в диолы $\tilde{H}_1$, все проходило в доли секунды. ($\nu = 2 \text{ Гц}$);

Следует отметить важное обстоятельство,

шарик подпрыгивал вплоть до значений $H_0 \approx 80 \text{ мГс}$; при этом когда качалось пружинное устройство, наблюдалось затухание. Но в кристалле который этот эффект не исчезал,

Измерения $\Delta H_{\text{зат.}} \approx 40\text{ Г}$, при трясении
шарика на сверхзвуковом датчике амплитуда
отраженной волны на частоте $f_{\text{орд}}$, изменялась
с определенным периодом во времени:

Сделали замечание, что в момент
этого эффекта магитоакустические моды
не наблюдались, а наблюдалось периодическое
изменение амплитуды отраженной волны.

Сделали некоторые замечания, по
поводу неустойчивости резонанса в ферритах,
замечанной в 1958г. в статьях [3] №21, 22, 23:

№21. «Сверхвысокочастотные и низкочастотные колеба-
ния, вызванные неустойчивостью резонанса в
ферритах» М. Вейсс.
(M. T. Weiss, Phys. Rev. Lett., 1, No. 7, 239 (1958))

№22. «Магитоакустический резонанс в иттрие-
вом феррите со ступенчатой гранатой»
Е. Спенсер и Р. Лекроу.
(E. G. Spencer and R. C. LeCraw, Phys. Rev. Lett., 1,
No. 7, 241 (1958))

№23. «Магитоакустический резонанс в иттриевом
гранате» Е. Спенсер и Р. Лекроу
(E. G. Spencer and R. C. LeCraw, Journ. Appl. Phys.,
Suppl. to v. 30, No. 4, 1495 (1959))

Приведем оттуда то, что нам нужно:

№21 «Вдвигая из монокристаллов иттриевого
граната, помещенных в резонатор, наблюдали СВЧ
колебания с боковыми полосами и низкочастотными
колебаниями. Колебания наблюдались в том случае,
когда СВЧ мощность превышала определенное

Критическое значение, при $H_0 \approx 4$.

Колебания с боковыми пиками можно наблюдать как модуляцию СВЧ сигнала на выходе резонатора."

Глибиз - диск монокристалла: $0,9 \text{ мм} \approx 4$; $1,25 \text{ мм} \approx 5$

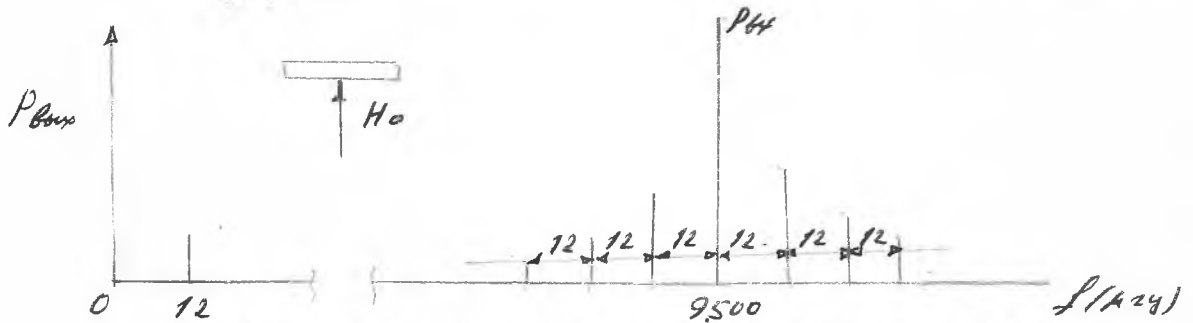
$Q_p \approx 1.000$ $f_p \approx 9.500$ $P_{\text{кв}} \approx 50 \text{ мВт}$;

" Колебания проходят в интервале резонансных колебаний $\approx 20 \text{ Г}$, хотя ширина ~~линии~~ $\approx 2 \text{ Г}$;

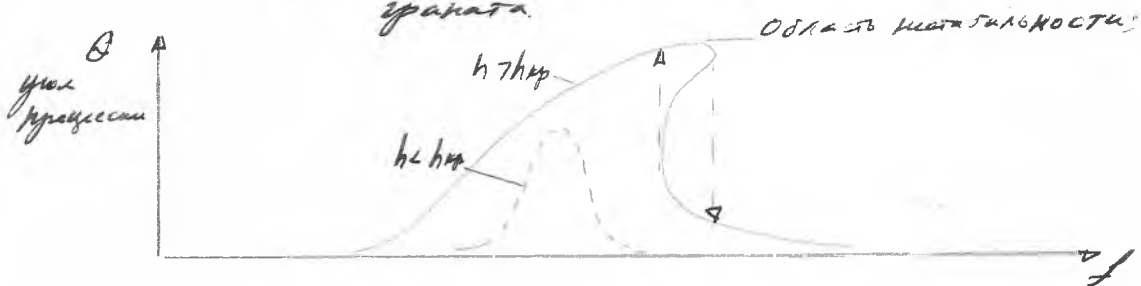
Частотный интервал между минимумами уменьшается до $0,75 \text{ мГц}$ при увеличении H_0 до 20 Г ."

" Эта нестабильность связана с тем, что через диск протекает ток, т.е. от $H_{\text{кв}}$:"

$\omega_{\text{рез}} = f(H_0 - 4\pi H_{\text{кв}})$."



Фиг. 1: Спектр колебаний для диска из иттриевого граната.



№22.

" При подаче электромагнитного сигнала с $f = 9300$ и 3.000 МГц в полированных сферах из монокристалла иттриевого граната наблюдались акустический резонанс в диапазоне от 5 до 30 мГц

Полированная сфера из монокристалла иттриевого граната диаметром $0,36 \text{ мм}$ свободно лежала на дне кварцевой пробирки помещенной в резонатор с $Q_f \approx 500$

В ружкость высокочастотного магнитного поля, протектированный алмаз с выхода резонанса подавался на осциллограф с большой скоростью развертки. При этом наблюдались колебания с частотой 8,966 мГц. Глубина модуляции СВЧ мощностью составляла 50%. Колебания можно наблюдать когда СВЧ мощность, подаваемая в резонатор, составляла всего 4 мВт:...

При медленном возрастании СВЧ мощности колебания возникают внезапно, причем их амплитуда почти сразу достигает максимальной величины. При дальнейшем увеличении мощности интервал роста этих колебаний, в котором происходит колебание, возрастает. При мощности 80 мВт этот интервал составляет приблизительно 30 нс... *Пру*

При уменьшении давления от атмосферного до 1 мм рт. ст. частота колебаний уменьшается на 500 мГц, а СВЧ мощность, необходимая для возбуждения колебаний, значительно уменьшается...

Механизм возбуждения — магнитоупругий — связь магнитной скин-слоевой системы с механическими тисками колебаний."

N^o 23.

Для акустических колебаний (поверхностного — сферического, цилиндрического, радиального)

$$f_1 = 0,424 \frac{v_1}{\pi}; f_{II} = 0,408 \frac{v_{II}}{\pi}$$

$$v_1 = 3,865 \cdot 10^5 \text{ см/сек} \quad v_{II} = 7,14 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$$

(для монокристаллического изотропного кварца).

(В нашем эксперименте $f_{\text{эксп. I}} \approx 5 \text{ мГц}$

$$f_{\text{теор. I}} \approx 5,06 \text{ мГц}$$

Для сферы $d \approx 0,635 \text{ мм.}$)

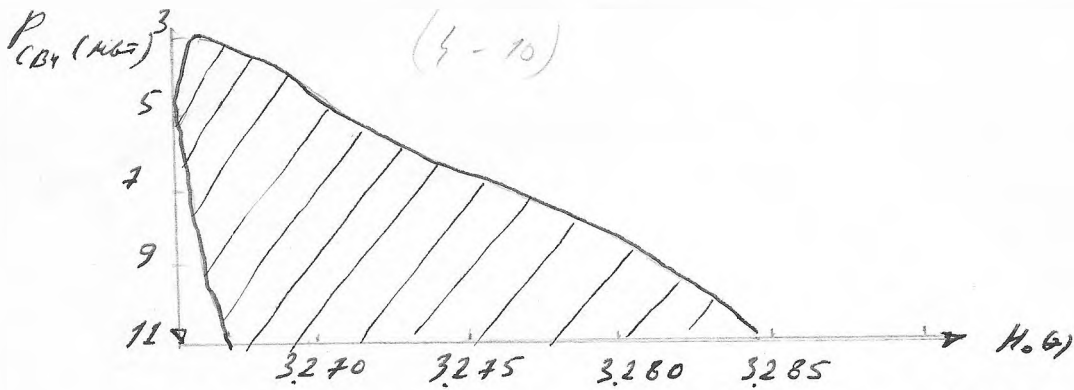


Рис 1: область постоянных колебаний, в которой наблюдается магнитоакустический резонанс;

Приведен качественные соображения относительно неустойчивости ФАР, для излучающих образцов из монокристалла записанные в работах 21-23, на основании экспериментальных данных реуликов в этой работе.

Особенностью этой работы является то что в момент резонанса за незначительным шариком следовало визуально, что вероятно все не было проделано в работах 21-23; и вероятно, что данные riguardano неустойчивости ФАР в 21-23; обусловлены наличием силы действующей на образец в неоднородном магнитном поле

$$\frac{F_{\text{маг}}}{P} = \frac{2 M_0 H_0}{P} \cdot a \frac{h^2}{H_0^3}$$

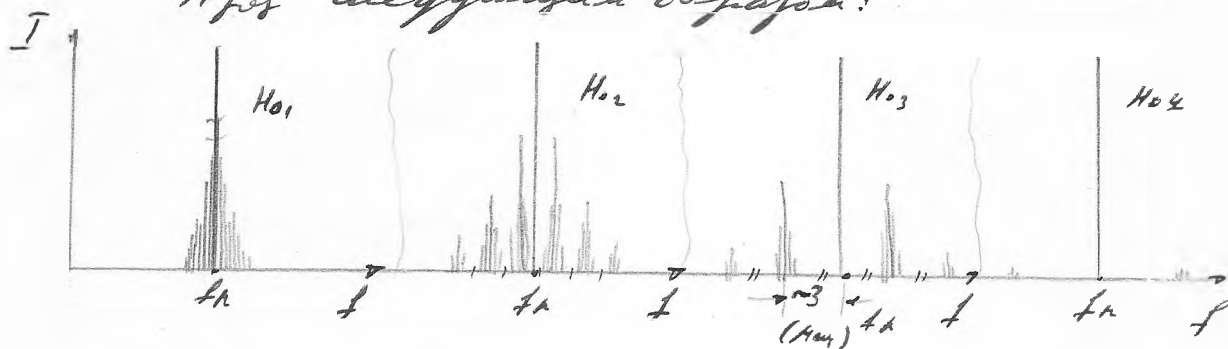
$$\frac{F_{\text{маг}}}{P} = 189 \cdot \frac{h^2}{H_0^3} \cdot a$$

где a — обусловлен либо зоркаллитом, либо зоркаллитом, либо, зависимость H_0 от P , где P — расстояние от центра колющего наконечника, при этом на магнитоакустический резонанс он существенно как было показано ранее;

Тогда становится понятным затенение
 $\Delta N_0 \approx 30 \rightarrow [221]$; т.к. при колебании тарика
 $\omega = f(N_0, N_{an})$, а $N_{an} \approx 90^\circ$ т.е. изменяется
 вклад N_{an} в зависимости от ориентации
 кристаллографических осей, и амплитудная
 модуляция отраженного либо сигнала на вы-
 ходе, т.к. происходит изменение добротности
 резонатора, в результате изменения N_{ref}
 при колебании тарика, при увеличении
 давления $[221]$ естественно уменьшается
 сила сопротивления среды, поэтому умень-
 шается затенение мощности СВЧ для создания
 противодействующей силы.

2) Появление колебаний с сдвигом частоты зависящему от H и на границе варьирования.

При малых уровнях мощности ($P \approx 50 \text{ мВт}$) при помещении в резонатор узких диодных генераторов, при проходе резонанса было замечено появление в отраженной волне гармоник расщепленных симметрично относительно f_H , они возникали при проходе H следующим образом:



При помещении одного диода - монокристалла в нулевой магнитный поле (с.в.з.) отмечалась та же самая картина, но $I_{fH}/I_{fH} \approx 20 \div 30 \text{ дБ}$, т.е.

$I_{fH} \ll I_{fH}$; и приходится работать со спектроанализатором в кримпированном режиме, чтобы уловить данный недостаток можно было бы компенсировать I_{fH} .

5. Заключение.

Проведенная работа позволяет рассчитывать на возможную магнитную подвеску, но на устойчивость накладывается много проблем, нужна точность совмещения магнитной оси с осью вращения с помощью каких-либо устройств, с ассиметрией колебаний.

Перспективы работы в горизонтальном направлении объясняется, что для перемещения в том направлении не нужно компенсировать $F_z = 9g$, т.е. необходимая меньшая сила.

Литература:

1. А. Т. Туревич „Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках" „Наука", 1973г.
2. Я. А. Моисов „Нелинейный ферромагнитный резонанс" „Наука" 1971г.
3. под редакцией А. Т. Туревича „Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах" сборник статей из-во И. Л. 1961г.
4. Б. Лакс, К. Батмон „Сверхвысокочастотные ферриты и ферриматериалы" „Мир" 1965г.
5. Покизовский „Получение и применение Больших центробежных полей" (обзор) ПТЭ 1968г. №2 стр. 5-13.
6. Халебин, Владимирский (магнитная подвеска 25кг) ПТЭ 1962г. №3.
7. С. А. Смирнов „Физика и техника сильных магнитных полей" (сборник рефератов 1873-1968г.) 1970г.
8. В. И. Чепарников „Магнитное измерение" М. Г. У. 1963г.
9. И. Л. Шатохин „Современные методы измерения магнитных полей" (сб. + Электротехника) ЖМ. МРТП №3, 38, 1958г.)
10. Б. Хэт „Электромагнитные расчёты" 1934г.
11. Т. Гурлов „Расчёт электрических и магнитных полей" И. Л. 1961г.
12. Я. Д. Ширман „Радиоволноводы и объёмные резонаторы".
13. М. Б. Толандт, А. А. Махлаков, М. Б. Шир „Изготовление резонаторов и замедляющих систем электровакуумных приборов" „Советское радио" 1969г.
14. С. В. Лебедев „Конфигурация полей, обеспечивающая быструю раскачку осеально-симметричных магнитных полей" „Приборы и техника эксперимента" 1971г. №1, 32-34.

15. „Магнитное поле витка с током расположенного над ферромагнитной проводимостью.“
Серия физ. и техн. наук 1971. N1, 115-119
Иср. А.Н. Лав. СССР.
16. Mc Keenan L. W. Rev. Scient. Instrum., 7, N4 стр. 148
(1936г.) „Комбинации круговых токов для получения однородных градиентов магнитного поля“.
17. Annales de Physique 1968, 3 N6, 425-448.
„Angular momentum detection of non-Spinor phenomena in paramagnetic resonance.“
Енрио Агитондо.
18. „Наземный транспорт 80-х годов.“
„Мир“, М., 1974г. 184стр.
19. Уилк (L. S. Wilk) „Псевдогравитационный эффект“.
1972. N2, стр. 68-76, Прибор для научных исследований.
20. E. R. Laithwaite „Electromagnetic levitation“.
Proc IEE (London) 1965, 112 p.p. 2.361-2.375